

---

# ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА И ТЕПЛОТЕХНИКА

---

**СПРАВОЧНАЯ СЕРИЯ**

**В четырех книгах**

Под общей редакцией  
**А.В. КЛИМЕНКО и В.М. ЗОРИНА**

*3-е издание, переработанное  
и дополненное*



**Издательство МЭИ**  
**Москва**  
**2001**

Книга вторая

---

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ  
ТЕПЛОТЕХНИКИ  
ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЙ  
ЭКСПЕРИМЕНТ**

---

**СПРАВОЧНИК**

Под общей редакцией  
А.В. КЛИМЕНКО и В.М. ЗОРИНА



Издательство МЭИ  
Москва  
2001



*Издание осуществлено при финансовой поддержке  
РАО «ЕЭС России»*

**Рецензенты:** Л.И. Зайчик (разд. 1), А.Д. Козлов (разд. 2), Г.А. Дрейцер (разд. 3), Н.Н. Шипков (разд. 4), М.С. Васюков и Э.В. Голжов (разд. 5), С.А. Ковалев (разд. 6), Д.Н. Киган (разд. 7), В.И. Ковалев (разд. 8), С.П. Малышенко (разд. 9)

**Авторы.** А.А. Александров, Б.С. Белосельский, А.Г. Вайнштейн, Ю.А. Выскубенко, Л.Г. Геняц, В.П. Горбатов, К.А. Гордин, Б.Т. Емцев, Г.М. Иванова, В.А. Ипполитов, Б.И. Казанджан, А.В. Клименко, Н.В. Коровин, Н.Д. Кузнецов, Д.А. Лабуцков, В.Н. Лешинин, В.М. Мясленников, В.В. Махров, В.И. Мыка, В.И. Мирошниченко, В.С. Охотин, В.С. Протопопов, В.Г. Свиридов, А.П. Севастьянов, Н.Н. Семашко, Ю.Б. Смирнов, Р.И. Сознев, С.Т. Суржиков, В.В. Сычев, Г.Ф. Филаретов, Э.Э. Шпильрайн, А.П. Шурыгин, Г.Д. Юшина, В.В. Ягов

Т 338 **Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент: Справочник / Под общ. ред. чл.- корр. РАН А.В. Клименко и проф. В.М. Зорина. — 3-е изд., перераб и доп. — М.: Издательство МЭИ, 2001. — 564 с.: ил. — (Теплоэнергетика и теплотехника; Кн. 2).**

ISBN 5-7046-0512-5 (кн. 2)

Предлагаемый справочник — 3-е издание книги 2 справочной серии «Теплоэнергетика и теплотехника» — содержит сведения по механике жидкости и газа и тепло- и массообмену в различных системах, процессам горения топлив. Описаны современные средства теплотехнических измерений и автоматизации экспериментов, методы экспериментального исследования процессов тепло- и массообмена, теплофизических свойств веществ. Представлены современные нетрадиционные способы преобразования энергии. 2-е издание справочника вышло в 1988 г., 3-е издание переработано и дополнено с учетом достижений науки и техники

Для инженеров-теплотехников и теплоэнергетиков, работающих на электростанциях и промышленных предприятиях различных отраслей хозяйства страны, а также для научных работников и студентов вузов соответствующих специальностей.

УДК 621.1. (083)

ББК 31.3я21

ISBN 5-7046-0512-5 (кн. 2)

ISBN 5-7046-0515-X

© «Энергоатомиздат», 1988

© Авторы, 2001

# **СОДЕРЖАНИЕ КНИГ СПРАВОЧНОЙ СЕРИИ «ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА И ТЕПЛОТЕХНИКА»**

## **КНИГА ПЕРВАЯ**

### **Теплоэнергетика и теплотехника. Общие вопросы**

Раздел 1. Энергетика и электрификация

Раздел 2. Единицы физических величин

Раздел 3. Основные правила оформления конструкторской документации

Раздел 4. Основные сведения по математике

Раздел 5. Численные методы, алгоритмы и программные средства для инженерных расчетов

Раздел 6. Основные сведения по физике

Раздел 7. Физико-химические свойства и технологии растворов

Раздел 8. Конструкционные материалы теплотехники

Раздел 9. Расчет на прочность элементов конструкций теплотехнического оборудования

Раздел 10. Экономика теплоэнергетики и теплотехники

Раздел 11. Охрана труда в теплоэнергетике и теплотехнике

## **КНИГА ВТОРАЯ**

### **Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент**

Раздел 1. Механика жидкости и газа

Раздел 2. Термодинамика

Раздел 3. Основы тепло- и массообмена

Раздел 4. Основы теории и расчета процессов горения, газификации и пиролиза топлива

Раздел 5. Теплотехнические измерения

Раздел 6. Методы экспериментального изучения процессов тепло- и массообмена

Раздел 7. Экспериментальные методы определения теплофизических свойств веществ

Раздел 8. Автоматизация теплофизического эксперимента

Раздел 9. Нетрадиционная энергетика

## **КНИГА ТРЕТЬЯ**

### **Тепловые и атомные электрические станции**

Раздел 1. Паровые котлы

Раздел 2. Реакторы и парогенераторы АЭС

Раздел 3. Паротурбинные установки

Раздел 4. Газотурбинные и парогазовые установки

Раздел 5. Насосы и газодувные машины

Раздел 6. Технологические системы и компоновки ТЭС и АЭС

Раздел 7. Водный режим, химический контроль и обработка воды  
на электростанциях

Раздел 8. Электрические машины и трансформаторы

## **КНИГА ЧЕТВЕРТАЯ**

### **Промышленная теплотехника**

Раздел 1. Энергосбережение

Раздел 2. Высокотемпературные теплотехнологические установки

Раздел 3. Электротермические установки

Раздел 4. Промышленные тепло- и массообменные аппараты и установки

Раздел 5. Холодильные и криогенные установки

Раздел 6. Системы теплоснабжения промышленных предприятий

Раздел 7. Автоматизированное управление теплотехническими объектами

Раздел 8. Энергетика и экология

# ПРЕДИСЛОВИЕ

Вторая книга справочной серии «Теплоэнергетика и теплотехника» включает сведения, которые можно разделить на три группы.

Первая группа — это систематизированные сведения по базовым дисциплинам теплотехники: механике жидкости, газа и двухфазных сред, термодинамике, тепло- и массообмену

Данные, изложенные в соответствующих разделах, с одной стороны, составляют основу, на которой развиваются все прикладные направления современной теплоэнергетики и теплотехники, а с другой — используются непосредственно при исследовании, проектировании, испытании, эксплуатации любого теплотехнического оборудования

Вторая группа сведений объединяет справочные материалы по методам и средствам теплотехнических измерений, экспериментальных исследований основных процессов теплотехники и теплотехнических свойств рабочих сред. Эти материалы позволяют получить ответы на вопросы, каким образом могут быть проконтролированы параметры технологического процесса, как можно организовать какое-либо исследование, в том числе и в производственных условиях, каким образом получены результаты, являющиеся содержанием базовых дисциплин. Особенности теплотехнического эксперимента заключаются в его большой трудоемкости, сравнительно невысокой точности, в большом числе случаев эксперименты проводятся на установках индивидуального изготовления. Правильно поставить эксперимент, снизить трудозатраты на его проведение, повысить точность измерений — вот цели, которым служит материал нового разд К «Автоматизация теплотехнического эксперимента»

Третью группу сведений представляет собой раздел, посвященный нетрадиционной энергетике. В нем рассматриваются такие способы получения и преобразования энергии, которые в настоящее время еще не играют сколько-нибудь существенной роли в удовлетворении потребностей человечества в энергии. Однако уже можно назвать те области, в которых использование установок нетрадиционной энергетике оказывается наиболее эффективным. Что же касается перспектив нетрадиционной энергетике, то совершенно ясно, что ее значение с течением времени и по мере истощения запасов органического топлива будет возрастать.

Создание современных установок нетрадиционной энергетике преследует, помимо прочих, цель изучить особенности их функционирования для совершенствования и более широкого внедрения. Фактически это иной по сравнению с экспериментом уровень изучения энергетических процессов, и справочные данные по техническим устройствам нетрадиционной энергетике естественным образом дополняют основное содержание книги.

В разд. 1 справочника даны фундаментальные определения, краткое изложение понятий и законов механики жидкости и газа, механики двухфазных систем, а также методы применения их в инженерных расчетах. Специалисты теплоэнергетики и теплотехники найдут здесь тщательно отобранные сведения по методам расчета гидравлических сопротивлений элементов различных конструкций, расходов при истечении из отверстий и насадок, газодинамических процессов и т. д.

В этом разделе переработан пункт, посвященный уравнениям сохранения кинетической энергии турбулентности. В раздел включена информация о  $k-\epsilon$ -модели турбулентности, широко используемой в настоящее время в численных расчетах. Написан новый параграф о гидродинамике электропроводных жидкостей в магнитном поле. Приведены новые результаты исследований о росте и условиях отрыва паровых пузырьков при кипении, сведения о методах расчета дисперсно-кольцевых двухфазных потоков. Материал по интегральным методам расчета динамического пограничного слоя как утративший актуальность в современных условиях сокращен.

В разд. 2 даны основные законы термодинамики и указаны важнейшие сферы их применения, рассмотрены фундаментальные определения, обеспечивающие понимание общности методов термодинамики для анализа различных явлений, включая реальные процессы теплоэнергетики. Описаны основные термодинамические свойства твердых тел, жидкостей и газов, представлены дифференциальные уравнения термодинамики, устанавливающие взаимосвязи между этими свойствами. Рассматриваются общие условия равновесия различных видов термодинамических систем, включая фазовое равновесие. Приводятся уравнения для расчета термодинамических свойств газовых смесей, в том числе для влажного воздуха.

В раздел включены таблицы термодинамических свойств основных рабочих веществ воды и водяного пара, воздуха, углекислого газа, азота, аммиака и др. При этом сведения о свойствах воды и водяного пара даны в соответствии с Международной системой уравнений 1997 г для промышленного использования, применяющейся с 1 января 1999 г во всех развитых странах. Данные для других веществ соответствуют действующим стандартам. В этот раздел также включены сведения по термодинамическим процессам, циклам паротурбинных и газотурбинных энергетических установок, дан их анализ. Для сложных термодинамических систем, совершающих помимо работы расширения и другие виды работ, даны соотношения, необходимые для их расчета и анализа.

В разд. 3 приведены основы теории тепло- и массообмена, рекомендации и расчетные формулы для решения конкретных задач. Для удобства пользования наиболее употребительные формулы и соотношения помещены в таблицы с указанием пределов их применимости, определяющих размеров, температуры и расчетного температурного напора. Раздел охватывает все способы переноса теплоты, теплопроводность, конвективный теплообмен — однофазный и при изменении агрегатного состояния вещества, теплообмен излучением, а также совместные процессы тепло- и массообмена; к каждому из них дается значительный объем справочного материала по теплофизическим свойствам наиболее применяемых на практике веществ.

В разделе даны новые сведения по расчету теплообмена при нульковом и переходном режимах кипения в большом объеме и при вынужденном движении жидкости в каналах. Включена новая информация о методах расчета критической плотности теплового потока при кипении в условиях низких давлений, а также о расчете теплообмена при течении жидких металлов в магнитном поле. Существенно переработан материал по гидродинамической аналогии теплообмена (аналогия Рейнольдса), в которую включено новое расчетное соотношение, существенно расширяющее диапазон чисел Прандтля, в котором эта аналогия может с успехом применяться.

В разд. 4 представлены обновленные данные по свойствам и характеристикам основных видов энергетических топлив: углей, природного газа, топочных мазутов — по состоянию на конец 90-х годов. Описаны методы расчета основных показателей процесса полного горения топлива, приведены основы методов расчета топливосжигающих устройств для котлов малой мощности и промышленных печей, для горелок и форсунок различного типа.

С учетом все возрастающего интереса к новым методам высокотемпературной подготовки и переработки энергетических топлив в разделе рассмотрены важнейшие вопросы газификации и пиролиза топлива, приведены расчетные показатели этих процессов применительно к углям ряда месторождений России. Представлены также данные о процессах образования и выброса вредных продуктов сгорания, газификации и пиролиза топлив, условиях подавления этих выбросов и сокращения их поступления в окружающую среду.

Для контроля за работой теплотехнического оборудования при проведении его промышленных испытаний и научных экспериментов необходимо производить различные измерения. Они осуществляются с помощью первичных датчиков, измерительных преобразователей и вторичных приборов, рассмотренных в разд. 5. Там же даны базовые сведения для выбора средств измерения и оценки погрешности результатов измерения.

В последнее десятилетие в средствах теплотехнических измерений широко используются микроэлектронные технологии и микропроцессорная техника. Значительная часть этих средств с учетом их работы в микропроцессорных системах контроля и управления имеет интерфейс RS-232 или RS-485. Это относится как к «интеллектуальным» первичным средствам измерения температуры, давления, расхода, уровня, так и к измерительным преобразователям анализаторов состава газа и растворов.

В настоящем издании справочника приведены характеристики как традиционных средств измерения теплотехнических величин, так и «интеллектуальных» приборов со встроенными микропроцессорами, выпускаемых в настоящее время. Рассмотрены также получившие широкое распространение новые средства измерения: ультразвуковые и вихревые расходомеры, «твердотельные» газоанализаторы и другие приборы. Новый параграф, посвящен теплосчетчикам.

Значительное внимание в разд. 5 уделено способам нормирования метрологических характеристик средств измерения и методам оценки погрешностей как результатов косвенных измерений, так и показаний измерительных комплексов и каналов измерительных систем.

Несмотря на расширяющийся в последние годы исследования с использованием математических моделей, основным методом изучения процессов тепло- и массообмена по-прежнему остается физический эксперимент. В разд. 6 «Методы экспериментального изучения процессов тепло- и массообмена» основное место занимает изложение применяемых в настоящее время в научных исследованиях методов создания и измерения тепловых потоков, определения температуры поверхности

теплообмена и температуры жидкости, а также способов измерения сопротивления трения и массообменных характеристик. При этом рассмотрены не только широко используемые, но и новые, разработанные в последние годы методы, описание которых впервые приведено в настоящем издании. Значительное внимание уделено также описанию методов измерения характеристик, необходимых для понимания механизма процесса полей температуры, давления и скорости, а также структуры потока. Указаны основные источники погрешностей измерения и способы их уменьшения.

В разд. 7 рассматриваются методы экспериментального определения важнейших теплофизических свойств веществ при различных параметрах состояния. Материал раздела в сжатом виде отражает современный уровень науки об измерениях теплофизических свойств веществ. Наибольшее внимание уделено методам и установкам для экспресс-измерений различных теплофизических свойств в условиях заводской лаборатории. Приведенные данные позволяют инженеру-теплотехнику обоснованно выбрать необходимую методику экспериментального определения свойства вещества.

В этом же разделе рассматриваются важнейшие методы определения наиболее часто используемых в теплотехнических расчетах свойств плотности твердых тел; коэффициента поверхностного натяжения; энтальпии и теплоемкости вещества; термодинамических свойств на линии фазового перехода; теплопроводности; вязкости.

По сравнению со вторым изданием разд. 7 подвергся существенной переработке. В нем значительно шире представлены характеристики приборов и установок отечественного производства, а также приборов, производимых ведущими зарубежными фирмами, для определения теплофизических свойств веществ в условиях заводской лаборатории; рассмотрены методы и установки, появившиеся после выхода в свет 2-го издания справочной серии. Принципиально новым является параграф, в котором описаны современные динамические методы определения теплофизических свойств при экстремальных параметрах состояния: методы нагрева образца импульсом электрического тока, лазерной вспышки, ударного сжатия.

Разд. 8 «Автоматизация теплофизического эксперимента» претерпел кардинальные изменения по сравнению с соответствующим разделом в предыдущем издании справочника. Фактически он написан заново. Это обусловлено бурным развитием средств вычислительной техники, широким внедрением информационно-измерительных систем и технологий нового поколения в практику теплофизического эксперимента, лабораторных и промыш-

ленных испытаний тепловых машин и энергетического оборудования.

Изложение материала начинается введением понятия «автоматизированная система научных исследований» (АСНИ). Последовательно описаны основные конфигурации АСНИ, основополагающие принципы построения современных систем автоматизации — стандартизации и открытости. Подробно представлены аппаратные средства АСНИ, среди которых информационно-измерительные системы на базе компьютерных шин, системы на основе приборного интерфейса, магистрально-модульные системы, системы на базе локальных устройств ввода-вывода. Впервые среди прочих технических средств АСНИ представлены датчики — первичные преобразователи физических величин в электрический сигнал, рассмотрена специфика подключения датчиков и борьбы с помехами в измерительных линиях.

При описании программных средств АСНИ изложены сведения об операционных системах общего назначения и реального времени, а также о средствах и языках программирования. В разделе приводится классификация инструментальных программных сред и перспективных языков прикладного программирования. Достаточно подробно рассмотрены вопросы статистического анализа экспериментальных данных как математической основы современного автоматизированного эксперимента. Изложены методы обработки опытных данных, способы оценивания статистических характеристик случайных величин и процессов. Описан метод наименьших квадратов, который может служить примером применения методов регрессионного анализа для определения функциональной зависимости между параметрами по результатам их измерений. Раздел завершается описанием элементов теории планирования эксперимента, а также сведениями о ряде современных программных продуктов для статистического анализа данных.

В разд. 9 «Нетрадиционная энергетика» представлены способы получения полезной для человека энергии, использующие различные физические принципы. Однако вклад нетрадиционных источников энергии в общий энергетический баланс очень скромный.

В большом числе случаев потребителя интересует получение электроэнергии. Наиболее распространенные в настоящее время тепловые электростанции (ТЭС) вырабатывают электроэнергию в результате последовательных ступеней преобразования, на каждой из них неизбежны потери, и поэтому количество таких ступеней желательно уменьшить. Установки, преобразующие теплоту, химическую, солнечную энергию непосредственно в электроэнергию, принято называть установками прямого преобразования энергии. Как правило, в

связь с термодинамическим несовершенством их коэффициент полезного действия (КПД) ниже, чем у современных ТЭС. Поэтому системы прямого преобразования энергии целесообразно применять там, где от установки требуются простота, надежность, возможность работы в автономном режиме без какого-либо обслуживания и т. д.

Значительное внимание в разделе уделено солнечным, ветровым, геотермальным установкам, использующим возобновляемые источники энергии. Читатель имеет возможность ознакомиться с принципами действия таких установок и основными физическими процессами, обеспечивающими их работу, основными характеристиками, оценками эффективности, возможностями применения и достигнутыми в настоящее время результатами.

По сравнению со 2-м изданием в параграф «Термоядерные электростанции и термоядерные реакторы» включены описания и характеристики реакторов-токамаков ДЕМО и ИТЭР, схема стратегии исследований в области управляемого термоядерного синтеза. Приведены методы иницирования и поддержания горения плазмы, сведения о накоплении и откачке гелия, о топливе и конструкционных материалах.

Все разделы 3-го издания книги 2 справочной серии переработаны с учетом новых научных данных, достижений практики и производства, современных нормативных материалов; пересмотрены и обновлены списки литературы по каждому разделу. При подготовке материалов учтены также пожелания и замечания читателей.

Улучшению материалов книги 2, безусловно, способствовали замечания, сделанные рецензентами, которые с благодарностью и признательностью были приняты авторами и редакторами справочной серии.

Материалы справочника написали:

разд. 1 — доктор техн. наук Б.Т. Емцев (§ 1.1 — 1.8, 1.11, 1.12, пп. 1.9.1 — 1.9.4), В.Г. Свиридов (§ 1.10, п. 1.9.5), В.В. Ягов (§ 1.13 — 1.18),

разд. 2 — доктора техн. наук А.А. Александров (п. 2.4.4, табл. 2.10 — 2.12), В.В. Сычев и В.С. Охотин;

разд. 3 — чл.-кор. РАН А.В. Клименко (§ 3.2 — 3.4, 3.11), доктор техн. наук Д.А. Лабунцов (§ 3.13 — 3.15 совместно с доктором техн. наук С.Т. Суржиковым и § 3.16, 3.18 совместно с доктором техн. наук В.В. Яговым), канд. техн. наук Р.И. Сокиев (§ 3.1, 3.5 — 3.10, 3.12, п. 3.6.4 написан совместно с доктором техн. наук Л.Г. Гениным),

разд. 4 — кандидаты техн. наук Б.С. Белосельский, А.Г. Вайнштейн и ст. научный сотрудник Г.Д. Юшина (§ 4.1), кандидаты техн. наук В.А. Ипполитов (§ 4.2), А.П. Шурыгин (§ 4.3), кандидаты техн. наук В.М. Масленников, Ю.А. Выскубенко и канд. физ.-мат. наук К.А. Горшин (§ 4.4, 4.5);

разд. 5 — кандидаты техн. наук Г.М. Иванова (§ 5.1, 5.3, 5.5 — 5.7) и Н.Д. Кузнецов (§ 5.2, 5.4);

разд. 6 — чл.-кор. РАН Э.Э. Шпильрайн, доктор техн. наук В.В. Махров (§ 7.1 — 7.3) и канд. техн. наук В.И. Мирошниченко (§ 7.4),

разд. 7 — доктор техн. наук В.С. Протопопов и канд. техн. наук Ю.Б. Смирнов;

разд. 8 — доктор техн. наук В.Г. Свиридов (§ 8.1 — 8.3 совместно с В.Н. Леньшиным), ст. научный сотрудник В.Н. Леньшин (§ 8.4, 8.5), доктор техн. наук Г.Ф. Филаретов (пп. 8.6.1 — 8.6.3, 8.6.5), канд. физ.-мат. наук В.И. Мика (п. 8.6.4);

разд. 9 — доктор техн. наук Б.И. Казанджан (§ 9.2, 9.3, пп. 9.1.1 — 9.1.5), чл.-кор. РАН Э.Э. Шпильрайн и канд. техн. наук А.П. Севастьянов (§ 9.4 — 9.6, п. 9.1.6), доктор хим. наук Н.В. Коровин (§ 9.7), доктора техн. наук В.П. Горбачих и Н.Н. Семашко (§ 9.8)

*Авторы*

# РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ

## МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА

### 1.1. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

В технических расчетах однофазные жидкости и газы рассматриваются как сплошные среды с непрерывно распределенной плотностью, определяемой отношением

$$\rho = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta M}{\Delta V},$$

где  $\Delta V$  — элементарный объем среды,  $\Delta M$  — заключенная в нем масса (данные о плотностях жидкостей и газов приведены в справочной серии, книга 1, разд. 3, § 3.20)

Сжимаемость жидкостей и газов характеризуется изотермическим коэффициентом сжимаемости

$$\chi = -\frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial p} \right)_T.$$

Для идеальных газов  $\chi = p^{-1}$ . Капельные жидкости в гидродинамических расчетах обычно рассматриваются как несжимаемые (см. книгу 1, разд. 2, п. 2.4.2, табл. 2 10 для воды; разд. 6, п. 6.2.6) Сжимаемость сплошных сред может быть описана обобщенным законом Гука

$$d\rho/\rho = dp/\mathcal{E},$$

где  $\mathcal{E}$  — изотермический объемный модуль упругости среды, связанный с коэффициентом сжимаемости соотношением  $\mathcal{E} = \chi^{-1}$ . Тепловое расширение жидкостей и газов характеризуется изобарным коэффициентом расширения

$$\beta = \frac{1}{V} \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

Для идеальных газов  $\beta = 1/T$ . Для капельных жидкостей изобарный коэффициент расширения в большинстве случаев составляет около  $1 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  (см. книгу 1, разд. 2, п. 2.4.1, табл. 2.9, 2 10, 2.15, 2 16; разд. 3, § 3.5, табл. 3 16—3 18)

Вязкостью называется свойство среды оказывать сопротивление сдвигающим усилиям при относительном движении слоев. У большинства жидкостей и всех газов сопротивление сдвигу в состоянии покоя равно нулю. Между слоями жидкости или газа при их относительном движении возника-

ет сила вязкости или внутреннего трения, определяемая формулой Ньютона

$$F_{\mu} = \mu S \left| \frac{du}{dy} \right|,$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость, Па·с,  $S$  — площадь соприкосновения слоев,  $u$  — скорость движения среды;  $y$  — направление нормали к скорости

Широко употребляется также кинематическая вязкость,  $\nu$ ,  $\text{m}^2/\text{с}$ ,

$$\nu = \mu / \rho$$

Напряжение силы вязкости определяется формулой

$$\tau = \mu \left| \frac{du}{dy} \right|.$$

Жидкости и газы, для которых справедлива эта зависимость, называются ньютоновскими. Приводимые ниже сведения относятся только к таким средам. Данные о неньютоновских жидкостях можно найти в [55]

Вязкости  $\mu$  и  $\nu$  сильно зависят от температуры (рис. 1 1) и слабо от давления. Зависимость  $\mu$  от давления в жидкостях становится существенной при давлениях около 103 МПа и более (табл. 1.1)

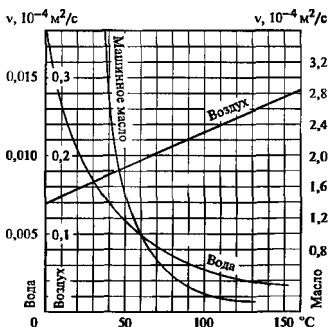


Рис. 1.1. Зависимость кинематической вязкости воды, масла и воздуха от температуры



Таблица 1. Зависимость вязкости воды от давления при различных температурах

$t_1, ^\circ\text{C}$	$\frac{\mu_{400} - \mu_1}{\mu_1}$	$t_1, ^\circ\text{C}$	$\frac{\mu_{400} - \mu_1}{\mu_1}$
18	-1,6	51	+1,6
29	-0,3	56	+2,1
31	0,0	70	+2,5
32	0,0	80	+2,6
33	0,0	90	+3,4
36	0,0	98	+3,6
40	+0,7		

Примечание.  $\mu_1, \mu_{400}$  — значения динамической вязкости воды при атмосферном давлении (101,337 кПа) и при давлении, в 400 раз большем.

Данные о коэффициентах вязкости некоторых жидкостей и газов приведены в книге 1, разд. 3, § 3 5

## 1.2. КИНЕМАТИКА ЖИДКОЙ СРЕДЫ

*Жидкой частицей* называется малый объем жидкости или газа, который при движении деформируется и масса которого не смешивается с окружающей средой. Скоростью жидкой частицы называется скорость какой-либо точки этой частицы, выбираемой произвольно.

Существуют два метода описания движения жидкости.

**Метод Лагранжа.** Движение жидкости или газа описывается радиусом-вектором жидкой частицы  $r(\tau, a, b, c)$  или его проекциями  $x(\tau, a, b, c)$ ,  $y(\tau, a, b, c)$ ,  $z(\tau, a, b, c)$ , причем за параметры  $a, b, c$ , определяющие индивидуальную частицу, обычно принимают значения координат  $x, y, z$  в начальный момент времени  $\tau_0$ . Векторы скорости и ускорения жидкой частицы и их проекции определяются формулами:

$$u = \partial r / \partial \tau; \quad u_x = \partial x / \partial \tau;$$

$$u_y = \partial y / \partial \tau; \quad u_z = \partial z / \partial \tau;$$

$$a = \partial^2 r / \partial \tau^2; \quad a_x = \partial^2 x / \partial \tau^2;$$

$$a_y = \partial^2 y / \partial \tau^2; \quad a_z = \partial^2 z / \partial \tau^2$$

**Метод Эйлера.** Метод заключается в математическом описании поля местных скоростей, т.е. скоростей жидких частиц, находящихся в данный момент в различных точках пространства. Если местные скорости зависят от времени  $\tau$ , то движение называется *неустановившимся*, или *нестационарным* и вектор местной скорости

$$u = u(\tau, x, y, z, \tau);$$

$$u_y = u_y(x, y, z, \tau); \quad u_z = u_z(x, y, z, \tau).$$

Если вектор  $u$  от времени не зависит, то движение называется *установившимся* или *стационарным*. Тогда

$$u = u(\tau), \quad u_x = u_x(x, y, z);$$

$$u_y = u_y(x, y, z); \quad u_z = u_z(x, y, z).$$

Ускорение жидкой частицы в векторной форме и в проекциях на координатные оси выражается субстанциональной производной скорости по времени

$$a = \frac{du}{d\tau} = \frac{\partial u}{\partial \tau} + (u \nabla) u,$$

где  $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} i + \frac{\partial}{\partial y} j + \frac{\partial}{\partial z} k$  — символический вектор набла или оператор Гамильтона;

$$a_x = \frac{du_x}{d\tau} = \frac{\partial u_x}{\partial \tau} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_x}{\partial z} \quad (1.1)$$

(две другие проекции ускорения  $a_y$  и  $a_z$  выражаются аналогично путем замены под знаками производных проекций  $u_x$  соответственно на  $u_y$  и  $u_z$ ). В индексной форме (1.1) имеет вид

$$a_j = \frac{\partial u_j}{\partial \tau} + u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i}$$

(Здесь и далее при использовании индексной записи предполагается суммирование по повторяющемуся индексу  $i = 1, 2, 3$ ).

Частная производная  $\partial u / \partial \tau$  ( $\partial u_x / \partial \tau$ ,  $\partial u_y / \partial \tau$ ,  $\partial u_z / \partial \tau$ ) выражает местное, или *локальное*, ускорение. Совокупность остальных членов в формулах (1.1) называют *конвективным ускорением*.

*Линией тока* называется кривая, в каждой точке которой в данный момент времени вектор скорости направлен по касательной. Система дифференциальных уравнений линий тока имеет вид

$$dx / u_x = dy / u_y = dz / u_z. \quad (1.2)$$

При установившемся движении линии тока совпадают с траекториями жидких частиц. При неустановившемся движении такого совпадения может не быть.

Совокупность линий тока, проведенных через малый замкнутый контур, образует *элементарную трубку тока*. Конечный поток может быть представлен совокупностью трубок тока при выполнении условия

$$u \text{ tot } u = 0. \quad (1.3)$$

В этом случае в потоке можно провести сечение, нормальное линиям тока в каждой его точке.

*Объемным расходом* трубки тока называется

$$dV = |u_n| dS,$$

где  $u_n$  — нормальная к площади  $dS$  составляющая вектора скорости  $u$ ,  $dS$  — площадь произвольного сечения трубки тока.

Поток вектора скорости через поверхность  $S$

$$V = \int_S u_n dS,$$

а модуль этой величины является *объемным расходом* через поверхность  $S$ .

Абсолютные значения величин  $dG = \rho u_n dS$  и  $G = \int_S \rho u_n dS$  называют соответственно *массовым расходом* элементарной трубки тока и *массовым расходом* через поверхность.

**Уравнение сплошности (неразрывности).** При отсутствии источников и стоков массы уравнение может быть записано в следующих формах:

*интегральной*

$$\int_S \rho u_n dS + \int_V \frac{\partial \rho}{\partial \tau} dV = 0, \quad (1.4)$$

где  $S$  — поверхность, ограничивающая объем  $V$ , *дифференциальной векторной*

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div} \rho \mathbf{a} = 0$$

или в проекциях на прямоугольные оси координат

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho u_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho u_y}{\partial y} + \frac{\partial \rho u_z}{\partial z} = 0; \quad (1.5)$$

*гидравлической* (для элементарной трубки тока при установившемся движении)

$$\rho_1 u_{n1} dS_1 = \rho_2 u_{n2} dS_2 \quad (1.6)$$

или для нормального сечения потока конечных размеров при равномерном распределении параметров среды по сечению

$$\rho_1 u_1 S_1 = \rho_2 u_2 S_2, \quad (1.7)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — площади нормальных сечений потока.

В криволинейных ортогональных системах координат дифференциальное уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{1}{H_1 H_2 H_3} \left[ \frac{\partial}{\partial q_1} (\rho u_1 H_2 H_3) + \frac{\partial}{\partial q_2} (\rho u_2 H_1 H_3) + \frac{\partial}{\partial q_3} (\rho u_3 H_1 H_2) \right] = 0, \quad (1.8)$$

где  $q_1, q_2, q_3$  — криволинейные координаты,  $H_1, H_2, H_3$  — коэффициенты Ляме (см книгу 1, разд 4, § 4).

Для цилиндрической системы координат ( $q_1 = r, q_2 = \theta, q_3 = z, H_1 = H_3 = 1, H_2 = r$ )

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial (\rho r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho u_\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial (\rho r u_z)}{\partial z} \right] = 0. \quad (1.8a)$$

В индексной форме (1.5) имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (1.8b)$$

**Теорема Коши—Гельмгольца.** Движение жидкой частицы в общем случае можно разложить на переносное движение вместе с некоторым полюсом, вращательное движение с угловой скоростью  $\omega$  вокруг мгновенной оси, проходящей через этот полюс, и деформационное движение, которое заключается в линейных и угловых деформациях со скоростями деформаций  $\epsilon_{ij}$ . Это содержание теоремы выражается формулой

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \omega \times \Delta \mathbf{r} + \mathbf{u}_{\text{дф}},$$

где  $\mathbf{u}_0$  — скорость полюса,  $\Delta \mathbf{r}$  — радиус-вектор данной точки относительно полюса;  $\mathbf{u}_{\text{дф}}$  — деформационная скорость.

Выражения для компонентов угловой скорости и скоростей деформаций имеют вид

$$\omega_i = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right); \quad (1.9)$$

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.10)$$

Вместо вектора  $\omega$  иногда употребляют вектор вихря  $\Omega = 2\omega$ .

Совокупность девяти величин  $\epsilon_{ij}$  образует *тензор скоростей деформации*. Он симметричен, поскольку  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$ .

**Вихревое движение.** В общем случае вектор  $\omega$  (или  $\Omega$ ) образует поле, а движение называется *вихревым*.

Линия, в каждой точке которой в данный момент времени вектор угловой скорости направлен по касательной, называется *вихревой линией*. Ее конфигурация описывается системой двух дифференциальных уравнений

$$dx/\omega_x = dy/\omega_y = dz/\omega_z.$$

Совокупность вихревых линий, проведенных через все точки малого замкнутого контура, образует *вихревую трубку*. Если  $d\sigma$  — произвольное поперечное сечение вихревой трубки, то  $dJ = \omega_n d\sigma$  представляет собой ее *интенсивность*, или *напряженность*. Величина  $J = \int_{\sigma} \omega_n d\sigma$  является суммарной интенсивностью вихревых трубок, пересекающих поверхность  $\sigma$ . Для количественной оценки интенсивности вихревого движения служит так-

же циркуляция  $\Gamma$  вектора скорости  $u$  по замкнутому контуру  $L$ . По определению

$$\Gamma = \oint_L u \, dl = \oint_L u_L \, dl, \quad (1.11)$$

где  $dl$  — элементарный направленный отрезок контура  $L$ .

Согласно теореме Стокса для контура  $L$ , лежащего на поверхности  $\sigma$  и ограничивающего односвязную область,

$$\Gamma = 2J.$$

**Потенциальное движение.** Если движение жидкости происходит без вращения жидких частиц, то оно называется безвихревым или потенциальным. Для такого движения существует потенциал скорости  $\varphi(x, y, z)$  [для неустановившегося движения  $\varphi(x, y, z, \tau)$ ], связанный с вектором скорости соотношением

$$u = \text{grad } \varphi$$

или

$$u_i = \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}. \quad (1.12)$$

Поверхности  $\varphi(x, y, z) = \text{const}$  называются эквипотенциальными, они пересекаются линиями тока по нормальным. Если в области течения отсутствуют вихри, то потенциал скорости является однозначной функцией координат.

Когда движение жидкости происходит так, что конфигурация линий тока в параллельных плоскостях оказывается одинаковой, течение называется плоским. Для всякого плоского движения несжимаемой жидкости существует функция тока  $\psi(x, y)$  [при неустановившемся движении  $\psi(x, y, t)$ ], которая обладает тем свойством, что

$$u_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad u_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (1.13)$$

Вдоль одной и той же линии тока функция тока сохраняет постоянное значение. Разность значений функции тока на двух линиях тока равна расходу жидкости между ними.

Для плоского безвихревого течения линии  $\varphi = \text{const}$  и  $\psi = \text{const}$  (эквипотенциали и линии тока) образуют гидродинамическую сетку, обладающую следующими свойствами: через каждую особую точку (где скорость отлична от нуля и бесконечности) проходит только одна линия тока и одна эквипотенциаль; в особых точках разномненные линии сетки пересекаются под прямым углом, если сетка состоит из криволинейных квадратов, т.е.  $\Delta s = \Delta n$  (рис. 1.2), то  $\Delta \varphi = \Delta \psi$  (квадратичность или изотермичность сетки).

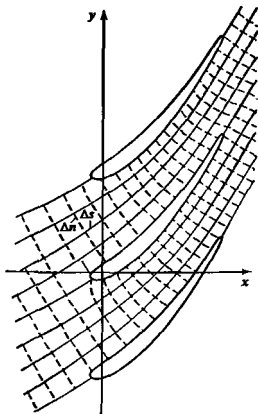


Рис. 1.2. Пример гидродинамической сетки течения

Гидродинамическая сетка может быть использована для численного моделирования поля скоростей.

### 1.3. НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ЖИДКОЙ СРЕДЫ

Все силы, действующие на жидкость или газ, делятся на массовые или объемные (например, гравитационная сила, сила инерции) и поверхностные (например, сила вязкости, сила давления).

Если  $\Delta F$  — массовая сила, действующая на массу в объеме  $\Delta V$ , то величина

$$F = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\Delta F}{\rho \Delta V}$$

представляет собой плотность распределения массовой силы в данной точке.

Поверхностные силы всегда распределены по некоторой поверхности в сплошной среде. Если  $\Delta P$  — поверхностная сила, приходящаяся на площадь  $\Delta S$ , то

$$p = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta S}$$

называется напряжением поверхностной силы в данной точке. Вектор  $p$  в общем случае направлен как угодно по отношению к площадке  $\Delta S$ . В идеальной (нвязкой) жидкости вектор  $p$  направлен по внутренней нормали к площадке действия и может быть выражен в виде

$$p = -p n.$$

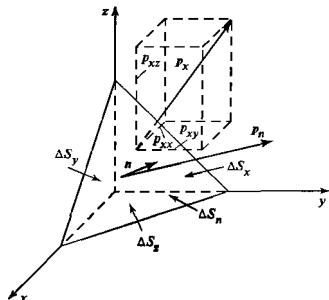


Рис. 1.3. Напряжения поверхностных сил в движущейся вязкой жидкости

где  $n$  — единичный вектор внешней нормали;  $p$  — давление (давление не зависит от ориентации площадки, в общем случае оно не равно нормальному напряжению)

Для произвольной площадки  $\Delta S_n$  с нормалью  $n$  напряжение на ней  $p_n$  может быть выражено через напряжения  $p_x, p_y, p_z$  на площадках  $\Delta S_x, \Delta S_y, \Delta S_z$ , нормальных соответствующим координатным осям (рис. 1.3), по формуле

$$p_n = p_x \cos(n, x) + p_y \cos(n, y) + p_z \cos(n, z)$$

Введя обозначение  $\cos(n, x) = n_x, \cos(n, y) = n_y$  и  $\cos(n, z) = n_z$ , эту формулу можно записать в проекциях на оси координат в следующем виде:

$$p_{nx} = p_{xx} n_x + p_{yx} n_y + p_{zx} n_z \text{ и т.д.}$$

или

$$p_{nj} = p_{ij} n_i$$

Величины  $p_{ij}$  являются скалярными выражениями нормальных напряжений на координатных площадках, а  $p_{ij}$  — касательных напряжений. Между касательными напряжениями существует связь вида

$$p_{ij} = p_{ji}$$

называемая законом парности, или взаимности касательных напряжений.

В вязкой жидкости (газе) за давление принимают вытес со знаком минус среднее арифметическое из нормальных напряжений на трех взаимно ортогональных площадках, проходящих через данную точку,

$$p = -\frac{1}{3} p_{ii} \quad (1.14)$$

Уравнение движения жидкости. Это уравнение, выражающее закон количества движения, может быть представлено в формах:

интегральной

$$\int_V \rho F dV + \int_S p_n ds = \int_V \rho \frac{du}{dt} dV, \quad (1.15)$$

где  $V$  — произвольный объем жидкости,  $S$  — ограничивающая его поверхность;

дифференциальной в напряжениях

$$\rho \frac{du}{dt} = \rho F + \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z}; \quad (1.16)$$

в проекциях на прямоугольные оси координат

$$\frac{du_x}{dt} = F_x + \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zx}}{\partial z} \right) \text{ и т.д.}$$

или

$$F_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j} = \frac{du_i}{dt} \quad (1.16a)$$

## 1.4. СТАТИКА ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Уравнения Эйлера. Если жидкость или газ покоится относительно системы координат, связанной с Землей, то в гидромеханике условно покоя называют абсолютным. Если жидкость неподвижна относительно системы координат, которая движется с постоянным ускорением относительно Земли, то покоя называют относительным

Как для абсолютного покоя, так и для относительного справедливы уравнения Эйлера в векторной форме, вытекающей из (1.16),

$$F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p = 0 \quad (1.17)$$

или в проекциях на оси координат

$$\begin{aligned} F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \\ F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = 0. \end{aligned} \quad (1.17a)$$

При относительном покое вектор плотности массовых сил включает силы инерции

Поскольку массовые силы в большинстве случаев обладают потенциалом, то  $F = -\text{grad } \Phi$ , где  $\Phi$  — потенциал массовых сил, или силовая функция. Уравнению (1.17) можно придать вид

$$\text{grad } \Phi + \frac{1}{\rho} \text{grad } p = 0.$$

Общим интегралом этого уравнения в случаях, когда  $\rho = \rho(p)$ , является соотношение

$$\Phi + \mathcal{S} = \text{const}, \quad (1.18)$$

где  $\mathcal{S} = \int \frac{dp}{\rho}$  — функция давления.

Для несжимаемой жидкости  $\rho = \text{const}$  и  $\rho = p/\rho$ ; для сжимаемой вид функции  $\rho$  зависит от связи между  $p$  и  $\rho$ . Если из числа массовых сил на жидкость действует только гравитационная (тяжелая жидкость), то  $\Phi = gz + \text{const}$ , где  $z$  — координата, отсчитываемая вертикально вверх.

Для тяжелой несжимаемой жидкости интеграл (1.18) принимает вид

$$z + \frac{p}{\rho g} = \text{const} \quad (1.19)$$

Эта формула выражает *гидростатический закон распределения давлений*. Из (1.19) вытекает основная формула гидростатики

$$p = p_0 + \rho gh,$$

где  $p_0$  — давление в точке, лежащей выше двинной точки с давлением  $p$  на величину  $h$ . Если  $p_0$  — давление на свободной поверхности, то его называют внешним. Величина  $\rho gh$  носит наименование *весового давления*,  $p$  — абсолютного давления.

При сравнении давления с атмосферным, принимаемым 101,337 кПа, употребительны следующие понятия.

*избыточное*, или *манометрическое* давление — разность между абсолютным и атмосферным давлениями ( $p_{\text{абс}} > p_{\text{атм}}$ );

$$p_{\text{изб}} = p_{\text{абс}} - p_{\text{атм}}.$$

*вакуумметрическое* давление — разность между атмосферным и абсолютным давлениями ( $p_{\text{абс}} < p_{\text{атм}}$ );

$$p_{\text{вак}} = p_{\text{атм}} - p_{\text{абс}}.$$

Давление измеряется в единицах силы, деленных на единицу площади (см справочная серия, книга 1, разд. 2). Наряду с этим давление можно измерять в линейных единицах. Эта возможность вытекает из (1.19), где все члены имеют линейную размерность. Это уравнение показывает, что каждому давлению  $p$  соответствует столб данной жидкости высотой  $p/\rho g$ . Употребительны в качестве внесистемных единиц измерения высоты, соответствующей давлению: метры водяного столба, миллиметры ртутного или спиртового столба.

В покоящемся изотермическом газе связь между давлением и плотностью может быть представлена в виде  $p = p_0 p/\rho_0$ , где  $\rho_0$  и  $p_0$  — плотность и давление газа в некоторой фиксированной точке (например, на уровне океана). С учетом этой связи функция давления принимает вид

$$\rho = (\rho_0/p_0) \ln p + \text{const},$$

а интеграл (1.18) дает закон распределения давления в покоящемся газе

$$gz + (p_0/\rho_0) \ln p = \text{const}$$

или при  $z = 0$  в точке, где  $p = p_0$  и  $\rho = \rho_0$ ,

$$p/\rho_0 = \rho/\rho_0 = \exp(-\rho_0 g z/p_0)$$

При линейном изменении (убывании) температуры газа с увеличением высоты  $z$  по закону  $t = t_0 - \beta z$  изменения давления и плотности выражаются формулами

$$p = p_0 \left(1 - \frac{\beta}{T_0} z\right)^{\frac{t_0}{\beta} \frac{\rho_0 g}{p_0}}$$

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{\beta}{T_0} z\right)^{\frac{t_0}{\beta} \frac{\rho_0 g}{p_0} - 1}$$

При определении сил давления покоящейся жидкости и газа на твердую поверхность (стенку) следует рассматривать следующие случаи.

1) *равномерное давление на плоскую поверхность* (может быть создано газом, если весовая часть давления пренебрежимо мала при любой ориентации плоской стенки, или тяжелой жидкостью при горизонтальном расположении поверхности). Сила давления вычисляется по формуле  $P = pS$ ;

2) *равномерное давление на криволинейную поверхность* (может быть создано только газом при указанном в п. 1 предположении). Результирующая сила давления определяется через проекции, например проекция на ось  $x$ :

$$P_x = \int_S p \cos(n, x) dS = pS_x,$$

где  $S_x$  — площадь проекции криволинейной поверхности  $S$  на плоскость, нормальную к оси  $x$  (рис. 1.4).

Аналогично выражаются две другие проекции. Тогда

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}.$$

Линия действия силы  $P$  определяется направляющими косинусами:

$$\cos(P, x) = P_x/P; \quad \cos(P, y) = P_y/P; \quad \cos(P, z) = P_z/P.$$

3) *неравномерное давление на плоскую поверхность* (создается тяжелой жидкостью при наклонном к горизонту положении стенки). Если на сво-

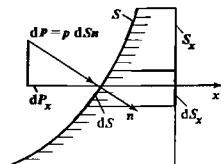


Рис. 1.4. К вычислению силы равномерного давления на криволинейную поверхность

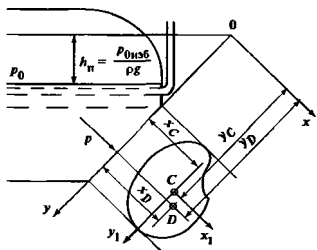


Рис. 1.5. К вычислению силы неравномерного давления покоящейся жидкости на плоскую стенку

бодной поверхности жидкости избыточное давление  $p_0$ , то сила избыточного давления на площадь  $S$

$$P = (p_0 + \rho g h_c) S,$$

где  $h_c$  — глубина погружения центра масс площади  $S$  под свободной поверхностью. Точка  $D$  приложения силы  $P$ , называемая центром давления, определяется координатами

$$x_D = x_c + \frac{J_{xy}}{y_c S}; \quad y_D = y_c + \frac{J_0}{y_c S},$$

где  $J_{xy}$  — центробежный момент инерции площади  $S$  относительно осей  $x_1 y_1$  (рис. 1.5);  $J_0$  — момент инерции той же площадки относительно оси  $x_1$ ;  $x_c$ ,  $y_c$  — координаты центра масс  $S$ ;

4) *неравномерное давление на криволинейную поверхность* (создается тяжелой жидкостью). Систему элементарных сил давления в общем случае необходимо привести к равнодействующей и моменту. Результирующую сил избыточного давления определяют через составляющие. Любая из двух горизонтальных составляющих (рис. 1.6) может быть вычислена по формулам

$$P_{x,y} = (p_0 + \rho g z_{c,x,y}) S_{x,y}$$

где  $S_{x,y}$  — площади проекций криволинейной поверхности  $S$  на плоскость, нормальную оси  $x$  или  $y$ ;  $z_{c,x,y}$  — глубина погружения центров масс этих площадок под свободную поверхность.

Вертикальная проекция силы давления определяется внешним давлением и массой жидкости в объеме тела давления  $V_{\text{т.д}}$ . Под *телом давления* подразумевается тело, образованное криволинейной поверхностью  $S$ , ее проекцией  $S_z$  на свободную поверхность и цилиндрической проектирующей поверхностью  $S_\sigma$  (рис. 1.6). Таким образом,

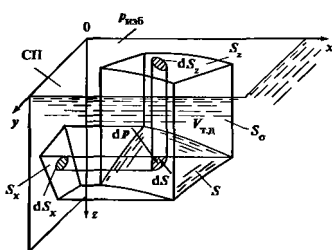


Рис. 1.6. К вычислению силы неравномерного давления покоящейся жидкости на криволинейную поверхность

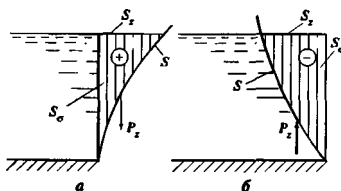


Рис. 1.7. Два вида тела давления

$$P_z = p_0 S_z + \rho g V_{\text{т.д.}}$$

Если тело давления заполнено жидкостью (рис. 1.7, а), то сила  $P_z$  направлена вниз, в противном случае — вверх (рис. 1.7, б).

Если криволинейная поверхность  $S$  замкнута и полностью погружена в жидкость, то на нее действует направленная вертикально вверх сила, равная весу жидкости в объеме, ограниченном поверхностью  $S$  (закон Архимеда). Линия действия архимедовой силы проходит через центр массы этого объема.

## 1.5. ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

### 1.5.1. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКИХ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Уравнения Навье—Стокса. Обобщенная гипотеза Ньютона устанавливает линейную связь между напряжениями и скоростями деформаций:

$$p_{ij} = -p \delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right), \quad (1.20)$$

где символ Кронекера  $\delta_{ij} = 1$  при  $i = j$ ,  $\delta_{ij} = 0$  при  $i \neq j$

Подстановкой (1 20) в (1.16а) можно получить уравнения движения (уравнения Навье—Стокса):

$$\rho \frac{du_j}{d\tau} = \rho F_j - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] \quad (1.21)$$

Существуют два режима движения реальных жидкостей и газов: ламинарный и турбулентный

При ламинарном режиме частицы среды движутся упорядоченно, образуя слоистое течение без перемешивания слоев. Ламинарное течение может быть как установившимся, так и не установившимся.

При турбулентном режиме имеет место неупорядоченное изменение местных скоростей во времени, называемое пульсацией.

Уравнения (1.21) справедливы для ламинарного движения жидкости или газа, но полагают, что они справедливы также для турбулентного движения, если под скоростью ( $u_x, u_y, u_z$ ) понимать актуальную (местную мгновенную) скорость.

Для несжимаемой жидкости с постоянной вязкостью ( $\rho = \text{const}, \mu = \text{const}, \text{div } u = 0$ ) уравнения Навье—Стокса принимают более простой вид

$$\frac{du_j}{d\tau} = F_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_i} \quad (1.22)$$

В векторной форме

$$\frac{du}{d\tau} = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 u \quad (1.23)$$

После раскрытия субстанциональной производной это уравнение примет вид

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + (u \nabla) u = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 u, \quad (1.24)$$

$$\text{где } \nabla^2 u = \frac{\partial^2 u_x}{\partial x_k \partial x_k} i + \frac{\partial^2 u_y}{\partial x_k \partial x_k} j + \frac{\partial^2 u_z}{\partial x_k \partial x_k} k$$

Удобны также следующие формы уравнения движения несжимаемой жидкости, получаемые при использовании некоторых формул векторного анализа:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - u \times \Omega = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p - \text{grad } \frac{u^2}{2} + \nu \nabla^2 u; \quad (1.25)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - u \times \Omega = -\text{grad} \left( \Phi + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} \right) + \nu \nabla^2 u, \quad (1.26)$$

где  $u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$ ,  $\Omega = \text{rot } u$  — вектор-вихрь.

В проекциях на оси цилиндрической системы координат уравнение (1 23) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_r}{\partial \tau} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} &= \\ = F_r - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right), \\ \frac{\partial u_\theta}{\partial \tau} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_r u_\theta}{r} &= \\ = F_\theta - \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \nu \left( \nabla^2 u_\theta - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right); \\ \frac{\partial u_z}{\partial \tau} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_z}{\partial \theta} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= \\ = F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 u_z, \end{aligned} \right\} \quad (1.27)$$

где

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

**Уравнение Бернулли.** Для не установившегося движения тяжелой вязкой несжимаемой жидкости из (1.26) следует, что вдоль линии тока для любого момента времени  $\tau$  справедливо уравнение, называемое уравнением Бернулли:

$$\varepsilon_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = \varepsilon_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} + h'_c + h'_l, \quad (1.28)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — вертикальные координаты двух точек на линии тока (рис. 1.8);  $p_1, p_2$  и  $u_1, u_2$  — давления и местные скорости в этих точках;  $h'_c$  и  $h'_l$  — величины, определяемые формуламн.

$$h'_c = -\frac{\nu}{g} \int_1^2 \nabla^2 u \, ds; \quad (1.28a)$$

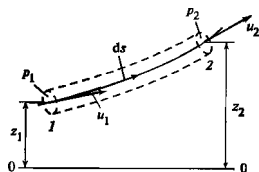


Рис. 1.8. Элементарная трубка тока (к уравнению Бернулли)

$$h'_i = \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial \tau} ds, \quad (1.286)$$

причем  $s$  — криволинейная координата, отсчитываемая вдоль линии тока в направлении от точки  $I$  к точке 2.

Уравнение (1.28) выражает закон преобразования механической энергии для вязкой несжимаемой жидкости. Члены  $\tau$  и  $u^2/(2g)$  выражают соответственно удельную (т.е. отнесенную к единице веса жидкости) потенциальную энергию положения и кинетическую энергию. Величина  $p/(\rho g)$  представляет собой удельную работу сил давления, член  $h'_c$  — работу сил трения (вязкости), а  $h'_i$  — изменение удельной энергии на участке  $s_2 - s_1$ , специфичное для неустановившегося движения. Поскольку величина  $h'_c$  выражает часть механической энергии, необратимо преобразующуюся в тепловую, она называется потерей энергии.

Если на данной линии тока как на оси построить элементарную трубку тока (рис. 1.8), то уравнение (1.28) можно считать справедливым для сечений  $I$  и 2.

**Уравнения Рейнольдса.** Турбулентное движение в практических расчетах описывают не мгновенными, а осредненными во времени скоростями

$$\bar{u} = \frac{1}{T} \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} u d\tau, \quad (1.29)$$

где  $T$  — интервал осреднения, или в проекциях на координатные оси

$$\bar{u}_i = \frac{1}{T} \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} u_i d\tau. \quad (1.29a)$$

Разность  $u' = u - \bar{u}$  называют пульсационной скоростью. Если осредненная скорость не зависит от времени, то турбулентное течение условно считают *установившимся*.

Уравнения движения, выраженные через осредненные скорости (уравнения Рейнольдса), для турбулентного неустановившегося движения несжимаемой жидкости имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \tau} + \bar{u}_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} = F_j - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \\ + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \nu \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \overline{u'_j u'_k} \right). \end{aligned} \quad (1.30)$$

Величины типа  $\tau_{jk} = -\rho \overline{u'_j u'_k}$ , входящие в уравнения Рейнольдса, называются *турбулентными напряжениями*. Связь между ними и скоростями деформаций устанавливается на основе гипотез, со-

ставляющих основу полуэмпирических теорий турбулентности (см. п. 1.9.1).

### 1.5.2. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ИДЕАЛЬНЫХ (НЕВЯЗКОЙ) ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

**Уравнения Эйлера.** Идеальная, т.е. лишенная вязкости, жидкость служит одной из моделей реальной жидкости или газа. Пренебрежение вязкостью приводит к существенному упрощению уравнений движения и позволяет в ряде случаев получить эффективные решения, методы расчета и конечные формулы.

Уравнения движения невязкой жидкости или газа (уравнения Эйлера) можно получить из (1.21) при  $\mu = 0$ ; они имеют вид

$$\rho \frac{d u_j}{d \tau} = \rho F_j - \frac{\partial p}{\partial x_j} \quad (1.31)$$

или

$$\frac{d u}{d \tau} = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p. \quad (1.31a)$$

Другие формы этого уравнения:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + (u \nabla) u = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p; \quad (1.32)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - u \times \Omega = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p - \text{grad } \frac{u^2}{2}, \quad (1.33)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - u \times \Omega = -\text{grad} \left( \Phi + \mathcal{S} + \frac{u^2}{2} \right), \quad (1.34)$$

где  $\mathcal{S} = \int \frac{d p}{\rho}$  (см. § 1.4).

Уравнения Эйлера (1.31) или (1.31a) для установившегося движения допускают общий интеграл (интеграл Бернулли)

$$E = \Phi + \mathcal{S} + \frac{u^2}{2} = \text{const}, \quad (1.35)$$

который справедлив для следующих частных случаев движения:

1) *безвихревого движения*, в этом случае трехчлен  $E$  сохраняет постоянное значение для всего пространства, занятого движущейся жидкостью,

2) *вихревого движения*, при котором  $\Omega \parallel u$  (винтовое движение); в этом случае также  $E = \text{const}$  для всего пространства;

3) *произвольного вихревого движения*; в этом случае  $E = \text{const}$  вдоль каждой из линий тока или вихревых линий, а также на поверхности, образуемых линиями тока, проходящими через одну и ту же вихревую линию, или вихревыми линиями, проходящими через точки одной линии тока.



Для тяжелой несжимаемой жидкости интеграл (1.35) имеет вид

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = \text{const} \quad (1.36)$$

Для невесомой несжимаемой жидкости

$$p + \frac{\rho u^2}{2} = \text{const} \quad (1.36a)$$

Для изотермического течения невесомого газа

$$\frac{p_0}{\rho_0} \ln \frac{p}{p_0} + \frac{u^2 - u_0^2}{2} = 0, \quad (1.37)$$

где  $p_0$  и  $\rho_0$  — давление и плотность в некоторой фиксированной точке

Для адиабатного течения невесомого газа

$$\frac{u^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} = \frac{u_0^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0}, \quad (1.38)$$

где  $\kappa$  — показатель идеальной адиабаты (показатель изохроты)

Для установившегося безвихревого движения уравнения Эйлера (1.31) имеют общий интеграл (интеграл Лагранжа)

$$\Phi + \mathcal{L} + \frac{u^2}{2} + \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = f(\tau), \quad (1.39)$$

где  $\Phi$  — потенциал скорости,  $f(\tau)$  — произвольная функция только времени.

В случае тяжелой несжимаемой жидкости интеграл (1.39) принимает вид

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} + \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial \tau} = f_1(\tau). \quad (1.40)$$

Отсюда после некоторых преобразований вытекает частный случай уравнения (1.28) при  $h_c' = 0$ :

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{1}{g} \int_{s_1}^{s_2} \frac{\partial u}{\partial \tau} ds. \quad (1.41)$$

При относительном движении тяжелой жидкости или газа вдоль линии тока или элементарной трубки тока (рис. 1.9) справедливо уравнение

$$gz_1 + \frac{u_1^2 - v_1^2}{2} + \mathcal{L}_1 = gz_2 + \frac{u_2^2 - v_2^2}{2} + \mathcal{L}_2,$$

где  $v$  — окружная скорость линии тока как целого.

В случае несжимаемой жидкости

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} + \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g}$$

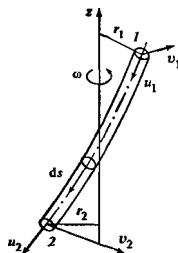


Рис. 1.9. Элементарная трубка тока при относительном движении

### 1.5.3. УРАВНЕНИЯ ИМПУЛЬСА, МОМЕНТА ИМПУЛЬСА И ЭНЕРГИИ

Уравнение импульса (количества движения) (1.15) может быть представлено в форме

$$\frac{\partial K}{\partial \tau} + \int_S \rho u_n u \, dS = \int_V \rho F \, dV + \int_S p_n \, dS, \quad (1.42)$$

где  $K = \int_V \rho u \, dV$  — импульс (количество движения) в объеме  $V$ ;  $u_n$  — нормальная к поверхности  $S$  составляющая скорости,  $p_n$  — напряженние поверхностных сил; для установившегося движения  $\partial K / \partial \tau = 0$ .

Уравнение момента импульса имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial \tau} + \int_S [r \times u] \rho u_n \, dS = \\ = \int_V [r \times F] \rho \, dV + \int_S [r \times p_n] \, dS, \end{aligned} \quad (1.43)$$

где  $L = \int_V [r \times u] \rho \, dV$  — момент импульса (количества движения).

Уравнение энергии для жидкости или газа в объеме  $V$  может быть представлено в интегральной форме

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho \left( U + \frac{u^2}{2} \right) dV = \int_S p_n u \, dS + \\ + \int_V F u \, dV - \int_S q_n \, dS, \end{aligned}$$

где  $U$  — удельная (отнесенная к единице массы) внутренняя энергия;  $q_n$  — нормальная к поверхности  $S$  составляющая вектора плотности теплового потока  $q$ .

В этом уравнении левая часть представляет собой скорость изменения полной энергии (суммы внутренней и кинетической), а правая часть — сумму мощностей напряжений  $p_n$  поверхностных сил, мощностей массовых сил  $F$  и потока теплоты через  $S$

поверхность  $S$ . Внутренние источники теплоты этим уравнением не учитываются. Использование формулы Остроградского

$$\int_S q_n dS = \int_V \operatorname{div} q dV,$$

а также формул (1.20), позволяет уравнение энергии привести к виду

$$\rho \frac{dU}{dt} = -p \operatorname{div} u + \mu \Phi_d - \operatorname{div} q, \quad (1.44)$$

где  $\Phi_d$  — диссипативная функция, через которую выражается часть механической энергии, необратимо преобразующейся в теплоту при движении жидкости или газа. Эта функция определяется зависимостью

$$\Phi_d = \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \frac{\partial u_j}{\partial x_i}.$$

Различные формы уравнения энергии приводятся в разд. 3 настоящей книги.

#### 1.5.4. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ ГИДРОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Теория подобия гидромеханических процессов является теоретической основой гидродинамического экспериментирования и моделирования, а также дает методы анализа и обобщения экспериментальных и теоретических результатов. Теория гидродинамического подобия — часть общей теории физического подобия, в которой одним из основных является понятие о сходственных величинах.

Две величины  $\Phi_A$  и  $\Phi_B$ , имеющие одинаковый физический смысл, называются *сходственными*, если они имеют общее начало отсчета и связаны соотношением

$$\Phi_A = m_\Phi \Phi_B,$$

где  $m_\Phi$  — положительная безразмерная величина, одна и та же для всей группы величин  $\Phi$ , но, вообще говоря, иная для группы величин  $\psi$ , имеющих иной математический или физический смысл. Например, точки  $A$  и  $B$  являются сходственными, если их радиусы-векторы  $r_A$  и  $r_B$  имеют общее начало координат и связаны соотношением

$$r_A = m_r r_B$$

Моменты времени  $\tau_A$  и  $\tau_B$  сходственны, если имеют общее начало отсчета и связаны соотношением

$$\tau_A = m_\tau \tau_B.$$

Величины  $m_i$  ( $i = r, \tau, \dots$ ) называются *масштабами (константами) подобия*, а связи типа  $\Phi_A = m_\Phi \Phi_B$  — *преобразованием подобия*.

Два гидромеханических процесса  $A$  и  $B$  называются подобными, если они удовлетворяют следующим требованиям:

1) математическое описание процессов  $A$  и  $B$  в одной и той же системе координат отличается только значениями входящих в него размерных величин, тогда как вид уравнений, связывающих эти величины, одинаков,

2) для любого значения величины  $\Phi_B$  процесса  $B$  существует сходственное ей значение  $\Phi_A = m_\Phi \Phi_B$  процесса  $A$ ;

3) безразмерные уравнения процессов  $A$  и  $B$  одинаковы.

Как вытекает из анализа уравнений движения вязкой жидкости, необходимым условием подобия двух потоков является одинаковость условий однозначности (начальных и граничных условий), сформулированных в безразмерных величинах, а также одинаковость безразмерных чисел подобия, составленных из параметров, заданных в условиях задачи. Такими числами для неустановившегося движения вязкой жидкости служат: число Фруда  $Fr = v^2 / (FL)$ , число Рейнольдса  $Re = vL/\nu$ , число Эйлера  $Eu = \Delta p / (\rho v^2)$ , число Струхала  $Sh = L / (v\tau_0)$ . Здесь  $L$ ,  $v$ ,  $F$ ,  $p$ ,  $\tau_0$  — соответственно длина, скорость, массовая сила, давление и время, характерные для данной задачи.

Указанные необходимые условия являются также и достаточными для всех случаев, для которых доказана теорема существования и единственности решения дифференциальных уравнений движения вязкой жидкости.

Числа подобия, составленные из параметров, заданных в условиях однозначности, называют *критериями подобия*. Из равенства критериев подобия в двух сравниваемых потоках вытекают соотношения между масштабами величин. При практическом моделировании обычно масштабы физических параметров (например, вязкости, плотностей жидкостей) а также линейный масштаб задаются, а остальные масштабы вычисляются через них. Для обеспечения подобия необходимо, строго говоря, равенство всех чисел подобия, однако это нередко оказывается практически невозможным. Так, одновременное равенство чисел  $Re$  и  $Fr$  требует моделирования вязкости, что возможно лишь в исключительных случаях. Поэтому на практике моделирование выполняют по одному «главному» числу, обеспечивающему подобие «главной» (доминирующей в данном явлении) силы. Согласно опыту практического моделирования для подобия потоков со свободной поверхностью (безнапорных) должно быть обеспечено равенство чисел Фруда, а для напорных потоков — равенство чисел Рейнольдса (вне области квадратичного сопротивления). Число Эйлера при моделировании потоков несжимаемой жидкости обычно является неопределяющим и зависит от чисел  $Re$  и  $Fr$ . Для потоков сжимаемого газа определяющим является число Маха  $M = v/a$ .

## 1.6. ОДНОМЕРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

### 1.6.1. УРАВНЕНИЕ БЕРНУЛЛИ ДЛЯ ПОТОКА НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Одномерными называют течения, для описания которых можно ограничиться одной геометрической координатой. К одномерной модели сводятся плавно изменяющиеся течения, т.е. такие, которые имеют малую кривизну струек (линий тока) и малый угол расхождения между ними. Для таких установившихся течений уравнение Бернулли (1.28) может быть распространено на поток конечных размеров и приведено к виду

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_c, \quad (1.45)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  — средние скорости в сечениях, определяемые как отношение расхода  $V$  к площади нормального сечения  $S$ :  $v = V/S$ ;  $\alpha$  — коэффициент кинетической энергии, учитывающий неравномерность распределения местных скоростей по «живому» (нормальному) сечению,

$$\alpha = \int u^3 dS / (v^3 S) \quad (1.46)$$

При ламинарном течении в круглых трубах  $\alpha = 2$ , при развитом турбулентном  $\alpha = 1,1$ . В общем случае значение  $\alpha$  зависит от формы эяпюры (профиля) скорости и может значительно превышать единицу. Член  $h_c$  в (1.45) выражает потерю напора (энергии) между сечениями 1 и 2. Употребительны следующие обозначения и термины.  $H_{гд} = z + p/\rho g + \alpha v^2/(2g)$  — гидродинамический, или полный напор.  $H_n = z + p/(\rho g)$  — пьезометрический напор ( $p$  — избыточное давление);  $H_v = \alpha v^2/(2g)$  — скоростной напор или «скоростная» высота.

Геометрическая интерпретация уравнения Бернулли (1.45) дана на рис. 1.10.

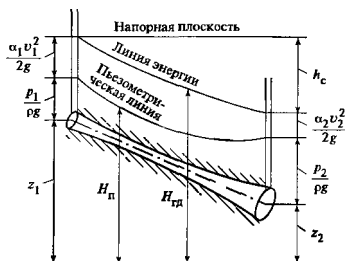


Рис. 1.10. Геометрическая интерпретация уравнения Бернулли для потока несжимаемой жидкости

Сопротивления по длине. В чистом виде эти сопротивления имеют место при течении жидкостей и газов по цилиндрическим трубам или каналам с постоянной по длине потока средней скоростью. В этих случаях потери гидродинамического напора (механической энергии), выраженные в линейных единицах столба данной жидкости, определяются по формуле Вейсбаха—Дарси

$$h_n = \lambda \frac{l}{4R} \frac{v^2}{2g}, \quad (1.47)$$

где  $l$  — длина участка, на котором определяются потери;  $v$  — средняя скорость;  $R$  — гидравлический радиус, определяемый как отношение площади нормального сечения потока к смоченному периметру.

Для круглых труб  $4R = d$  ( $d$  — диаметр трубы) и формула (1.47) приобретает вид

$$h_n = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}. \quad (1.47a)$$

Потери энергии, выраженные в размерности давления, определяются по формуле

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{d} \frac{\rho v^2}{2}.$$

### 1.6.2. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Первопричиной потерь энергии  $h_c$  во всех случаях является сила внутреннего трения (вязкости), однако ее действие проявляется по-разному в зависимости от условий на границах потока. Твердые неподвижные границы всегда оказывают тормозящее воздействие на поток. Это воздействие называют гидравлическими сопротивлениями. В общем случае потери энергии в гидравлических сопротивлениях складываются из потерь в сопротивлениях по длине  $h_d$  и в местных сопротивлениях.

Гидравлический коэффициент трения  $\lambda$  в общем случае зависит от конфигурации граничных поверхностей и числа  $Re$ . Формат конфигурации включает в себя форму поперечного сечения и шероховатость стенок. Общий характер зависимости  $\lambda$  от числа  $Re$  и шероховатости стенок для круглых труб по данным опытов Никурадзе показан на рис. 1.11. В этих опытах шероховатость создавалась искусственно и оценивалась средним размером выступа  $\Delta$ . Как показывает ход экспериментальных кривых, возможны следующие течения: 1 — ламинарный режим  $\lambda_1 = f_1(Re)$ ; 2 — гладкостенный турбулентный режим  $\lambda_2 = f_2(Re)$ ; 3 — доквадратичный

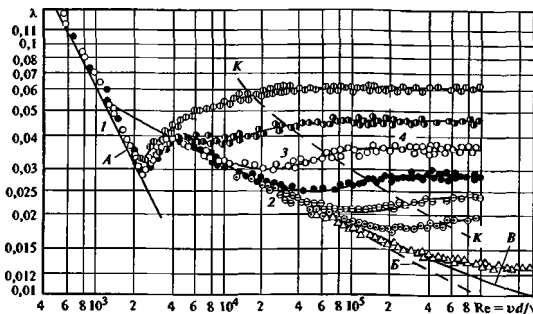


Рис. 1.11. Зависимость гидравлического коэффициента трения от числа Рейнольдса для круглых труб с равномерной шероховатостью (песочной)

1—2 — зоны ламинарного и гладкостенного режимов; 3—4 — зоны докватричного и кватричного сопротивлений; К—К — приблизительная нижняя граница кватричного режима; А — расчет по формуле  $\lambda = 64/Re$ , В — расчет по формуле  $\lambda = 0,316/Re^{0,25}$ ; Б — расчет по формуле Праудля  $1/\sqrt{\lambda} = 2\lg(Re\sqrt{\lambda}) - 0,8$

Таблица 12. Эквивалентная абсолютная шероховатость труб из разных материалов

Материал и способ изготовления труб	Состояние трубы	$\Delta$ , мм
Тянутые из стекла и цветных металлов	Новые технически гладкие	(0,001—0,002)/0,0015
Бесшовные стальные	Новые и чистые	(0,01—0,02)/0,014
Стальные сварные	После нескольких лет эксплуатации	(0,15—0,3)/0,2
	Новые и чистые	(0,03—0,12)/0,05
	С незначительной коррозией, после очистки	(0,10—0,20)/0,15
	С умеренной коррозией	(0,30—0,70)/0,50
	Старые с сильной коррозией	(0,80—1,5)/1,0
Стальные оцинкованные	То же с большими отложениями	(2,0—4,0)/3,0
	Новые и чистые	(0,10—0,20)/0,15
Чугунные	После нескольких лет эксплуатации	(0,40—0,70)/0,50
	Новые асфальтированные	(0,08—0,26)/0,12
	Новые без покрытия	(0,20—0,50)/0,30
Асбоцементные	Бывшие в употреблении	(0,5—1,5)/1,0
	Новые	(0,05—0,10)/0,085
Бетонные	Новые из предварительно напряженного бетона	(0,02—0,05)/0,03
	Новые центробежные	(0,15—0,30)/0,20
	Бывшие в употреблении	(0,30—0,80)/0,50
	Из обработанного бетона	1,0—3,0

Примечание. В числителе приведены пределы изменения  $\Delta$ , в знаменателе — его средние значения.

турбулентный режим  $\lambda_3 = f_3(Re, d/\Delta_x)$ , 4 — кватричный турбулентный режим  $\lambda_4 = f_4(d/\Delta_x)$ .

Для промышленных труб, в которых шероховатость неравномерна, в качестве ее характеристики применяется эквивалентная абсолютная шероховатость  $\Delta$ , значения которой для некоторых типов труб приведены в табл. 1.2 [2]. Графическая зависимость  $\lambda$  от  $Re$  для таких труб, обобщенная по резуль-

татам многих исследований (главным образом ВТИ), представлена на рис. 1.12 (ламинарный режим не показан). Более подробные таблицы значений эквивалентных шероховатостей приведены в [37]

Наиболее употребительные расчетные формулы для коэффициента  $\lambda$  даны в табл. 1.3

Для труб некруглого сечения при определении потерь напора следует пользоваться формулой (1.47). Коэффициенты  $\lambda$  для некоторых форм попе-

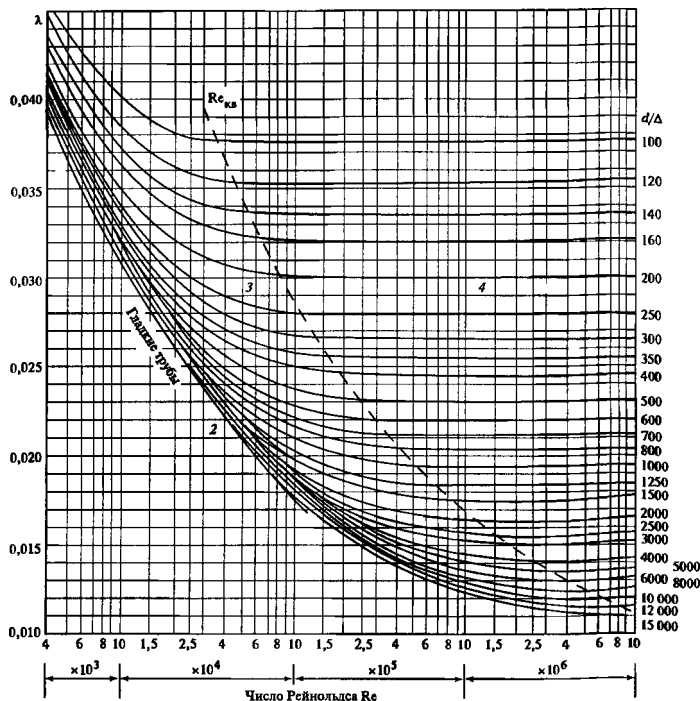


Рис. 1.12. Расчетный график гидравлического коэффициента трения для стальных круглых труб с естественной шероховатостью, по данным ВТИ

2—4 — зоны соответственно гладкостенного, доквадратичного и квадратичного режима;  $Re_{kv}$  — нижнее граничное число Рейнольдса квадратичной зоны сопротивления

речного сечения приведены на рис. 1.13 [89]. Для других форм поперечного сечения данные о  $\lambda$  можно найти в [37].

Сжимаемость газов мало влияет на зависимость  $\lambda = f(Re)$ , о чем свидетельствуют опытные данные, приведенные на рис. 1.14 [89]. Однако в области чисел  $М$ , близких к 1, наблюдаются заметные отклонения значений  $\lambda$  для газа от значений этого коэффициента для несжимаемой жидкости [31] (рис. 1.15).

Внутренняя структура течения в круглых трубах зависит от режимов течения.

При стабилизированном ламинарном течении распределение местных скоростей подчиняется параболическому закону

$$u = \frac{1}{4\mu} \frac{dp}{dz} (r^2 - r_0^2), \quad (1.48)$$

или в безразмерном виде

$$\frac{u}{u_{\max}} = 1 - \frac{r^2}{r_0^2}, \quad (1.48a)$$

где  $p$  — давление;  $r_0$  — радиус трубы;  $z$  — координата, отсчитываемая вдоль оси трубы вниз по течению;  $u_{\max}$  — максимальная скорость,

$$u_{\max} = -\frac{1}{4\mu} \frac{dp}{dz} r_0^2. \quad (1.49)$$

Таблица 1.3. Сводная таблица расчетных формул для гидравлического коэффициента трения

Зона сопротивления (рис. 1.11)	Режим течения	Границы зоны	Расчетные формулы
1	Ламинарный	$Re < 2300$	$\lambda = 64/Re$
2	Турбулентный гладкостенный	$4000 < Re < 20 d/\Delta$	$\lambda = 0,316/Re^{0,25}$ (Блазиус) $\lambda = (1,8 \lg Re - 1,5)^{-2}$ (Конаков)
3	Турбулентный доквадратичный	$20 \frac{d}{\Delta} < Re < 500 \frac{d}{\Delta}$	$\lambda = f_3(Re, \frac{d}{\Delta})$ (см. рис. 1.12)
4	Турбулентный квадратичный	$Re > 500 \frac{d}{\Delta}$	$\lambda = 0,11(\Delta/d)^{0,25}$ (Шифринсон) $\lambda = (1,74 + 2 \lg \frac{r_0}{\Delta})^{-2}$ (Никурадзе)

Для всех турбулентных режимов  
 $\lambda = 0,11 \left( \frac{\Delta}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}$   
 (Альтшуль)

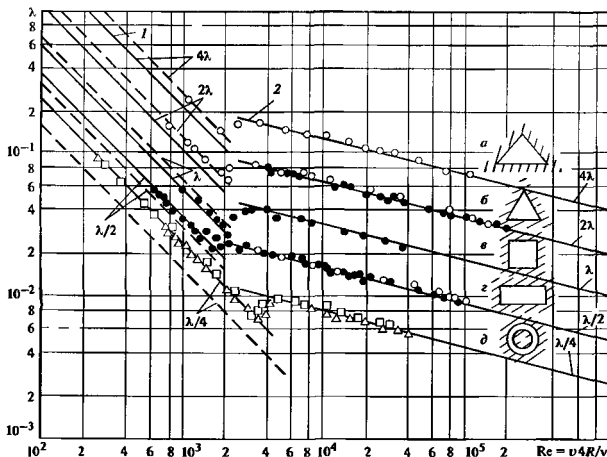


Рис. 1.13. Зависимость гидравлического коэффициента трения от числа Рейнольдса для труб некруглого сечения

1 — ламинарное течение,  $\lambda = C/Re$ ; 2 — турбулентное течение,  $\lambda = 0,316/Re^{0,25}$ ; — — — — ламинарное течение в круглой трубе,  $C = 64$ ; а — равнобедренный прямоугольный треугольник,  $C = 52$ ; б — равносторонний треугольник,  $C = 53$ ; в — квадрат,  $C = 57$ ; z — прямоугольник (3,5:1),  $C = 71$ ; д — кольцевая щель,  $C = 96$ , ○ — измерения Никурадзе; ● — измерения Шиллера. Δ —  $d_1/d_2 = 0,6$ , □ —  $d_1/d_2 = 0,8$ , измерения Коха и Файнда

Средняя скорость в 2 раза меньше максимальной  $v = v_{max}/2$ . Падение давления  $\Delta p$  на участке горизонтальной трубы длиной  $l$  определяют по формуле Пуазейля

$$\Delta p = 32 \mu l v / d^2 \quad (1.50)$$

Из уравнения Бернулли (1.45), составленного для граничных сечений участка  $l$ , следует, что  $\Delta p = \rho g h_d$ , где  $h_d$  — потери напора и, следовательно,

$$h_d = \frac{32 \nu l v}{g d^2} \quad (1.50a)$$

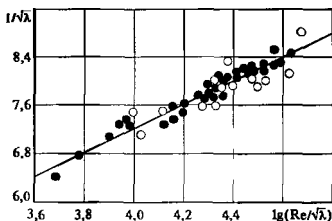


Рис. 1.14. Зависимость гидравлического коэффициента трения для гладкой трубы от числа Рейнольдса при дозвуковом и сверхзвуковом течении газа

● — дозвуковое течение, ○ — сверхзвуковое течение, расчет по формуле Прандтля—Никурадзе

$$1/\sqrt{\lambda} = 2 \lg(\text{Re} \sqrt{\lambda}) - 0,8$$

откуда вытекает, что  $\lambda = 64/\text{Re}$ , где  $\text{Re} = v d/\nu$ . Для наклонной трубы формула (1.50а) выражает надежные гидродинамического напора:  $\Delta H_{\text{гн}} = \Delta p/\rho g + z_1 - z_2 = h_{\text{ж}}$ , где  $z_1$  и  $z_2$  — отметки центров тяжести сечений трубы в начале и конце участка  $l$ .

Стабилизированное течение устанавливается лишь на некотором расстоянии от входа в трубу, за пределами так называемого *начального участка*, длина которого для круглой трубы  $l_{\text{нач}} \approx 0,04 d \text{ Re}$ .

Падение давления на начальном участке не подчиняется формуле Пуазейля (1.50), но приближенно может быть определено по формуле

$$p_0 - p_2 = \frac{64}{\text{Re}} \frac{l_{\text{нач}}}{d} \frac{\rho v^2}{2} + 2,41 \frac{\rho v^2}{2},$$

где  $p_0$  — давление в резервуаре, откуда берет начало труба;  $p_2$  — давление в конце начального участка (подробнее о начальном участке см. [79]).

Разрушение ламинарного режима в трубе и переход к турбулентному режиму происходят при достижении критического числа Рейнольдса. Для крутых труб это значение составляет приблизительно 2300. При  $\text{Re} \leq \text{Re}_{\text{кр}}$  наблюдается устойчи-

вый ламинарный режим, при  $\text{Re} > \text{Re}_{\text{кр}}$  возможно появление турбулентности, но не исключено и сохранение ламинарного режима, который, однако, является неустойчивым. Для труб круглого сечения критическое число Рейнольдса приблизительно равно  $2 \cdot 10^3$  (см. рис. 1.13), причем  $\text{Re} = v d_1/\nu$ , где  $d_1$  — гидравлический диаметр, определяемый соотношением  $d_1 = 4S/\chi$ , в котором  $\chi$  — смоченный периметр сечения  $S$  трубы.

При стабилизированном турбулентном течении в трубах распределение местных осредненных скоростей описывается полуэмпирическими или эмпирическими формулами. Наиболее известные из них:

логарифмическая формула для гладкостенного режима течения

$$\frac{u}{u_*} = 5,75 \lg \frac{u_* y}{\nu} + 5,5, \quad (1.51)$$

где  $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$  — динамическая скорость;  $\tau_0$  — касательное напряжение на стенке;  $y$  — расстояние от стенки

Другая форма этой зависимости имеет вид

$$(u_{\text{max}} - u)/u_* = -5,75 \lg (y/r_0), \quad (1.52)$$

где  $u_{\text{max}}$  — максимальная скорость (на оси трубы). Средняя скорость связана с максимальной соотношением

$$(u_{\text{max}} - v)/u_* = 4,03; \quad (1.53)$$

универсальная логарифмическая формула для всех турбулентных режимов в шероховатых трубах

$$\frac{u}{u_*} = 5,75 \lg \frac{y}{\Delta} + f\left(\frac{u_* \Delta}{\nu}\right), \quad (1.54)$$

где функция  $f(u_* \Delta/\nu) = B_1$  определяется графиком, приведенным на рис. 1.16;

степенная формула (эмпирическая)

$$u/u_{\text{max}} = (y/r_0)^n, \quad (1.55)$$

где показатель  $n$  в зависимости от числа  $\text{Re}$  изменяется от 1/6 до 1/10 (см. п. 1.9.2). Значение, соот-

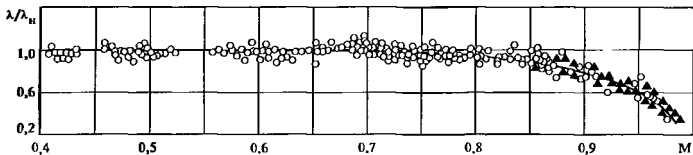


Рис. 1.15. Влияние числа Маха на гидравлический коэффициент трения при дозвуковом течении газа в гладкой трубе

$\lambda$ ,  $\lambda_n$  — коэффициенты трения для газа и несжимаемой жидкости; ○ — опыты МЭИ; ▲ — опыты МО ЦКТИ

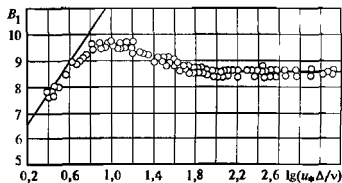


Рис. 1.16. Вид функции  $B_1$ , определяющей закон распределения скоростей в шероховатых трубах [по (1.54)]

ветствующее гладкостенному режиму (при  $Re_{кр} \leq \leq Re \leq 10^5$ );  $n = 1/7$

**Местные гидравлические сопротивления.** К этим сопротивлениям относятся всякие резкие изменения формы граничных поверхностей потока (расширения, сужения, изгибы, изломы и т.п.). Общей зависимостью для определения потерь напора в местных сопротивлениях служит формула Вейсбаха

$$h_m = \zeta_m \frac{v^2}{2g} \quad (1.56)$$

или

$$\Delta p_m = \zeta_m \frac{\rho v^2}{2},$$

где  $\zeta_m$  — коэффициент местного сопротивления, зависящий в общем случае от числа  $Re$  и конфигурации граничных поверхностей.

Общий характер этой зависимости для нескольких типов местных сопротивлений приведен на рис. 1.17 [2]. Эти кривые удовлетворительно описываются формулой вида

$$\zeta_m = A_1 / Re + \zeta_{кв.}$$

где  $A_1$  и  $\zeta_{кв.}$  — постоянные, зависящие от геометрической формы местного сопротивления.

В табл. 1.4 [2] приводятся постоянные для нескольких видов местных сопротивлений. Величина  $\zeta_{кв.}$  выполняет функцию коэффициента местного сопротивления при весьма больших числах  $Re$  (в области квадратичного сопротивления). Значения  $\zeta_m$  отнесены к скоростному напору перед местным сопротивлением.

В большинстве случаев местные сопротивления работают при больших числах  $Re$  или в условиях квадратичного режима, когда  $\zeta_m = \zeta_{кв.}$ , а потому основное внимание уделено зависимости постоянной  $\zeta_{кв.}$  от геометрических параметров. Наиболее полные данные о коэффициентах местных сопротивлений собраны в [37]. В настоящем разделе при-

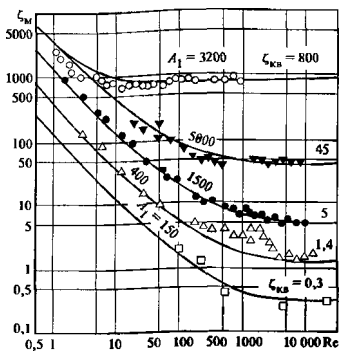


Рис. 1.17. Зависимость коэффициента местных сопротивлений от числа Рейнольдса

□ — тройник, ▽ шаровой клапан; △ угольник 90°; ● — разъемный клапан; ○ — диафрагма (при отношении площади отверстия к площади трубы  $n = 0,05$ )

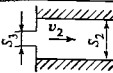
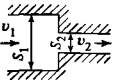
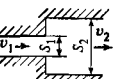
Таблица 1.4. Значения  $A_1$  и  $\zeta_{кв.}$  для некоторых местных сопротивлений

Вид сопротивления	$A_1$	$\zeta_{кв.}$
Внезапное расширение трубопровода (выход трубы в большой резервуар)	30	1
Кран		
пробочный	150	0,4
обыкновенный	3000—5000	2,5—5,0
угловой	400	0,8
Шаровой клапан	5000	45
Угольник:		
90°	400	1,4
135°	600	0,4
Колесо 90°	130	0,2
Тройник	150	0,3
Задвижка:		
$n^* = 1$	75	0,15
$n = 0,75$	350	0,2
$n = 0,5$	1300	2
$n = 0,25$	3000	20
Диафрагма:		
$n = 0,64$	70	1
$n = 0,40$	120	7
$n = 0,16$	500	70
$n = 0,05$	3200	800

\* Через  $n$  обозначено отношение площади проходного сечения, открытого задвижкой, или отверстия диафрагмы к площади сечения трубы.



Таблица 1.5. Расчетные формулы для коэффициента  $\zeta_2$ , отнесенного к сечению  $S_2$

Конфигурация	Значения параметров	Расчетная формула
	$S_1 = \infty$ , $\epsilon = 0,611$	$\zeta_2 = \left( \frac{S_2}{0,611 S_3} - 1 \right)^2$
	$S_3 = S_2$	$\zeta_2 = \left( \frac{1}{\epsilon} - 1 \right)^{2*}$ (формула Альтшуля)
	$S_1 = S_3$ , $\epsilon = 1,0$	$\zeta_2 = \left( \frac{S_2}{S_1} - 1 \right)^2$ (формула Борда)

\* Для этого случая рекомендуется также эмпирическая формула И. Е. Изельчика  $\zeta_m = 0,5(1 - S_2/S_1)^{3/4}$ .

водятся данные лишь для некоторых наиболее часто встречающихся видов местных сопротивлений

При проходе потока из трубы площадью  $S_1$  через диафрагму с площадью отверстия  $S_3$  в трубу площадью  $S_2$  (табл. 1.5) формула для коэффициента сопротивления, отнесенного к скоростному напору за сопротивлением, имеет вид [2]

$$\zeta_m = \zeta_2 = \zeta_{сж} \left( \frac{S_2}{\epsilon S_3} \right)^2 + k \left( \frac{S_2}{\epsilon S_3} - 1 \right)^2,$$

где  $\zeta_{сж}$  — коэффициент местного сопротивления при входе в диафрагму;  $k$  — поправочный коэффициент к потерям на расширение (при больших  $Re$  допустимо принимать  $\zeta_{сж} = 0$ ,  $k = 1$ )

$\epsilon = S_{сж}/S_3$  — коэффициент сжатия за диафрагмой, где  $S_{сж}$  — площадь сечения струи за диафрагмой после выхода в трубу с сечением  $S_2$ . Он имеет значения:

$S_3/S_1$	$\epsilon$	$S_3/S_1$	$\epsilon$
0	0,611	0,5	0,644
0,1	0,612	0,6	0,662
0,2	0,616	0,7	0,687
0,3	0,622	0,8	0,722
0,4	0,633	0,9	0,781

Формулы для определения коэффициента  $\zeta_2$  приведены в табл. 1.5.

Постепенное расширение (диффузор) также может рассматриваться как вид местного сопротив-

ления. Потери в диффузорах можно выражать в долях потерь при внезапном расширении

$$h_{диф} = \varphi_{диф} h_{вн.р.}$$

где

$$h_{вн.р.} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}$$

или

$$\Delta P_{вн.р.} = \rho \frac{(v_1 - v_2)^2}{2}.$$

Коэффициент  $\varphi_{диф}$  связан с коэффициентом сопротивления, отнесенного к скорости  $v_1$ , формулой

$$\zeta_{диф} = \varphi_{диф} \left( 1 - \frac{S_1}{S_2} \right)^2$$

и при фиксированных входных условиях (включая число  $Re$ ) зависит главным образом от угла раскрытия диффузора (рис. 1.18) [36]

Подробные сведения о местных сопротивлениях можно найти в [2, 36, 37]

При наличии на трубопроводе нескольких местных сопротивлений, разделенных участками равномерного движения, суммарные потери могут быть определены на основе принципа сложения потерь

$$h_c = \sum_{i=1}^m h_{д.т.} + \sum_{i=1}^n h_{м.т.},$$

где  $m$  — число участков равномерного течения,  $n$  — число местных сопротивлений.

При этом суммирование потерь в местных сопротивлениях допустимо лишь при условии, что они расположены на таких расстояниях одно от другого, что искажение стабилизированной зоны скоростей, вызванное прохождением потока через сопротивление, становится незначительным при подходе к следующему. Минимально необходимые расстояния между местными сопротивлениями определяются из условия

$$l_{доп} = \frac{r_0}{\lambda} \zeta_{сж},$$

где  $r_0$  — радиус трубы

Ориентировочно при больших числах  $Re$  можно принимать  $l_{доп} = (30-40)d$

При наличии взаимного влияния местных сопротивлений они должны рассматриваться как одно сложное сопротивление, коэффициент сопротивления в этом случае необходимо определять экспериментально.

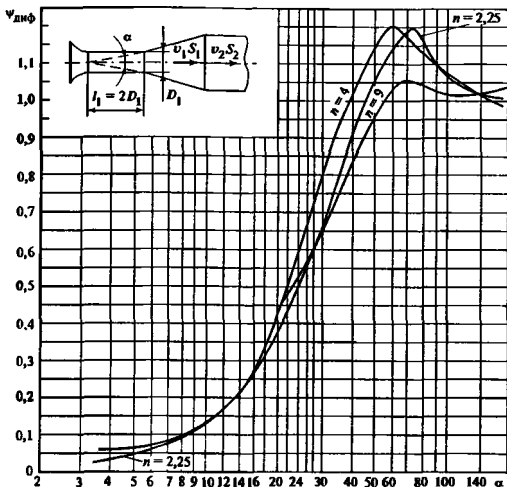


Рис. 1.18. Зависимость коэффициента потерь в круглом диффузоре от угла его раскрытия при трех значениях степени расширения  $n = S_2/S_1$

### 1.6.3. ИСТЕЧЕНИЕ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

**Истечение при постоянном напоре.** Такое истечение через отверстия и насадки может происходить в газовую среду или под уровень той же или иной жидкости. В первом случае отверстие или насадок называется *незаполненным*, во втором — *заполненным*. Отверстие считается *малым*, если его максимальный размер не превосходит  $0,1H$  (рис. 1.19)

При истечении через *малое незаполненное отверстие* струя при выходе претерпевает сжатие и

площадь ее сечения  $S_c$  становится меньше, чем площадь отверстия  $S_0$ . Отношение  $\epsilon = S_c/S_0$  называется *коэффициентом сжатия*.

Скорость истечения через малое отверстие из большого резервуара с постоянным уровнем

$$v = \varphi \sqrt{2g \left( H + \frac{p_0 - p_1}{\rho g} \right)},$$

где  $\varphi = 1/\sqrt{1 + \zeta}$  — коэффициент скорости;  $\zeta$  — коэффициент потерь на входе в отверстие;  $p_0$  и  $p_1$  — давление на свободной поверхности и во внешней среде соответственно.

Объемный расход истечения

$$V = \mu S_0 \sqrt{2g \left( H + \frac{p_0 - p_1}{\rho g} \right)}, \quad (1.57)$$

где  $\mu = \varphi \epsilon$  — коэффициент расхода, причем  $\mu$ ,  $\varphi$  и  $\epsilon$  зависят от числа  $Re$  (рис. 1.20), которое в данном случае рекомендуется представлять в виде [3]

$$Re_H = \frac{d}{\nu} \sqrt{2g \left( H + \frac{p_0 - p_1}{\rho g} \right)}.$$

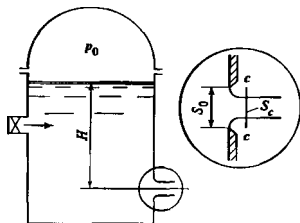


Рис. 1.19. Истечение несжимаемой жидкости через малое отверстие в тонкой стенке

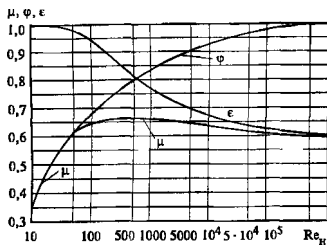


Рис. 1.20. Зависимость коэффициентов расхода  $\mu$ , скорости  $\varphi$  и сжатия  $\epsilon$  от числа Рейнольдса при истечении через малое отверстие

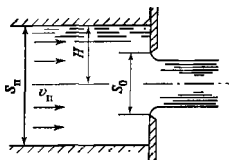


Рис. 1.21. Истечение несжимаемой жидкости через большое отверстие

При  $Re_H > 10^4$  значения  $\mu$  можно рассчитать по формуле [3]

$$\mu = 0,592 + \frac{5,5}{\sqrt{Re_H}}$$

Ориентировочные значения  $\epsilon$ ,  $\varphi$ ,  $\mu$  и  $\zeta$  для круглых отверстий при  $Re_H > 10^5$  следующие:  $\epsilon = 0,61-0,63$ ;  $\mu = 0,6-0,62$ ;  $\varphi = 0,97-0,98$ ;  $\zeta = 0,04-0,06$

Для истечения через *большое отверстие*, площадь которого сопоставима с площадью сечения потока перед ним (рис. 1.21), при  $p_0 = p_1$  расход можно определить по формуле (1.57), если напор  $H$  заменить на величину

$$H_0 = H + v_n^2 / (2g),$$

где  $v_n = V/S_n$  — скорость подхода (рис. 1.21).

Значения  $\mu$  в этих случаях мало отличаются от их значений для малых отверстий. При истечении через *затопленное отверстие* (рис. 1.22) расход

$$V = \mu S_0 \sqrt{2g z_0},$$

где  $z_0 = z + v_n^2 / (2g)$ .

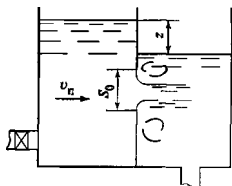


Рис. 1.22. Истечение несжимаемой жидкости через затопленное отверстие

Значения коэффициента  $\mu$  для затопленных отверстий приближенно можно принимать такими же, как и для незатопленных.

*Насадки*, или *короткие трубы* (длиной около трех диаметров входного отверстия), могут существенно влиять на параметры вытекающей струи. В табл. 1.6 приведены некоторые встречающиеся в практике конфигурации насадок (круглого сечения) и соответствующие им средние значения коэффициентов истечения.

Более подробные сведения о гидравлических характеристиках отверстий и насадок можно найти в [2]

Истечение при *переменином напоре* (медленно изменяющемся во времени неустановившемся движении). В этом случае коэффициенты  $\mu$ ,  $\epsilon$ ,  $\varphi$  и  $\zeta$  могут приближенно приниматься такими же, как и для установившегося истечения. Время изменения уровня в резервуаре от положения  $H_1$  до положения  $H_2$  (рис. 1.23) рассчитывают по уравнению

$$\tau = \int_{H_1}^{H_2} \frac{\Omega dH}{V_n - \mu \omega \sqrt{2g \left( H + \frac{p_0 - p_1}{\rho g} \right)}}$$

где  $\Omega$  — площадь свободной поверхности в резервуаре;  $V_n$  — расход притока;  $\omega$  — площадь выходного отверстия

Для цилиндрических резервуаров ( $\Omega = \Omega_0 = \text{const}$ ) при постоянном притоке ( $V_n = V_0 = \text{const}$ ) время опорожнения или наполнения

$$\tau = \frac{2\Omega_0}{\mu \omega \sqrt{2g H_*}} \left( \sqrt{H_1} - \sqrt{H_2} + \sqrt{H_*} \ln \frac{\sqrt{H_*} - \sqrt{H_1}}{\sqrt{H_*} - \sqrt{H_2}} \right),$$

где  $H_* = V_0^2 / (2g \mu^2 \omega^2)$  — напор, при котором через отверстие (насадку) проходит расход, равный притоку.

Таблица 1.6. Коэффициенты истечения через насадки

Вид насадка	Схема	$\epsilon$	$\phi$	$\mu$	$\zeta$
Внешний цилиндрический		1	0,82	0,82	0,5
Внутренний цилиндрический		1	0,81	0,81	0,53
Конoidalный (по форме свободной струи)		1	0,96—0,99	0,96—0,99	0,09—0,02
Конический сходящийся, $\alpha = 12—15^\circ$		0,98	0,96	0,94	0,09
Конический расходящийся		—	0,45—0,5	0,45—0,5	3,94—3,00

Примечание. Для всех насадок коэффициенты даны применительно к выходящему сечению.

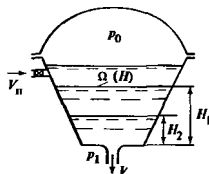


Рис. 1.23. Истечение при переменном напоре

При отсутствии притока время полного опорожнения

$$\tau = \frac{2\Omega_0 \sqrt{H_1}}{\mu \omega \sqrt{2g}} = \frac{2V_{рез}}{V_{нач}}$$

где  $V_{рез}$  — объем жидкости в резервуаре в начальный момент;  $V_{нач}$  — начальный расход

#### 1.6.4. ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ТРУБОПРОВОДНЫХ СИСТЕМ

Гидравлический расчет трубопроводных систем основывается на формулах (1.47) и (1.56), определяющих потери в гидравлических сопротивлениях. Когда потерями в местных сопротивлениях можно пренебречь, формулу (1.47а) преобразуют к виду

$$V = K \sqrt{h_d / l}, \quad (1.58)$$

где  $K = S \sqrt{2gd / \lambda}$  — модуль расхода (расходная характеристика), здесь  $S = \pi d^2 / 4$  — площадь поперечного сечения трубы.

Для квадратичного режима значение  $K$  зависит только от геометрических параметров трубы (диаметра и шероховатости), при других режимах — также и от числа Рейнольдса. В некоторых расчетах формулу (1.58) удобно использовать в виде

$$h_d = \sigma V^2, \quad (1.59)$$

где  $\sigma = l / K^2$  — полное сопротивление трубопровода.

Гидравлический уклон, или уклон трения, т.е. потерю напора на единицу длины трубопровода, определяют по формуле

$$i = h_d / l = M V^2 / d^5,$$

где  $M = 16 \lambda / (2g \pi^2)$ .

Значения модуля расхода  $K$  для промышленных труб табулированы и приводятся в гидравлических справочниках [73]. Для новых стальных труб значения  $K$ , вычисленные с использованием формулы Шифринсона (см. табл. 1.3), приведены в табл. 1.7.

При наличии местных сопротивлений на длинном трубопроводе потери в них можно учесть по способу эквивалентной длины, который заключается в том, что вместо местного сопротивления с коэффициентом  $\zeta_m$  вводится эквивалентная длина трубы

$$l_3 = \zeta_m d / \lambda.$$

Таблица 1.7. Модули расхода  $K$  для новых стальных труб ( $\Delta = 0,2$  мм)

$d, \text{мм}$	$K, \text{м}^3/\text{с}$	$d, \text{мм}$	$K, \text{м}^3/\text{с}$
40	0,00616	300	1,235
50	0,0111	350	1,89
75	0,032	400	2,63
100	0,068	450	3,98
125	0,128	500	4,72
150	0,204	600	7,55
175	0,303	700	11,35
200	0,426	800	16,20
225	0,581	900	22,30
250	0,780		

на которой потери напора равны потерям в местном сопротивлении. Эту длину суммируют с длиной цилиндрического участка ( $l_0 = l + l_3$ ) и сумму затем подставляют в (1.58)

Последовательное соединение труб разных диаметров (рис. 1.24, а). В этом случае потери напора на отдельных участках суммируются. Так как расход  $V$  для всех участков одинаков, то

$$H + \frac{P_1 - P_2}{\rho g} = V^2 \sum_{i=1}^m \frac{l_{0i}}{K_i^2}, \quad (1.60)$$

где  $m$  — число участков постоянного диаметра.

Вместе с формулами потерь для отдельных участков эта зависимость образует расчетную систему уравнений. Другая форма этой зависимости имеет вид

$$V = \mu_c S_0 \sqrt{2g \left( H + \frac{P_1 - P_2}{\rho g} \right)}, \quad (1.61)$$

где  $S_0$  — площадь поперечного сечения трубы на основном (расчетном) участке;  $\mu_c$  — коэффициент расхода системы,

$$\mu_c = \left( \sum_{i=1}^m \lambda_i \frac{l_i}{d_i} \frac{S_0^2}{S_i^2} + \sum_{k=1}^n \zeta_{mk} \frac{S_0^2}{S_k^2} \right)^{-1/2}$$

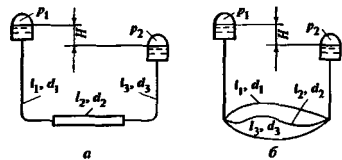


Рис. 1.24. Расчетные схемы трубопроводных систем при последовательном (а) и параллельном (б) соединении труб

Здесь  $n$  — число местных сопротивлений, а  $\zeta_{mk}$  — их коэффициент потерь.

Параллельное соединение труб (рис. 1.24, б) Потеря напора на каждой из ветвей одна и та же. Расход в  $j$ -й ветви

$$V_j = K_j \sqrt{\Delta H / l_{0j}},$$

где  $\Delta H = H + (p_1 - p_2) / (\rho g)$ , а полный расход системы

$$V = \sum_{j=1}^m V_j = \sqrt{\Delta H} \sum_{i=1}^m \frac{K_i}{\sqrt{l_{0j}}}$$

Эти уравнения образуют систему, из которой может быть определено  $m + 1$  неизвестное (например,  $V$  и  $V_j$ ).

### 1.8.5. СИЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПОТОКА НА ТВЕРДЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

Применим уравнение импульса (1.42) к объему, ограниченному контрольной поверхностью  $S$  (штриховая линия на рис. 1.25), для установившегося движения результирующую силу воздействия потока на стенки можно выразить в виде [34]

$$P = \rho V_1 v_1 - \rho V_2 v_2 - \rho V_3 v_3 + P_1 + P_2 + P_3 + G, \quad (1.62)$$

где  $P_1, P_2, P_3$  — силы давления в сечениях 1, 2 и 3;  $V_1, V_2, V_3$  — соответствующие расходы;  $G$  — вес жидкости в объеме, выделенном поверхностью  $S$

Для вычисления силы  $P$  необходимо это уравнение записать в проекциях на оси координат.

Пример. Найти суммарную силу воздействия потока жидкости на стенки тройника (рис. 1.25), в котором поток с расходом  $V$  и давлением перед тройником (сечение 1—1)  $p_1$  делится в горизонтальной плоскости на потоки с расходами  $V_2$  и  $V_3$

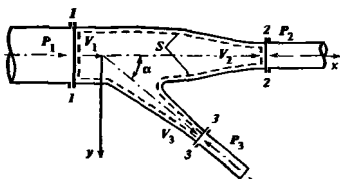


Рис. 1.25. Расчетная схема для вычисления силы воздействия напорного потока на фасонную часть трубы

— — — — — контрольная поверхность  $S$  для составления уравнения количества движения

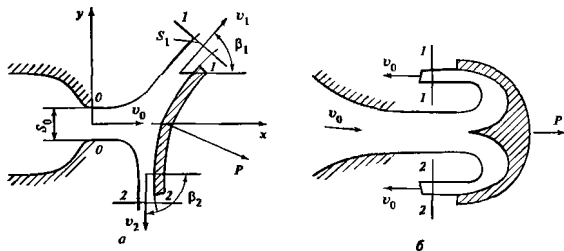


Рис. 1.26. Схема взаимодействия свободной струи с криволинейной стенкой

*a* — плоская струя и цилиндрическая криволинейная стенка; *б* — плоская или осесимметричная струя и стенка, поворачивающая струю на 180°

Решение Уравнение (1.62) в проекциях на оси *x* и *y* (рис. 1.25) принимает вид

$$P_x = \rho V_1 v_1 - \rho V_2 v_2 - \rho V_3 v_3 \cos \alpha + p_1 S_1 - p_2 S_2 - p_3 S_3 \cos \alpha;$$

$$P_y = -\rho V_3 v_3 \sin \alpha - p_3 S_3 \sin \alpha.$$

Давления  $p_1$  и  $p_2$ , а также  $p_1$  и  $p_3$  связаны уравнением Бернулли (1.45), составленным последовательно для сечений 1—1, 2—2 и 1—1, 3—3.

Искомая сила определяется соотношением

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2},$$

а ее направление — формулой

$$\cos(P, x) = P_x/P$$

Для плоской свободной струи, вытекающей из отверстия или сопла (рис. 1.26, *a*) в газное пространство, сила ее воздействия на криволинейную цилиндрическую стенку определяется векторным уравнением

$$P = \rho V_0 v_0 - \rho V_1 v_1 - \rho V_2 v_2$$

или в проекциях на оси координат с учетом того, что  $v_1 = v_2 = v_0$ ,

$$P_x = \rho V_0 v_0 - \rho V_1 v_0 \cos \beta_1 - \rho V_2 v_0 \cos \beta_2;$$

$$P_y = -\rho V_1 v_0 \sin \beta_1 + \rho V_2 v_0 \sin \beta_2.$$

При симметричной криволинейной поверхности

$$P_x = \rho V_0 v_0 (1 - \cos \beta); \quad P_y = 0$$

Максимальное значение силы  $P$  может быть получено при  $\beta = 180^\circ$  (рис. 1.26, *б*):  $P_{\max} = 2\rho V_0 v_0$ .

Если стенка (преграда) плоская, то сила давления струи направлена нормально к ней и определяется формулой

$$P = \rho V_0 v_0 \sin \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол наклона стенки к вектору  $v_0$ , а расход  $V_0$  делится на две части:

$$V_1 = V_0 \frac{1 + \cos \alpha}{2}; \quad V_2 = V_0 \frac{1 - \cos \alpha}{2}.$$

Приведенные формулы воздействия струи на преграду справедливы, когда размеры преграды велики по сравнению с поперечным сечением струи.

### 1.6.6. НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ДВИЖЕНИЕ В НАПОРНОМ ТРУБОПРОВОДЕ

Такое движение описывается уравнением одномерного неустановившегося движения, которое является обобщением для всего потока уравнения элементарной струйки (1.28)

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_c + h_i, \quad (1.63)$$

где  $h_c$  — потери в гидравлических сопротивлениях, вычисляемые в первом приближении по тем же формулам, что и для установившегося движения;

$h_i = \frac{1}{g} \int_{l_1}^{l_2} \frac{\partial v}{\partial t} dl$  — инерционный напор, вычисляемый по средней скорости  $v$ .

Для трубы постоянного диаметра инерционный напор

$$h_i = \frac{1}{g} \frac{d}{dt} \int_{l_1}^{l_2} v dl = \frac{L}{g} \frac{dv}{dt} = \frac{L}{gS} \frac{dV}{dt}, \quad (1.64)$$

где  $l$  — координата, отсчитываемая вдоль оси трубы;  $S$  — площадь сечения;  $L$  — длина участка трубы.

При медленно изменяющемся во времени неустановившемся движении (например, при истечении из большого резервуара через малое отверстие) инерционным напором можно пренебречь, и тогда

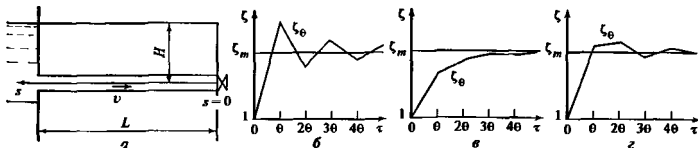


Рис. 1.27. Схема к выводу уравнений гидравлического удара в трубах

расчетные зависимости приобретают тот же вид, что и для установившегося движения

Гидравлический удар в трубах является одним из видов неустановившегося движения и проявляется в резком изменении давления в трубе, вызванном маневрированием (закрытием или открытием) затвора. Течение при гидравлическом ударе описывается системой дифференциальных уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} &= i_f + \frac{1}{g} \frac{\partial v}{\partial \tau} - \frac{v}{g} \frac{\partial v}{\partial l}; \\ \frac{\partial H}{\partial \tau} - v \frac{\partial H}{\partial l} &= \frac{a^2}{g} \frac{\partial v}{\partial l}. \end{aligned} \right\} \quad (1.65)$$

где  $H = z + p/(\rho g)$  — пьезометрический напор,  $v$  — средняя скорость,  $l$  — координата, отсчитываемая вдоль оси трубы;  $a$  — скорость распространения в трубе ударной волны (см. ниже);  $i_f$  — уклон трения (потеря энергии на трение на единице длины трубы)

Если длина трубопровода не очень велика, то уклоном трения  $i_f$  пренебрегают [34]. Обычно пренебрегают также членами  $v \frac{\partial H}{\partial l}$  и  $v \frac{\partial v}{\partial l}$  и используют уравнения удара в виде

$$\frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} = a^2 \frac{\partial^2 v}{\partial l^2}; \quad \frac{\partial^2 H}{\partial \tau^2} = a^2 \frac{\partial^2 H}{\partial l^2}.$$

Поскольку величинами  $i_f$  и  $v^2/(2g)$  пренебрегают, при установившемся режиме пьезометрический напор по длине трубы постоянен

Таким образом, система (1.65) приводится к двум волновым уравнениям, общие решения которых применительно к схеме рис. 1.27, а имеют вид

$$\left. \begin{aligned} H - H_0 &= f\left(t - \frac{l}{a}\right) + \varphi\left(t + \frac{l}{a}\right), \\ v - v_0 &= -\frac{g}{a} \left[ f\left(t - \frac{l}{a}\right) - \varphi\left(t + \frac{l}{a}\right) \right], \end{aligned} \right\} \quad (1.66)$$

где  $H_0$  и  $v_0$  — соответственно пьезометрический напор и скорость в трубе при установившемся движении;  $f$  и  $\varphi$  — произвольные функции;  $a$  — ско-

рость распространения в трубе волны изменения давления, определяемая формулой Жуковского,

$$a = \frac{a_0}{\sqrt{1 + \frac{\mathcal{E}}{E} \frac{D}{\delta}}}, \quad (1.67)$$

где  $a_0 = \sqrt{\mathcal{E}/\rho}$  — скорость распространения звука в жидкости;  $\mathcal{E}$  — объемный модуль упругости жидкости;  $E$  — модуль упругости материала стенки;  $D$  — диаметр трубы;  $\delta$  — толщина ее стенок

При давлениях  $10^2$ — $25 \cdot 10^2$  кПа и температуре  $T = 10^\circ\text{C}$   $a_0 = 1435$  м/с. Значения скорости распространения ударной волны в трубах из разных материалов приводятся в табл. 1.8.

Единицей времени в теории гидравлического удара служит фаза удара, т.е. время  $\theta$  пробега ударной волны двойной длины трубопровода  $L$ ,

$$\theta = 2L/a.$$

Таблица 1.8. Скорость распространения волны гидравлического удара в трубах

D, мм	Стальные трубы		Чугунные трубы		Асбестоцементные трубы	
	$\delta$ , мм	$a$ , м/с	$\delta$ , мм	$a$ , м/с	$\delta$ , мм	$a$ , м/с
50	4,0	1355	7,5	1340	9,0	1130
75	4,0	1315	8,0	1300	9,0	1040
100	5,0	1310	8,5	1280	11,0	1025
125	5,0	1280	9,0	1250	12,0	990
150	6,0	1280	9,5	1235	14,0	980
200	6,0	1240	10,5	1200	16,0	940
250	6,0	1205	11,5	1175	19,0	930
300	7,0	1200	12,5	1160	23,0	925
350	7,0	1170	13,0	1140	27,0	925
400	8,0	1170	14,0	1120	30,0	920
450	8,0	1148	15,0	1110	34,0	920
500	8,0	1125	16,0	1100	38,0	920
600	9,0	1110	18,0	1085	45,0	920
700	9,0	1075	21,0	1085	—	—
800	10,0	1071	24,0	1085	—	—
900	11,0	1060	27,0	1085	—	—
1000	12,0	1060	30,0	1085	—	—





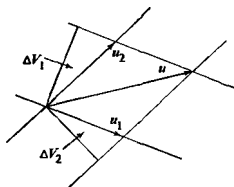


Рис. 1.28. Графическое сложение двух плоских потенциальных течений

При этом векторы скоростей суммируемых течений в каждой точке складываются геометрически.

$$u = \sum_{i=1}^n u_i$$

или

$$u_x = \sum_{i=1}^n u_{xi}, \quad u_y = \sum_{i=1}^n u_{yi}, \quad u_z = \sum_{i=1}^n u_{zi}.$$

Для плоского потенциального течения это суммирование может быть выполнено наглядно графически. Если известны конфигурации линий тока двух складываемых плоских потенциальных течений, то при наложении их на один чертеж они образуют сетку, по которой могут быть построены линии тока результирующего течения. Если чертеж (рис. 1.28) построен так, что элементарные расходы между каждой парой линий тока равны:  $\Delta V_1 = \Delta V_2$ , то результирующая линия тока получается как геометрическое место точек пересечений линий тока складываемых течений.

Весьма эффективным для описания плоских потенциальных течений является применение функций комплексного переменного.

Поскольку для всякого плоского течения несжимаемой жидкости существует функция тока  $\psi(x, y)$ , в силу (1.12) и (1.13) она связана с потенциалом скорости уравнениями

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (1.74)$$

которые называют условиями Коши—Римана, так как они являются условиями, необходимыми и достаточными для существования аналитической функции комплексного переменного

$$w(z) = \phi + i\psi,$$

называемой *комплексным потенциалом*.

Таким образом, плоскость потенциального течения рассматривается как плоскость комплексного переменного  $z = x + iy$ , а задача отыскания параметров потока сводится к отысканию комплексного потенциала  $w(z)$ .

Производная комплексного потенциала по переменной  $z$  называется *сопряженной скоростью*

$$\bar{u} = dw/dz = u_x - iu_y,$$

а комплексное число

$$u = u_x + iu_y$$

— *комплексной скоростью*

Интеграл по замкнутому контуру  $L$  от сопряженной скорости обладает следующими свойствами:

$$\operatorname{Re} \oint_L \bar{u} dz = \operatorname{Re} \oint_L \frac{dw}{dz} dz = \oint_L d\phi = \Gamma;$$

$$\operatorname{Im} \oint_L \bar{u} dz = \oint_L d\psi = V,$$

где через  $\operatorname{Re}$  и  $\operatorname{Im}$  обозначены соответственно действительная и мнимая части рассматриваемого интеграла,  $\Gamma$  — циркуляция скорости;  $V$  — объемный расход через контур  $L$ .

Для применения метода суперпозиции необходимо иметь комплексные потенциалы простейших течений, из которых можно образовывать более сложные.

## 1.7.2. ПРИМЕРЫ ПЛОСКИХ ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ

В табл. 1.9 приведены основные характерные функции некоторых простейших плоских потенциальных течений.

В результате сложения равномерного потока, диполя и вихря можно получить поток, обтекающий круглый цилиндр с циркуляцией. Для этого потока

$$w(z) = \bar{u}_0 z + u_0 \frac{r_0^2}{z} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln z,$$

где  $u_0 = u_{0x} + iu_{0y} = |u_0| e^{i\alpha}$  — комплексная скорость в бесконечности,  $r_0$  — радиус цилиндра;  $\Gamma$  — циркуляция.

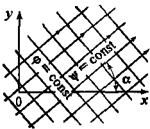
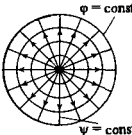
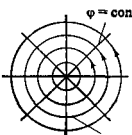
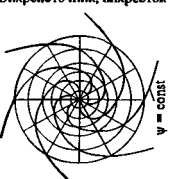
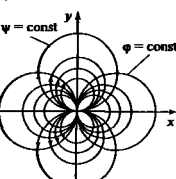
При  $u_{0y} = 0$  получаем обтекание цилиндра вдоль действительной оси (рис. 1.29). В этом случае

$$w(z) = u_0 \left( z + \frac{r_0^2}{z} \right) + \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln z;$$

$$\phi = u_0 r \cos \theta \left( 1 + \frac{r_0^2}{r^2} \right) - \frac{\Gamma}{2\pi} \theta =$$

$$-u_0 x \left( 1 + \frac{r_0^2}{x^2 + y^2} \right) - \frac{\Gamma}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{y}{x};$$

Таблица 1.9 Основные функции для простейших плоских потенциальных течений

Наименование и конфигурация гидродинамической сетки	Комплексный потенциал	Потенциал скорости	Функция тока	Сопряженная скорость
<p>Равномерный поток</p> 	$w(z) = az$ $a = \text{const}$	$\varphi = u_{0x}x + u_{0y}y$	$\Psi = u_{0x}y - u_{0y}x$	$\bar{u} = a = u_{0x} - i u_{0y}, \text{tg } \alpha = u_{0y}/u_{0x}$
<p>Источник (<math>V &gt; 0</math>), сток (<math>V &lt; 0</math>)</p> 	$w = \frac{V}{2\pi} \ln z$	$\varphi = \frac{V}{2\pi} \ln r =$ $= \frac{V}{2\pi} \ln \sqrt{x^2 + y^2}$	$\Psi = \frac{V}{2\pi} \theta =$ $= \frac{V}{2\pi} \arctg \frac{y}{x}$	$\bar{u} = \frac{V}{2\pi z}$
<p>Плоский вихрь (Г-циркуляция)</p> 	$w = -\frac{i\Gamma}{2\pi} \ln z$	$\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi} \theta =$ $= \frac{\Gamma}{2\pi} \arctg \frac{y}{x}$	$\Psi = -\frac{\Gamma}{2\pi} \ln r =$ $= -\frac{\Gamma}{2\pi} \ln \sqrt{x^2 + y^2}$	$\bar{u} = -\frac{i\Gamma}{2\pi z}$
<p>Вихресточник, вихресток</p> 	$w = -\frac{V - i\Gamma}{2\pi} \ln z$	$\varphi = \frac{1}{2\pi} (V \ln r + \Gamma \theta)$	$\Psi = \frac{1}{2\pi} (V \theta - \Gamma \ln r)$	$\bar{u} = \frac{V - i\Gamma}{2\pi z}$
<p>Диполь</p> 	$w = \frac{M^*}{2\pi z}$	$\varphi = \frac{M}{2\pi} \frac{\cos \theta}{r}$	$\Psi = -\frac{M}{2\pi} \frac{\sin \theta}{r}$	$\bar{u} = -\frac{M}{2\pi z^2}$

\*  $M$  — момент диполя.

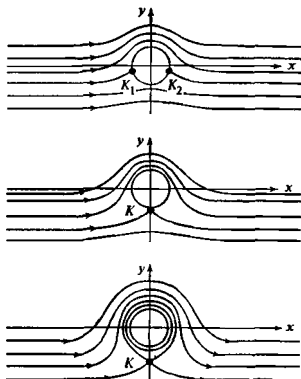


Рис. 1.29. Возможные схемы циркуляционного обтекания круглого цилиндра потенциальным потоком

$K, K_1, K_2$  — критические точки

$$\begin{aligned}\psi &= u_0 r \sin \theta \left( 1 + \frac{r_0^2}{r^2} \right) + \frac{\Gamma}{2\pi} \ln r = \\ &= u_0 y \left( 1 - \frac{r_0^2}{x^2 + y^2} \right) + \frac{\Gamma}{2\pi} \ln \sqrt{x^2 + y^2},\end{aligned}$$

где  $r$  и  $\theta$  — полярные координаты.

В зависимости от значения циркуляции возможны три схемы обтекания (рис. 1.29)

Распределение давления по поверхности цилиндра характеризуется коэффициентом давления

$$\bar{p} = \frac{p - p_0}{\rho |u_0|^2 / 2} = 1 - 4 \left( \sin \theta + \frac{\Gamma}{4\pi r_0 |u_0|} \right)^2,$$

где  $p$  — давление в точке поверхности цилиндра;

$p_0$  — давление на бесконечности.

Главный вектор сил давления представляет собой *поперечную (подъемную) силу Жуковского*, направленную нормально к вектору скорости в бесконечности и численно равную

$$P = \rho |u_0| \Gamma b,$$

где  $b$  — длина образующей цилиндра

Сила Жуковского, определяемая этой формулой, возникает тогда, когда при обтекании цилиндрического тела (любого профиля) циркуляция по

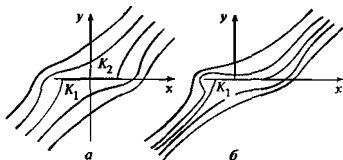


Рис. 1.30. Обтекание пластины плоским потенциальным потоком

$a$  — бесциркуляционное обтекание;  $b$  — обтекание с циркуляцией по постулату Жуковского—Чаплыгина;  $K_1, K_2$  — критические точки

контур, охватывающему тело, не равна нулю (теорема Жуковского о подъемной силе).

Обтекание пластины прямолинейным потоком при наличии циркуляции получается конформным отображением [34, 55] внешности цилиндра на внешность пластины с помощью функции Жуковского

$$z = 0.5(\zeta + a^2/\zeta),$$

где  $a$  — половина длины пластины, равная радиусу цилиндра.

При этом поток, обтекающий цилиндр, изображается в плоскости комплексной переменной  $\zeta$ , а поток, обтекающий пластину, — в плоскости  $z$

Комплексный потенциал и сопряженная скорость потока, обтекающего пластину, выражаются формулами.

$$w = u_0 z - i u_0 y \sqrt{z^2 - a^2} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \ln \left( z + \sqrt{z^2 - a^2} \right),$$

$$\bar{u} = u_0 x - i \frac{2\pi u_0 y z - \Gamma}{2\pi \sqrt{z^2 - a^2}}.$$

Если циркуляция выбрана в соответствии с постулатом Жуковского—Чаплыгина, т.е. из условия, чтобы на задней концевой кромке пластины (точка  $z = a$ ) скорость была конечной, то

$$\bar{u} = u_0 x - i u_0 y \sqrt{\frac{z-a}{z+a}}.$$

На рис. 1.30 показаны конфигурации линий тока потенциального течения вблизи пластины при  $\Gamma = 0$  (бесциркуляционное обтекание) и при  $\Gamma = 2\pi u_0 y a$  (по постулату Жуковского—Чаплыгина). Подробные сведения о современных методах расчетов потенциальных течений можно найти в руководствах [30, 34, 42, 55, 71, 76]

## 1.8. ЛАМИНАРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

### 1.8.1. ТЕЧЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

Одним из примеров течений данного типа является ламинарное течение в круглой трубе, рассмотренное в п. 1 6.2.

В более общем случае ламинарного стабилизированного течения в цилиндрической трубе произвольного поперечного сечения или в трубе с цилиндрическими вставками (рис. 1.31) распределение продольной составляющей скорости удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\frac{1}{\mu} \frac{\Delta p}{l}, \quad (1.75)$$

где  $\Delta p$  — падение давления на участке трубы длиной  $l$

Профиль скорости в трубе заданного поперечного сечения может быть найден путем решения (1.75) с постоянной правой частью. Граничным условием служит равенство нулю скорости на стенке трубы. Для некоторых частных форм поперечного сечения решение можно получить в аналитическом виде [79].

Осевое течение в кольцевом пространстве между круглыми соосными цилиндрами. Если внутренний цилиндр движется в осевом направлении со скоростью  $u_0$  и создан продольный перепад давления, то распределение скоростей определяется формулой

$$u = \frac{\Delta p}{4\mu l} \left[ a^2 - r^2 - (a^2 - b^2) \frac{\ln(a/r)}{\ln(a/b)} \right] + u_0 \frac{\ln(a/r)}{\ln(a/b)},$$

где  $\Delta p$  — падение давления на участке длиной  $l$ ;  $a$  и  $b$  — радиусы внешнего и внутреннего цилиндров;  $r$  — текущий радиус

При отсутствии перепада давления ( $\Delta p = 0$ ) имеет место осесимметричное течение Куэтта с распределением скоростей

$$u = u_0 \frac{\ln(a/r)}{\ln(a/b)}$$

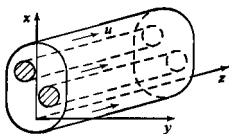


Рис. 1.31. Схема течения вязкой жидкости в цилиндрической трубе

и касательными напряжениями

$$\tau_\mu = \mu \frac{u_0}{r \ln(a/b)}$$

При неподвижных цилиндрах (течение в кольцевой трубе,  $u_0 = 0$ ) скорость

$$u = \frac{\Delta p}{4\mu l} \left[ a^2 - r^2 - (a^2 - b^2) \frac{\ln(a/r)}{\ln(a/b)} \right]$$

и расход

$$V = \frac{\pi \Delta p}{8\mu l} \left[ a^4 - b^4 - \frac{(a^2 - b^2)^2}{\ln(a/b)} \right].$$

Круговое движение в кольцевом пространстве. Если внешний цилиндр радиусом  $a$  вращается с угловой скоростью  $\omega_1$ , а внутренний радиусом  $b$  — с угловой скоростью  $\omega_2$ , то распределение скоростей подчиняется закону

$$u = Ar + B/r,$$

где

$$A = \frac{b^2 \omega_2 - a^2 \omega_1}{b^2 - a^2}; \quad B = \frac{a^2 b^2}{b^2 - a^2} (\omega_1 - \omega_2).$$

Касательное напряжение

$$\tau_\mu = \mu \left( \frac{du}{dr} - \frac{u}{r} \right)$$

или

$$\tau_\mu = \mu \frac{2a^2 b^2}{r^2} \frac{\omega_1 - \omega_2}{a^2 - b^2}.$$

Момент трения постоянен для любого цилиндрического слоя радиусом  $r$  и равен

$$L = 4\pi\mu \frac{a^2 b^2}{a^2 - b^2} (\omega_1 - \omega_2),$$

где  $l$  — длина цилиндра.

Если наружный цилиндр неподвижен ( $\omega_1 = 0$ ), а зазор  $a-b$  мал, то справедлива приближенная формула Н.П. Петрова

$$L = -\mu \cdot 2\pi l \frac{b^3 \omega_2}{\delta}.$$

При  $\omega_1 = 0$  и  $a = \infty$  (вращение цилиндра в безграничной жидкости) распределение скорости, касательное напряжение на поверхности цилиндра и момент трения описываются формулами:

$$u = b \omega_2 / r; \quad \tau_0 = -2\mu \omega_2; \quad L = -4\pi\mu \omega_2 b^2 l.$$



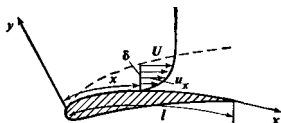


Рис. 1.33. Схема течения в пограничном слое

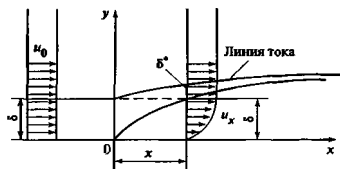


Рис. 1.34. Отклонение линий тока в пограничном слое на значение толщины вытеснения

Течение в пограничном слое может быть как ламинарным, так и турбулентным; переход от одного к другому определяется критическим числом Рейнольдса. В силу свойства прилипания жидких или газовых частиц к твердым поверхностям в пристенном пограничном слое скорость на обтекаемой стенке равна нулю (исключая случаи разреженных газов), а при удалении от нее по нормали приближается к скорости потенциального потока невязкой жидкости, обтекающего ту же поверхность. Границей пристенного пограничного слоя служит условная линия, в точках которой скорость отличается от скорости безвихревого потока на заданное малое значение (0,5 %, 1,0 %, ...). Расстояние  $\delta$  от стенки до этой границы называется толщиной пограничного слоя. При малых числах Рейнольдса  $\delta$  может быть весьма большой, при больших числах  $Re$  отношение  $\delta/x$  (рис. 1.33, 1.34) мало. С учетом этого можно существенно упростить уравнения движения

Уравнения пограничного слоя в дифференциальной форме. Ламинарное течение в плоском установившемся пограничном слое описывается приближенными уравнениями Прандтля

$$\left. \begin{aligned} u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \\ \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} &= 0. \end{aligned} \right\} (1.76)$$

в которых влияние массовых сил исключено и которые справедливы только при больших числах Рейнольдса [55, 89].

Для схемы рис. 1.33 граничные условия для пристенного пограничного слоя имеют вид

$$\begin{aligned} u_x = u_y &= 0 \text{ при } y=0; \\ u_x &= U(x) \text{ при } y=\delta, \end{aligned}$$

где  $U(x)$  — значение проекции скорости  $u_x$  на границе пограничного слоя  $\delta$

В задачах теории пограничного слоя  $U(x)$  или задается, или определяется из расчета потенциального потока, обтекающего данную поверхность.

Поскольку для плоского течения существует функция тока  $\psi(x, y)$ , система (1.76) может быть приведена к одному уравнению для этой функции

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} + \nu \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3}. \quad (1.77)$$

Давление и скорость на границе пограничного слоя связаны уравнением Бернулли (1.36а), откуда вытекает, что

$$\frac{dP}{dx} = -\rho U \frac{dU}{dx}. \quad (1.78)$$

Следовательно, вместо (1.77) можно записать

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = U \frac{dU}{dx} + \nu \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3}. \quad (1.79)$$

Простейшее аналитическое решение (1.79), полученное Блазиусом, относится к пограничному слою на плоской полубесконечной пластине. Функция тока в этом решении имеет вид

$$\psi = \sqrt{u_0 \nu x} \varphi(\eta),$$

где  $\eta = y / \sqrt{\nu x / u_0}$ ,  $u_0$  — скорость внешнего потока.

Функцию  $\varphi(\eta)$  определяют из уравнения

$$2\varphi''' + \varphi\varphi'' = 0,$$

решение которого табулировано [55, 89]. Касательное напряжение на поверхности пластины определяются по формуле

$$\tau_0 = 0,332\rho\sqrt{\nu u_0^3/x}.$$

Сила трения на участке пластины  $l$ , обтекаемой с двух сторон, выражается зависимостью

$$F_\mu = 1,328\rho\sqrt{\nu l u_0^3},$$

а коэффициент трения  $C_\mu = 2F_\mu / (\rho u_0^2 S)$ , где  $S = 2l$ , — формулой  $C_\mu = 1,328 / \sqrt{Re_l}$ , где  $Re_l = u_0 l / \nu$ .

**Уравнение пограничного слоя в интегральной форме.** Точные решения дифференциальных уравнений пограничного слоя возможны лишь в ограниченном числе случаев. В связи с этим в недавнем прошлом использовались приближенные методы решения задач пограничного слоя, основанные на использовании уравнений импульсов и энергии в интегральной форме

Уравнение импульсов Кармана, выражающее закон количества движения, имеет вид

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho u_x^2 dy - U \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho u_x dy = \rho \delta U \frac{dU}{dx} - \tau_0 \quad (1.80)$$

или в безразмерной форме

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{dU}{dx} \frac{\delta^{**}}{U} (2 + H) = \frac{\tau_0}{\rho U^2}, \quad (1.81)$$

где  $H = \delta^*/\delta^{**}$  — формпараметр;  $\delta^* =$

$\int_0^{\delta} (1 - u_x/U) dy$  — толщина вытеснения, характеризующая отклонение линий тока пограничным слоем (рис. 1.34),  $\delta^{**}$  — толщина потери импульса (мера изменения количества движения в пограничном слое),

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{u_x}{U} \left(1 - \frac{u_x}{U}\right) dy.$$

Доказано, что  $\delta^*$  и  $\delta^{**}$  слабо зависят от способа задания  $\delta$ , и потому верхний предел в интегралах может быть заменен на  $\infty$ .

Решение (1.80) предполагает задание профиля скорости аналитической функцией (например, полиномом), удовлетворяющей граничным условиям на стенке и на внешней границе пограничного слоя. Таким путем получены приближенные аналитические решения для ряда задач теории пограничного слоя (см., например, [89]). В настоящее время в связи с бурным развитием вычислительной гидродинамики приближенные интегральные методы решения теряют свою актуальность.

**Критическое число Рейнольдса.** Ламинарное течение в пограничном слое разрушается и переходит в турбулентное при некотором числе Рейнольдса  $Re_{x_{кр}} = x_n U/v$ , где  $x_n$  — расстояние от точки образования пограничного слоя, на котором поток становится полностью турбулентным. Переходное число  $Re_{x_{кр}}$  зависит от ряда факторов, степени турбулентности внешнего потока, шероховатости твердой поверхности, значения формпараметра; но для фиксированных условий существует такое кри-

тическое значение числа Рейнольдса  $Re_{x_{кр}} < Re_{x_{п}}$ , для которого течения при всех  $Re_x < Re_{x_{кр}}$  будут устойчиво ламинарными. В диапазоне  $Re_{x_{кр}} - Re_{x_{п}}$  наблюдается появление «турбулентных пятен» и перемежаемости, т.е. чередование во времени ламинарного и турбулентного режимов. Число  $Re_{x_{кр}}$  практически не зависит от шероховатости и степени турбулентности внешнего потока, но зависит от знака и значения градиента давления, т.е. от формпараметра пограничного слоя. Для плоской пластины можно принимать [89]  $Re_{x_{кр}} = 3,2 \cdot 10^5$

Для приближенного определения числа  $Re_{x_{п}}$  можно воспользоваться полумпирической методикой, изложенной в [31]. В практических расчетах часто полагают  $Re_{x_{кр}} \approx Re_{x_{п}}$ , т.е. вместо зоны перехода рассматривают сечение или точку перехода. Подробные сведения о явлениях перехода в пограничном слое приводятся в [55].

**Отрыв пограничного слоя.** При течениях в расширяющихся каналах и при обтекании выпуклых тел движение может происходить в направлении нарастающего давления, т.е. с положительным градиентом. Это может привести к отрыву пограничного слоя, т.е. к резкому отклонению линий тока от твердой поверхности и образованию возвратного течения в циркуляционных зонах. Теория пограничного слоя применима только до точки отрыва, условие образования которого может быть записано в виде

$$\left. \frac{\partial u_x}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \quad \text{или} \quad \tau_0|_{отр} = 0.$$

Метод Польгаузена позволяет это условие представить в форме

$$\frac{\delta^2}{v} \frac{dU}{dx} = -12 \quad \text{или} \quad \frac{\delta^{**2}}{v} \frac{dU}{dx} = -0,08,$$

а метод Кочина—Лойцянского в виде

$$\frac{\delta^{**2}}{v} \frac{dU}{dx} = -0,0681.$$

Каждое из этих условий позволяет определить координаты точки отрыва  $x_{отр}$ , если известна функция  $U(x)$  и найдена  $\delta(x)$  или  $\delta^{**}(x)$  в результате расчета пограничного слоя

**Струйный пограничный слой.** В отличие от пристенного слоя струйный образуется при вытекании струи из отверстия или сопла в безграничную среду той же плотности и вязкости. Если, например, струя вытекает из бесконечно узкой щели и сохраняется ламинарный режим, то картина течения имеет вид, приведенный на рис. 1.35. Между осью

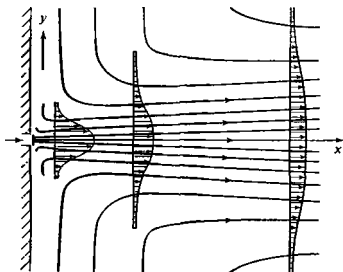


Рис. 1.35. Ламинарная плоская струя — источник

струи и окружающей средой образуется струйный пограничный слой, который может быть описан уравнениями (1.76). В таком течении  $dp/dx \approx 0$ . Решение Г Шлихтинга для плоской ламинарной струи позволяет найти функцию тока

$$\psi = 2\nu^{1/2} x^{1/3} \alpha \operatorname{th} \xi,$$

где  $\alpha = 0,8255 (K/\nu^{1/2})^{1/3}$  — параметр, в котором

$K = \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 dy$  — кинематический импульс, являющийся одной из констант данного течения,  $\xi =$

$= \alpha y / (3\nu^{1/2} x^{2/3})$  — безразмерная независимая переменная, или в другом виде

$$\xi = 0,2752 \left( \frac{K}{\nu^2} \right)^{1/3} \frac{y}{x^{2/3}}.$$

Выражения для компонент скорости имеют вид:

$$u_x = 0,4543 \left( \frac{K^2}{\nu x} \right)^{1/3} (1 - \operatorname{th}^2 \xi);$$

$$u_y = 0,5503 \left( \frac{K\nu}{x^2} \right)^{1/3} [2\xi(1 - \operatorname{th}^2 \xi) - \operatorname{th} \xi]$$

Поперечная скорость на границе струи

$$u_{y\infty} = -0,55 \left( \frac{K\nu}{x^2} \right)^{1/3}$$

Массовый расход, создаваемый струей (на единицу ширины потока в направлении нормали к плоскости течения),

$$m = \rho \int_{-\infty}^{+\infty} u dy = 3,3019 (K\nu x)^{1/3}$$

При вытекании круглой (осесимметричной) струи из малого отверстия в безграничное про-

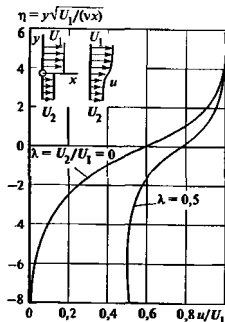


Рис. 1.36. Распределение скоростей в ламинарном слое на границе раздела двух потоков

странство расчетные выражения для компонент скорости и расхода имеют вид [39]:

$$u_x = \frac{3}{8\pi} \frac{K'}{\nu x} \frac{1}{\left(1 + \frac{\xi^2}{4}\right)^2};$$

$$u_y = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K'}}{x} \frac{\xi - \frac{\xi^3}{4}}{\left(1 + \frac{\xi^2}{4}\right)^2},$$

$$V = 2\pi \int_0^{\infty} u_x r dr = 8\pi \nu x,$$

где  $\xi = \sqrt{\frac{3}{16\pi}} \frac{\sqrt{K'}}{\nu} \frac{r}{x}$ ,  $K' = 2\pi \int_0^{\infty} u_x^2 r dr$  — кинематический импульс

Ламинарный пограничный слой на границе раздела двух потоков, движущихся с различными скоростями  $U_1$  и  $U_2$  в одном направлении (рис. 1.36). Функция тока имеет вид

$$\psi = \sqrt{\nu U_1} x f(\eta),$$

где  $\eta = y\sqrt{U_1}/(\nu x)$ .

Функция  $f(\eta)$  представляет собой решение дифференциального уравнения

$$f f'' + 2f''' = 0$$

при граничных условиях:

$$f' = 1 \text{ при } \eta = +\infty;$$

$$f' = U_2/U_1 = \lambda \text{ при } \eta = -\infty; f(0) = 0,$$

где  $f' = u_x/u_1$ . Результаты численного решения показаны на рис. 1.36 [89].



## 1.9. ТУРБУЛЕНТНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

### 1.9.1. ТУРБУЛЕНТНЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ И НЕКОТОРЫЕ ГИПОТЕЗЫ

Турбулентные течения несжимаемой среды описываются уравнениями Рейнольдса (1.30) Связь между мгновенной и усредненной во времени скоростями представлена формулами (1.29а) и (1.29б) Аналогичная связь существует и для других параметров потока:

$$\bar{p} = \frac{1}{T} \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} p \, d\tau, \quad \bar{\rho} = \frac{1}{T} \int_{\tau-T/2}^{\tau+T/2} \rho \, d\tau,$$

где  $\bar{p}$  и  $\bar{\rho}$  — осредненные значения давления и плотности;  $p$  и  $\rho$  — мгновенные их значения

Разности  $u' = u - \bar{u}$ ;  $p' = p - \bar{p}$ ;  $\rho' = \rho - \bar{\rho}$  называют пульсациями гидродинамических параметров. Из определения осредненных значений вытекает, что осредненные значения пульсаций равны нулю:

$$\bar{u}' = 0; \quad \bar{p}' = 0; \quad \bar{\rho}' = 0.$$

Из (1.30) видно, что пульсационное движение влияет на осредненное так, что в осредненном движении как бы возрастают сопротивления, поскольку в уравнениях (1.30) по сравнению с уравнениями Навье—Стокса появляются члены, содержащие дополнительные (турбулентные или кажущиеся) напряжения:

$$\tau_{ij}^T = -\rho \overline{u'_i u'_j}, \quad i, j = 1, 2, 3.$$

Девять величин  $\tau_{ij}^T$  образуют тензор турбулентных напряжений, который симметричен, поскольку  $\tau_{ij}^T = \tau_{ji}^T$ .

Полные напряжения в турбулентном потоке выражаются формулами

$$p_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \tau_{ij}^T.$$

Осредненные скорости турбулентного потока удовлетворяют тем же граничным условиям, что и истинные скорости в ламинарном течении (например, усредненная скорость на твердой стенке равна нулю) Соответственно этому пульсации затухают при приближении к стенке На рис. 1.37 [89] приведены графики изменения в прямоугольном канале осредненных скоростей, а также продольных и поперечных пульсаций. Можно видеть, что пульсации в непосредственной близости от стенки резко уменьшаются. На рис. 1.38 показан график

$-\overline{u'_x u'_y} = \tau^T / \rho$ . Штриховой линией показаны зна-

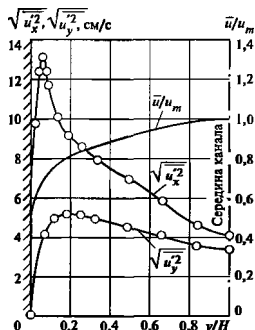


Рис. 1.37. Распределение осредненных скоростей  $\bar{u}$  и осредненных турбулентных пульсаций

$\sqrt{\overline{u_x'^2}}$ ,  $\sqrt{\overline{u_y'^2}}$  по ширине прямоугольного канала

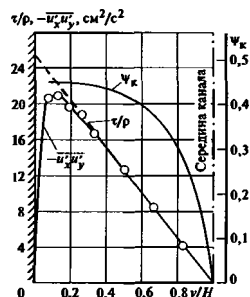


Рис. 1.38. Распределение по ширине прямоугольного канала турбулентного напряжения  $-\overline{u'_x u'_y}$ , полного напряжения  $\tau/\rho$  и коэффициента корреляции  $\psi_k$  ( $H$  — ширина канала)

чения  $\tau/\rho$ , вычисленные по распределению давления на основе модели одномерного движения. Совпадение этих кривых на большей части ширины канала свидетельствует, что там полное касательное напряжение определяется почти полностью турбулентными пульсациями Вблизи стенки разность ординат кривых  $\tau/\rho$  и  $-\overline{u'_x u'_y}$  дает вязкое напряжение  $\tau_\mu$  Между пульсациями  $\overline{u'_x u'_y}$  и  $\sqrt{\overline{u_x'^2}}$ ,  $\sqrt{\overline{u_y'^2}}$

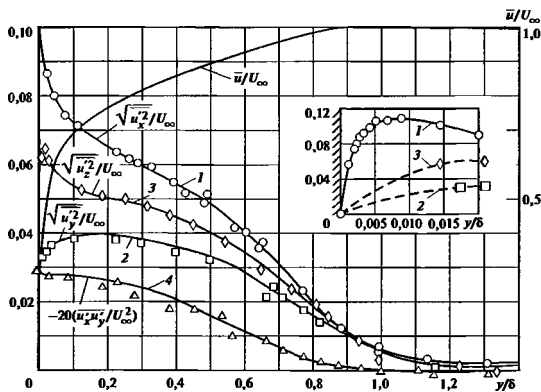


Рис. 1.39. Распределение турбулентных пульсаций и осредненной скорости в пограничном слое на плоской пластине

1 — продольные пульсации; 2 и 3 — поперечные пульсации; 4 — турбулентные напряжения

существует связь, характеризуемая коэффициентом корреляции (рис. 1.38)

$$\psi_k = \frac{\overline{u'_x u'_y}}{\sqrt{\overline{u'^2_x}} \sqrt{\overline{u'^2_y}}}$$

Графики изменения турбулентных пульсаций в пограничном слое на плоской пластине приведены на рис. 1.39 [89].

Связь между турбулентными напряжениями и осредненными скоростями устанавливается гипотезами, основанными на экспериментальных результатах.

**Гипотеза Буссинеска.** Согласно этой гипотезе турбулентные напряжения могут быть выражены формулами того же вида, что и вязкостные напряжения. Например, для простейшего случая плоско го движения с неравномерным распределением осредненной скорости  $u(y)$  такая формула имеет вид

$$\tau_{xy}^T = \tau^T = A_T d \bar{u} / dy,$$

где  $A_T$  — динамический коэффициент турбулентного обмена, зависящий от распределения скоростей  $u(y)$ .

Пользуются также кинематическим коэффициентом турбулентного обмена  $\epsilon = A_T / \rho$ , тогда

$$\tau^T = \rho \epsilon d \bar{u} / dy. \quad (1.82)$$

При течении несжимаемой жидкости в трубе изменение коэффициента  $\epsilon$  вдоль радиуса приведе-

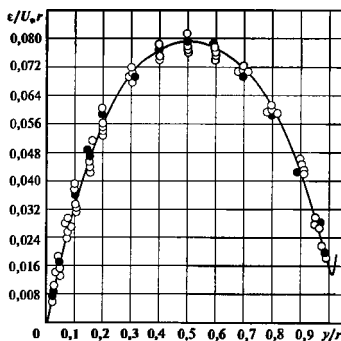


Рис. 1.40. Распределение по радиусу трубы коэффициента турбулентного обмена  $\epsilon$

$$Re = 1 \cdot 10^5 - 3,2 \cdot 10^6$$

но на рис. 1.40. В свободных затопленных турбулентных струях принимают  $A_T = \text{const}$ .

**Гипотеза Прандтля.** Эта гипотеза основана на предположении о сохранении частицей жидкости продольной составляющей своего импульса при перемещении поперек потока на некоторое конечное расстояние. Согласно этой гипотезе

$$\tau^T = \rho l^2 \left| \frac{d \bar{u}}{dy} \right| \frac{d \bar{u}}{dy}, \quad (1.83)$$

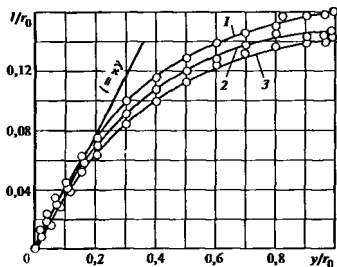


Рис. 1.41. Распределение длины пути перемешивания в круглой трубе

1 —  $Re = 4 \cdot 10^3$ ; 2 —  $Re = 23,3 \cdot 10^3$ , 3 —  $Re = 10^5 \cdot 10^3$ ; прямая соответствует гипотезе Прандтля для неограниченного потока вблизи плоскости

где  $l$  — «длина пути перемешивания», характеризующая поперечные (в направлении оси  $y$ ) перемещения жидких частиц.

Из сопоставления (1.82) и (1.83) следует соотношение

$$\epsilon = l^2 \frac{d\bar{u}}{dy}$$

Изменение  $l$  с расстоянием от стенки  $y$  (согласно опытам Никурадзе с гладкими трубами) при  $Re < 10^5$  показано на рис. 1.41

Прямая  $l = \kappa y$ , где  $\kappa = \text{const}$ , соответствует предположению Прандтля для течения вдоль плоской стенки

**Гипотеза Тейлора.** Предполагается, что при турбулентном переносе сохраняется постоянной вихревая напряженность. Гипотеза приводит к формуле для  $\tau^j$ , аналогичной формуле Прандтля:

$$\tau^j = \frac{1}{2} \rho l_0^2 \left| \frac{d\bar{u}}{dy} \right| \frac{d\bar{u}}{dy}$$

**Гипотеза Кармана.** Гипотеза основывается на подобии пульсационных скоростей и приводит к следующим выражениям для длины пути перемешивания и турбулентного напряжения:

$$l = \kappa \left| \frac{d\bar{u}}{dy} / \frac{d^2\bar{u}}{dy^2} \right|;$$

$$\tau^j = \rho \kappa^2 \left( \frac{d\bar{u}}{dy} \right)^4 / \left( \frac{d^2\bar{u}}{dy^2} \right)^2.$$

## 1.9.2. УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ЗАКОНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ

В турбулентном стабилизированном потоке вблизи гладкой плоской стенки или в гладкой цилиндрической трубе справедлив универсальный закон распределения скоростей

$$u/u_* = f(yu_*/\nu),$$

где  $u$  — осредненное во времени значение скорости<sup>1</sup>,  $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ ;  $y$  — расстояние от стенки;  $\tau_0$  — напряжение на стенке.

Вид функции  $f(yu_*/\nu)$  приведен на рис. 1.42, на котором представлены данные многих авторов, относящиеся к измерениям в пограничном слое на пластине, в круглой и плоской трубах. В диапазоне  $yu_*/\nu < 5$  справедлив закон ламинарного движения

$$u/u_* = yu_*/\nu \quad \text{или} \quad \tau_0 = \mu u.$$

При  $yu_*/\nu > 30$  справедлив логарифмический закон

$$u/u_* = A \lg(yu_*/\nu) + B,$$

где  $A = \text{const}$  и  $B = \text{const}$  [для круглых труб и каналов  $A = 5,75$ ,  $B = 5,5$ , см. (1.51)].

При течениях вблизи шероховатой стенки профиль осредненной скорости может быть представлен формулой (1.54) для потоков не только в трубах, но и в плоских каналах и в пограничном слое.

Приблизительно распределение скоростей в гладких трубах и в пограничном слое может быть описано эмпирической степенной формулой

$$u/u_0 = (y/h)^{1/n},$$

где  $u_0$  — продольная скорость на оси трубы или на границе пограничного слоя;  $h$  — расстояние от стенки до оси трубы или до границы пограничного слоя

Показатель степени  $n$  слабо зависит от числа  $Re$ . Так, при  $Re = 4 \cdot 10^4$   $n = 6$ , при  $Re = 11 \cdot 10^4$   $n = 7$ , при  $Re = 324 \cdot 10^4$   $n = 10$

## 1.9.3. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Распределение скоростей в турбулентном пограничном слое на различных расстояниях от стенки описывается разными зависимостями, о чем свидетельствует расположение опытных точек на рис. 1.42. Однако для приближенного описания могут использоваться степенные или логарифмические формулы

Уравнение импульсов для турбулентного пограничного слоя имеет вид (1.81).

<sup>1</sup> Знак осреднения (черта над буквой) далее опускается.

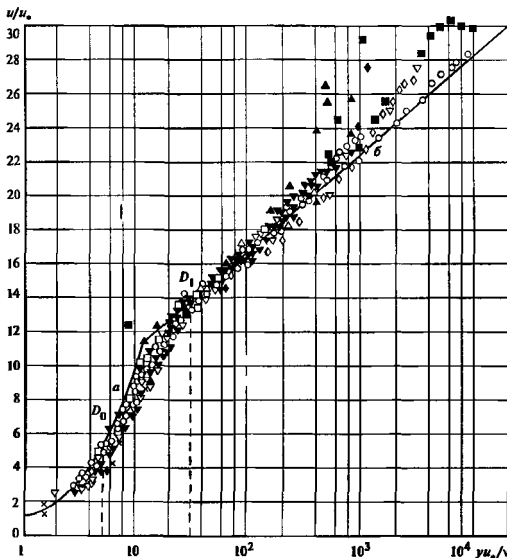


Рис. 1.42. Универсальный закон распределения скоростей в трубе, плоском канале и пограничном слое

*a* — ламинарный закон, *b* — логарифмический закон; точки  $D_0$  и  $D_1$  ограничивают область отклонения от этих законов

Согласно эмпирическому методу расчета турбулентного пограничного слоя на плоской пластине [55]

$$\tau_0 / \rho u_0^2 = 0,00655 \text{Re}^{** - 1/6};$$

$$\delta^{**} = 0,0153 (\nu / u_0)^{1/7} x^{6/7};$$

$$c_T = \frac{2\tau_0}{\rho u_0^2} = 0,0131 \text{Re}^{** - 1/6} = 0,0263 \text{Re}_x^{-1/7},$$

$$C_T = \frac{l}{\rho u_0^2} \frac{2 \int \tau_0 dx}{l} = 0,0307 \text{Re}_l^{-1/7}.$$

Здесь  $u_0$  — скорость внешнего потока,  $\text{Re}^{**} = u_0 \delta^{**} / \nu$ ;  $x$  — расстояние от переднего края пластины,  $C_T$  — полный коэффициент турбулентного

сопротивления трения;  $c_T$  — местный коэффициент трения;  $\text{Re}_l = u_0 l / \nu$

Турбулентный пограничный слой на шероховатой пластине при больших числах  $\text{Re}$ , когда  $c_T$  зависит только от шероховатости, рассчитывается по формулам Дробленкова

$$\frac{\tau_0}{\rho u_0^2} = 0,0031 (\delta^{**} / \Delta)^{-1,6};$$

$$\delta^{**} = 0,008 x (x / \Delta)^{-1/7};$$

$$c_T = 0,0139 \left(\frac{x}{\Delta}\right)^{-1/7}; \quad C_T = 0,0162 \left(\frac{l}{\Delta}\right)^{-1/7}$$

При числах  $\text{Re}_l > 10^5$  и равномернo-зeрнистой шероховатости  $\Delta_x$  полный коэффициент сопротивления трения на пластине может быть определен по номограмме, приведенной на рис. 1.43.

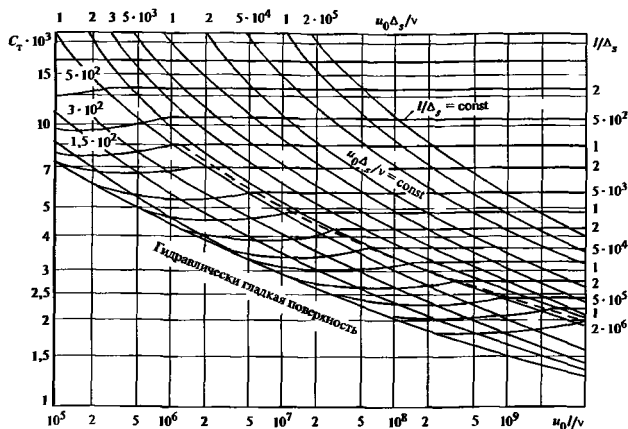


Рис. 1.43. Номограмма для расчета полного коэффициента сопротивления трения  $C_T$  на пластине с равнозернистой шероховатостью  $\Delta_s$

$l$  — полная длина пластины

При наличии ламинарного участка на гладкой пластине (смешанный пограничный слой) коэффициент трения может быть определен по приближенной формуле [89]

$$C_{\text{мр}} = \frac{0,074}{\sqrt{\text{Re}_l}} - \frac{A}{\text{Re}_l},$$

где зависящее от  $\text{Re}_{\text{кр}}$   $A$  имеет значения:

$\text{Re}_{\text{кр}}$	$3 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10^6$	$3 \cdot 10^6$
$A \dots$	1050	1700	3300	8700

Формула справедлива в диапазоне  $5 \cdot 10^5 < \text{Re}_l < 10^7$ .

Турбулентный пограничный слой при наличии градиента давления во внешнем потоке и отсутствии ламинарного участка может быть рассчитан по следующим зависимостям Лойцянского:

местный коэффициент трения

$$c_T = \frac{2\tau_0}{\rho U_0^2} = 0,0131 \text{Re}^{** - 1/6}, \quad (1.84)$$

где число  $\text{Re}^{**}$  определяется из уравнения

$$\text{Re}^{** 7/6} = \frac{0,0076}{\nu U_0^{2,75}} \int_0^x U^{3,75} dx;$$

формпараметр

$$f(x) = \frac{aU'}{U^b} \int_0^x U^{b-1} dx,$$

где  $a = 1,77$ ;  $b = 4,75$ ;  $f(0) = 0,24$ ;

толщина потери импульса

$$\delta^{**} = \sqrt{f\nu/U'} = \text{Re}^{**} \nu / U.$$

При наличии ламинарного участка в интервале  $0 < x < x_{\text{кр}}$  формпараметр определяют по уравнению

$$f(x) = \frac{U'}{U} \left[ a_{x_{\text{кр}}} \int_{x_{\text{кр}}}^x U^{b-1} dx + \nu U_{\text{кр}}^{b-2} \text{Re}_{\text{кр}}^{**} G(\text{Re}_{\text{кр}}^{**}) \right],$$

где  $U_{\text{кр}}$  и  $\text{Re}_{\text{кр}}^{**}$  — скорость и число  $\text{Re}^{**}$  при  $x = x_{\text{кр}}$ ;  $G(\text{Re}^{**}) = 153,2 \text{Re}^{** 1/6}$

После отыскания  $f(x)$  определяют число  $\text{Re}^{**}$  из уравнения

$$\text{Re}^{**} G(\text{Re}^{**}) = U_2 f(x) / (\nu U'),$$

затем  $c_T$ , а следовательно, и  $\tau_0$  — по формуле (1.84)

### 1.9.4. ТУРБУЛЕНТНЫЕ СТРУИ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Турбулентные струи образуются при истечении жидкости из отверстий и сопел в среду с теми же физическими свойствами, что и у вытекающей струи. Если за пределами сопла отсутствуют ограничивающие струю поверхности (твердые или свободные), то струя называется *свободной*, в противном случае — *ограниченной* или *полуограниченной*. Структура свободной турбулентной струи показана на рис. 1.44. Качественно она одинакова для плоской и круглой струй. Если сопло надлежащим образом профилировано, то профиль скоростей на срезе сопла равномерный. На расстоянии  $l_n$ , называемом *начальным участком* струи, сохраняется ядро течения с равномерным распределением скоростей. Между ядром и внешней средой образуется струйный пограничный слой. На расстояниях от среза сопла больших, чем  $l_n$ , ядро исчезает и пограничный слой занимает всю зону течения. Этот участок струи называют *основным*.

Границами ядра струи и струйного пограничного слоя приближенно служат прямые, определяемые углами  $\beta_0$ ,  $\beta_c$  и  $\beta_n$  (рис. 1.44)

Профили скорости на основном участке аффинно подобны, что позволяет представить их единой кривой в безразмерных координатах (рис. 1.45). Течение в пределах основного участка приближенно описывается схемой турбулентного источника, для

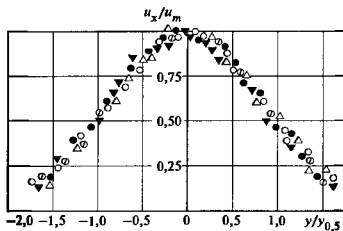


Рис. 1.45. Профиль безразмерной скорости в свободной турбулентной среде

$u_{0,5}$  — расстояние от оси струи, где скорость равна половине максимальной,

Обозначение	○	●	▼	◇	△
Расстояние от среза сопла $x$ , м.	0,2	0,35	0,5	0,6	0,75

которого получены полуэмпирические решения уравнений движения. Согласно одному из таких решений [80, 89] для *плоской турбулентной струи* в пределах основного участка

$$u_x = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{K\sigma}{x}} (1 - th^2 \eta) = u_m (1 - th^2 \eta);$$

$$u_y = \frac{\sqrt{3}}{4} \sqrt{\frac{K}{x\sigma}} [2\eta(1 - th^2 \eta) - th\eta] = \\ = \frac{u_m}{\sigma} [\eta(1 - th^2 \eta) - 0,5th\eta],$$

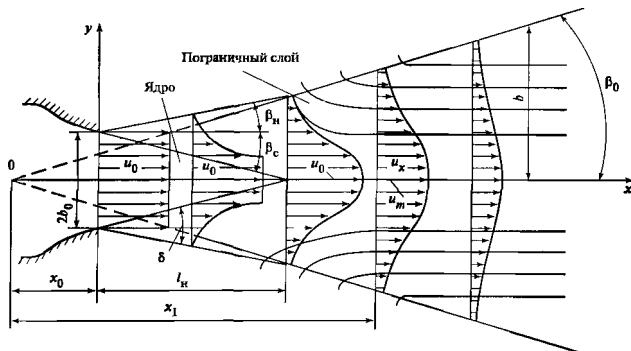


Рис. 1.44. Схема свободной турбулентной струи с равномерным начальным распределением скорости  $x_0$  — полное расстояние;  $l_n$  — начальный участок

Таблица 1.10. Основные зависимости для расчета плоских и осесимметричных свободных турбулентных струй несжимаемой жидкости

Параметры струй	Плоская струя	Осесимметричная струя
Распределение скоростей на основном участке	$u_x = v_m(1 - 3\eta^2 + 2\eta^3)$ $\eta = y/b$ ; $b = (x + x_0)\operatorname{tg}\beta_0$	$u_x = v_m(1 - 3\eta^2 + 3\eta^3)$ $\eta = r/b$ ; $b = (x + x_0)\operatorname{tg}\beta_0$
Осевая скорость	$u_m/u_0 = 3,5\sqrt{b_0/(x + x_0)}$	$u_m/u_0 = 10,7(r_0/(x + x_0))$ ( $r_0$ — радиус сопла)
Длина начального участка	$l_n = 10b_0$	$l_n = 8,95r_0$
Расход струи:		
на начальном участке	$V(x) = V_0\left(1 + 0,035\frac{x}{b_0}\right)$	$V(x) = V_0\left(1 + 0,046\frac{x}{r_0} + 0,004\frac{x^2}{r_0^2}\right)$
на основном участке	$V(x) = 0,385V_0\sqrt{(x + x_0)/b_0}$	$V(x) = 0,155V_0\frac{x}{r_0}$
Толщина пограничного слоя в переходном сечении	$b_n = 2,7b_0$	$b_n = 2,42r_0$
Характерные углы	$\operatorname{tg}\beta_0 = 0,22$ ; $\operatorname{tg}\beta_c = 0,1$ ; $\operatorname{tg}\beta_n = 0,17$	$\operatorname{tg}\beta_0 = 0,22$ ; $\operatorname{tg}\beta_c = 0,112$ ; $\operatorname{tg}\beta_n = 0,158$
Полосное расстояние	$x_0 = 2,3b_0$	$x_0 = 2,06r_0$

Примечание. Обозначения см. на рис. 1.44.

где  $\eta = \sigma y/x$ ;  $K = J_0/\rho$  — кинематический импульс струи, причем

$$J_0 = \rho \int_{-\infty}^{+\infty} u_x^2 dy = \text{const}, \quad \sigma = 7,67 = \text{const}.$$

Значение  $J_0$  может быть вычислено по заданной скорости  $u_0$  в начальном сечении струи.

Для круглой струи

$$u_x = \frac{3K}{8\pi\epsilon_0 x} \frac{1}{(1 + 0,25\eta^2)^2};$$

$$u_y = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K}}{x} \frac{\eta - 0,25\eta^2}{(1 + 0,25\eta^2)^2},$$

где

$$\eta = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K}}{\epsilon_0} \frac{r}{x}; \quad \epsilon_0 = 0,0161\sqrt{K},$$

$$K = 2\pi \int_0^{\infty} u_x^2 r dr.$$

В практических расчетах могут использоваться также более простые полуэмпирические зависимости, основанные на теоретических предположениях, отличных от приведенных выше. Сводка основных характеристик плоской и круглой турбулентных струй, получаемых путем использования полинома третьей степени для описания поля продольных скоростей, приведена в табл. 1.10.

### 1.9.5. УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА ЭНЕРГИИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ

Система уравнений Рейнольдса (1.30) является незамкнутой. Причина незамкнутости — появление в этих уравнениях в результате осреднения новых неизвестных величин — компонент тензора турбулентных напряжений Рейнольдса  $\tau_{ik}^T = -\rho \overline{u_i' u_k'}$ .

Эти величины квадратичны относительно пульсирующей скорости, их называют вторыми моментами пульсации. Одной из возможностей решения проблемы незамкнутости системы является использование простых полуэмпирических соотношений (см. п. 1.9.1). Другая возможность заключается в составлении (только на базе уравнений Навье—Стокса) математически строгих осредненных уравнений для старших (вторых, третьих и выше) моментов гидродинамических полей [58, 59, 86]. Роль этих уравнений заключается в том, что, проанализировав физический смысл их слагаемых, можно получить информацию о внутренних процессах в турбулентном потоке и на этой основе построить более совершенные полуэмпирические модельные соотношения для неизвестных  $\tau_{ik}^T$  [10, 56, 82].

Основными из этих уравнений являются:

уравнение для тензора напряжений Рейнольдса [1]

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{u_i' u_k'}) + \frac{\partial}{\partial x_k} [\rho \overline{u_i' u_k' u_k'} + \rho \overline{u_i' u_j' u_k'} +$$

$$\begin{aligned}
 & + (\overline{p' u'_i \delta_{jk}} + \overline{p' u'_i \delta_{ik}}) - (\overline{u'_i \sigma'_{jk}} + \overline{u'_j \sigma'_{ik}}) \} = \\
 & = \rho \overline{u'_i X'_i} + \rho \overline{u'_j X'_j} + p' \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_j} \right) - \\
 & - \left( \overline{\sigma'_{ik} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} + \overline{\sigma'_{jk} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} \right) - \\
 & - \left( \rho \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k} + \rho \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial \overline{u'_i}}{\partial x_k} \right), \quad (1.85)
 \end{aligned}$$

где  $\sigma'_{ik} = \mu \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_k}{\partial x_i} \right)$  — тензор пульсаций вязких напряжений;  $\delta_{ik} = \begin{cases} 1 & \text{при } i = k \\ 0 & \text{при } i \neq k \end{cases}$  — символ

Кронекера;

уравнение баланса турбулентной энергии (получаемое из предыдущего путем суммирования по  $i = j$ )

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial K_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left( K_i \overline{u'_k} + \frac{1}{2} \rho \overline{u'_j u'_j u'_k} + \overline{p' u'_k} - \overline{u'_i \sigma'_{ki}} \right) = \\
 = \rho \overline{u'_k X'_k} - \rho \epsilon_i - \rho \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial \overline{u'_j}}{\partial x_k}, \quad (1.86)
 \end{aligned}$$

где  $K_i = \rho \frac{\overline{u'_i u'_i}}{2} = \frac{\rho}{2} \left[ \overline{(u'_1)^2} + \overline{(u'_2)^2} + \overline{(u'_3)^2} \right]$  — плотность кинетической энергии пульсационного движения.

Первое слагаемое уравнения (1.86) описывает скорость изменения кинетической энергии в единице объема, а остальные — различные механизмы, вызывающие это изменение.

Четыре слагаемых дивергентного типа, объединенные скобками, выражают подвод (или отвод) энергии в данную точку пространства благодаря конвективному переносу осредненной скоростью, турбулентной диффузии, диффузии по пространству за счет пульсаций давления, переносу турбулентной энергии по пространству механизмом молекулярной вязкости (молекулярной диффузии).

В правой части слагаемое  $\rho \overline{u'_k X'_k}$  описывает скорость изменения турбулентной энергии благодаря работе пульсаций массовой силы (например, силы плавучести в температурно-стратифицированной среде [58]). Оно может быть как положительным, так и отрицательным. Слагаемое

$$\rho \epsilon_i = \overline{\sigma'_{jk} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}} = \mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u'_k}{\partial x_j} \right) > 0$$

выражает удельную вязкую диссипацию (точнее, скорость диссипации) турбулентной энергии.

Последнее слагаемое правой части описывает механизм обмена энергией между осредненным и пульсационным движением. Его называют генерацией (порождением) турбулентной энергии, поскольку обычно этот механизм передает энергию от осредненного движения пульсациям.

Если при переходе от уравнения (1.85) к (1.86) не проводить суммирование по  $i = j$ , то получим уравнение для энергии каждой из компонент пульсационного движения ( $K_i$ ),  $K_i = \frac{\rho}{2} \overline{(u'_j)^2}$ , где  $j = 1, 2$  или  $3$ . Для стабилизированного стационарного пристенного течения, в котором отлична от нуля только одна компонента осредненной скорости  $\overline{u_1}$ , эти уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x_2} \left( \rho u'_2 \frac{\overline{u'_1 u'_1}}{2} - v \frac{\partial K_{11}}{\partial x_2} \right) = \\
 = -\rho \epsilon_{i1} - \rho \overline{u'_1 u'_2} \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_2} + p' \frac{\partial \overline{u'_1}}{\partial x_1}; \quad (1.87a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x_2} \left( \rho u'_2 \frac{\overline{u'_2 u'_2}}{2} + \overline{u'_2 p'} - v \frac{\partial K_{i2}}{\partial x_2} \right) = \\
 = -\rho \epsilon_{i2} + p' \frac{\partial \overline{u'_2}}{\partial x_2}. \quad (1.87b)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x_2} \left( \rho u'_2 \frac{\overline{u'_3 u'_3}}{2} - v \frac{\partial K_{i3}}{\partial x_2} \right) = \\
 = -\rho \epsilon_{i3} + p' \frac{\partial \overline{u'_3}}{\partial x_3}. \quad (1.87v)
 \end{aligned}$$

Суммируя уравнения (1.87a)–(1.87v), получаем уравнение энергии всех трех пульсационных компонент, т.е. уравнение (1.86), записанное для рассматриваемого частного случая:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial x_2} \left( \rho u'_2 \frac{\overline{u'_j u'_j}}{2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u'_2 p'}) - \frac{\partial}{\partial x_2} (\overline{u'_i \sigma'_{2i}}) = \\
 = -\rho \epsilon_i - \rho \overline{u'_1 u'_2} \frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_2}. \quad (1.88)
 \end{aligned}$$

Слагаемые (1.88) слева направо: турбулентная диффузия, диффузия пульсациями давления, молекулярная диффузия, вязкая диссипация, генерации турбулентной энергии.

Анализ уравнений (1.87) и (1.88) позволяет сделать следующие выводы.

1. Слагаемое, описывающее генерацию турбулентной энергии, присутствует только в уравнении



баланса энергии продольных пульсаций (1.87а) и отсутствует в уравнениях (1.87б), (1.87в). Это означает, что в рассматриваемом пристенном течении генерация турбулентности происходит следующим образом. Энергия отбирается от осредненного течения и передается только продольной компоненте пульсаций. Поэтому энергия продольной компоненты пульсаций вблизи стенки существенно выше, чем поперечных (см. рис. 1.39).

2. Поперечные пульсации  $u'_2$  и  $u'_3$  получают энергию не непосредственно от осредненного течения, а опосредованно. Энергия, воспринятая продольной компонентой  $u'_1$ , перераспределяется между всеми тремя компонентами пульсаций скорости благодаря пульсациям давления. Последние не могут изменить суммарную турбулентную энергию

$$K_t = \frac{\rho}{2} \overline{u'_i u'_i}, \text{ поскольку в уравнении (1.88)}$$

$$\overline{p' \frac{\partial u'_1}{\partial x_1}} + \overline{p' \frac{\partial u'_2}{\partial x_2}} + \overline{p' \frac{\partial u'_3}{\partial x_3}} = 0.$$

Роль пульсаций давления заключается в том, что они стремятся более равномерно перераспределить энергию между тремя компонентами пульсаций, т.е. приблизить турбулентность к состоянию изотропии, при которой  $K_{t1} = K_{t2} = K_{t3}$ .

3. Генерируемая в данной точке потока турбулентная энергия частично диссипирует (слагасмы  $\rho \epsilon_{t1}, \rho \epsilon_t$ ), а остальная ее часть переносится в другие точки пространства механизмами диффузии [левые части уравнений (1.87)–(1.88)]. В свою очередь, из других точек энергия может вноситься в данную точку и здесь диссипировать. Более подробно баланс турбулентной энергии рассмотрен в [58, 59, 86].

## 1.10. МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА

### 1.10.1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

Магнитная гидродинамика (МГД) изучает течение электропроводной сплошной среды при наличии магнитного поля. К классу электропроводных жидкостей относятся жидкие металлы, электролиты, плазма и расплавленные соли некоторых металлов. Далее рассматриваются элементы МГД применительно к жидким металлам, которые являются перспективными теплоносителями или рабочими телами в атомной и термоядерной энергетике, металлургии, химических и других технологиях.

При отсутствии магнитного поля жидкие металлы ведут себя как обычные жидкости [8].

При наличии магнитного поля проявляются особенности жидких металлов, связанные с их высокой электрической проводимостью. В потоке может возникать индуцированный электрический

ток  $j$  и как следствие — электромагнитная (поиде-ромоторная) сила

$$F_e = j \times B = \frac{1}{\mu} \text{rot } B \times B, \quad (1.89)$$

вызывающая разнообразные эффекты: изменение гидравлического сопротивления, перестройку профиля скорости и локальной структуры потока, подавление турбулентности, повышение устойчивости ламинарного течения, изменение характера обтекания твердых тел [8, 9, 23, 78].

В отношении МГД-течений жидких металлов практически всегда справедливы допущения:

жидкий металл — несжимаемая немагнитная вязкая жидкость с постоянными свойствами, магнитная и диэлектрическая проницаемость которой мало отличаются от соответствующих значений  $\mu_0$  и  $\epsilon_0$  для вакуума;

эффект Холла пренебрежимо мал [23, 78];

общие уравнения электромагнитной газодинамики могут быть записаны в магнитогидродинамическом (низкочастотном) приближении [70, 87].

Система уравнений МГД представляет собой совокупность уравнений общей гидродинамики и электродинамики, в которых учтена связь между движением электропроводной жидкости и магнитным полем. Таким образом, система уравнений МГД включает в себя.

уравнения неразрывности и движения (Навье—Стокса)

$$\left. \begin{aligned} \nabla u &= 0, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + (u \nabla) u &= -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 u + \frac{1}{\rho} [j \times B], \end{aligned} \right\} (1.90)$$

уравнения Максвелла

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } H &= j; \\ \text{rot } E &= -\frac{\partial B}{\partial t}; \\ \text{div } D &= \rho_e; \\ \text{div } B &= 0; \end{aligned} \right\} (1.91)$$

уравнение закона Ома

$$j = \sigma (E + u \times B); \quad (1.92)$$

уравнение закона Кирхгофа

$$\text{div } j = 0. \quad (1.93)$$

Из уравнений Максвелла (1.91) и закона Ома (1.92) может быть получено уравнение индукции магнитного поля

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \text{rot } [u \times H] + \frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 H, \quad (1.94)$$

описывающее влияние движущейся электропроводной среды на магнитное поле. Встречающиеся здесь и далее величины, характеризующие электр-

магнитное поле, сведены в табл. 1.11. (В рамках настоящего параграфа символом  $\mu$  обозначена магнитная проницаемость среды, а не динамическая вязкость, как в других параграфах раздела.)

Условия однозначности в магнитной гидродинамике. Для гидродинамических величин — скорости и давления — граничные условия задаются обычным способом. Специфика МГД заключается в необходимости задания граничных условий для электромагнитных переменных —  $E$ ,  $D$ ,  $H$ ,  $B$ . На свободных границах области течения («на бесконечности») значения этих величин должны быть заданы. На твердых границах

$$\begin{aligned} E_{1\tau} = E_{2\tau}, H_{1\tau} = H_{2\tau}, D_{1n} = D_{2n}, \\ B_{1n} = B_{2n}. \end{aligned} \quad (1.95)$$

Здесь индексами 1 и 2 отмечены среды по обе стороны от границы, а индексы  $n$  и  $\tau$  обозначают нормальные и касательные компоненты векторов. Соотношения (1.95) записаны для распространенного случая, когда равны нулю плотность поверхностного тока и плотность поверхностного электрического заряда на поверхности раздела. Более общая форма записи (1.95) приведена в [70, 87].

Таблица 1.11. Характеристики электромагнитного поля

Параметр	Обозначение	Единица
Напряженность магнитного поля	$H$	А/м
Индукция магнитного поля	$B = \mu H$	Вб/м <sup>2</sup> = Т
Магнитная проницаемость среды (абсолютная)	$\mu$	Гн/м
Магнитная постоянная (магнитная проницаемость вакуума)	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$	Гн/м
Напряженность электрического поля	$E$	В/м
Индукция электрического поля (электрическое смещение)	$D = \epsilon E$	Кл/м <sup>2</sup>
Диэлектрическая проницаемость среды (абсолютная)	$\epsilon$	Ф/м
Электрическая постоянная (диэлектрическая проницаемость вакуума)	$\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi \cdot 10^9}$	Ф/м
Плотность электрического тока	$j$	А/м <sup>2</sup>
Объемная плотность электрических зарядов	$\rho_e$	Кл/м <sup>3</sup>
Удельная электрическая проводимость	$\sigma$	(Ом · м) <sup>-1</sup>

### 1.10.2. ЧИСЛА ПОДОБИЯ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ

В МГД вводятся новые в сравнении с п. 1.5.4 безразмерные числа подобия. Уравнение движения (1.90) описывает баланс сил, действующих на элементарную частицу жидкости: силы инерции  $F_{ин} = \rho u^2/L$ , силы давления  $F_{двл} = \Delta p/L$ , силы вязкости  $F_{вязк} = \rho \nu u/L^2$ , электромагнитные силы  $F_e = \sigma u B^2 = B^2/(\mu L)$ . В безразмерном виде наряду с числами Рейнольдса  $Re$  и Эйлера  $Eu$  это уравнение содержит МГД-критерий, в роли которого (в зависимости от выбора масштабов) могут выступать: параметр МГД-взаимодействия (число Стоурта)

$$N = \frac{\sigma B^2 L}{\rho u} = \frac{F_e}{F_{ин}};$$

параметр магнитного давления (число Альфвена)

$$Al = \frac{\mu H^2}{\rho u^2} = \frac{F_e}{F_{ин}};$$

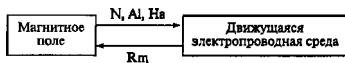
число Гартмана

$$Ha = BL \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}}; \quad Ha^2 = \frac{F_e}{F_{вязк}}, \quad N = \frac{Ha^2}{Re}.$$

Несмотря на различие математических выражений критериев  $N$ ,  $Al$ ,  $Ha$ , каждый из них характеризует степень динамического воздействия магнитного поля на движение электропроводной среды.

Из уравнения индукции (1.94) следует критерий  $Rm = \sigma \mu u L = u L / \nu_m$  — магнитное число Рейнольдса, где  $\nu_m = 1/\sigma \mu$  — «магнитная вязкость». Несмотря на внешнее сходство его структуры со структурой гидродинамического числа Рейнольдса, магнитное число Рейнольдса имеет совсем иной физический смысл: оно характеризует степень влияния движущейся электропроводной среды на магнитное поле. По порядку значений  $Rm \approx H_{инд}/H_0$ , где  $H_0$  — приложенное («внешнее») магнитное поле;  $H_{инд}$  — индуцированное магнитное поле, возникающее в потоке при протекании индуцированных вихревых токов  $j_{инд} = rot H_{инд}$ . По сути  $H_{инд}$  — это возмущение поля  $H_0$ , обусловленное воздействием на это поле движущейся электропроводной среды.

Таким образом, «прямое» и «обратное» воздействия магнитного поля и движущейся электропроводной среды друг на друга определяются различными критериями:



Независимо от значения  $N$  (или  $Al$ ,  $Ha$ ) магнитное число Рейнольдса в различных задачах может принимать самые разные значения, от  $Rm \rightarrow 0$  до  $Rm \rightarrow \infty$  [87]. Однако при решении абсолютного большинства задач МГД справедливо допущение о малости  $Rm$  ( $Rm \ll 1$ ) — так называемое *безындукционное приближение*. При этом  $H_{\text{внд}} \ll H_0$ . С магнитное поле в движущейся среде считается заданным и равным  $H_0$ . В этом случае нет необходимости рассматривать полную систему уравнений МГД, можно ограничиться уравнениями (1.90).

### 1.10.3. КЛАССИФИКАЦИЯ МГД-ТЕЧЕНИЙ

Характер воздействия магнитного поля на течение электропроводной жидкости зависит от ряда существенных факторов, среди которых: значение и взаимная ориентация векторов  $u$  и  $B$ ; форма и геометрические размеры канала, режимы течения жидкости; относительная электрическая проводимость стенок; высота и форма элементов шероховатости, наличие в гидродинамических трактах сужений, расширений, поворотов, уступов и других особенностей геометрии МГД-течений; условия на входе потока в магнитное поле и на выходе из него; неизотермичность течения и как следствие свободная термогравитационная конвекция.

Важнейшим фактором, определяющим характер МГД-взаимодействия, является взаимная ориентация скорости потока  $u$  и магнитного поля  $B$ . Магнитное поле никак не влияет на движение электропроводной среды вдоль поля. Если жидкость пересекает силовые линии поля, то в ней индуцируются замкнутые токи, которые приводят к возникновению объемной электромагнитной силы  $F_c$  (1.89).

Различают «классические» конфигурации МГД-течений (рис. 1.46): течения в продольном, поперечном и компланарном магнитных полях [8, 9, 23]. Рассматривается гидродинамически стабилизированное МГД-течение, т.е. течение на участке канала, расположенном на достаточном удалении от входа в канал и в область однородного магнитного поля.

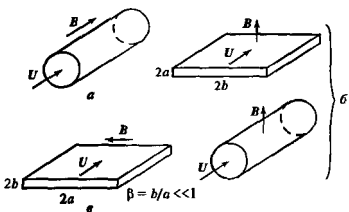


Рис. 1.46. Характерные конфигурации МГД-течений в продольном (а), поперечном (б) и компланарном (с) магнитных полях

### 1.10.4. ТЕЧЕНИЯ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Особенности течения в продольном магнитном поле рассматриваются здесь на примере течения в круглой трубе (рис. 1.46, а). Некоторые сведения о течениях в каналах некрутлого сечения в продольном поле содержатся в [8, 9, 23, 78]

**Ламинарное течение.** Продольное магнитное поле не влияет на развитое ламинарное течение, что объясняется параллельностью векторов скорости потока  $u$  и магнитной индукции  $B$ . Профиль скорости  $u(R)$  и коэффициент гидравлического сопротивления  $\xi_{\text{д}}$  рассчитываются по соответствующим формулам Пуазейля для ламинарного течения без магнитного поля (см. п. 1.6.2).

**Турбулентное течение.** Непосредственное взаимодействие осредненного течения и продольного магнитного поля отсутствует из-за параллельности векторов  $u$  и  $B$ . Магнитное поле взаимодействует с пульсационным движением. При этом поле непосредственно воздействует только на поперечные пульсации  $u'$  и  $w'$ , подавляя их. На продольные пульсации скорости  $u'$  поле действует косвенно, через механизм обмена энергией между пульсациями скорости за счет пульсаций давления. В результате продольные пульсации также подавляются полем, хотя и слабее, чем поперечные, так что увеличивается анизотропия распределения энергии между ними. Пространственные корреляции и масштабы пульсаций существенно возрастают вдоль поля, а поперек поля изменяются слабо.

Магнитное поле гасит пульсации скорости, переносимые потоком из области вне поля и препятствует появлению новых, т.е. при увеличении числа  $Ha$  происходит затягивание ламинарного режима течения: критическое число Рейнольдса при наличии поля  $Re_{\text{кр } Ha}$  возрастает и согласно [94] вычисляется по соотношению

$$Re_{\text{кр } Ha} = Re_{\text{кр } 0} \left( \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{0,41 la^2}{Re_{\text{кр } 0}}} \right). \quad (1.96)$$

Здесь  $Re_{\text{кр } 0}$  — критическое число Рейнольдса при отсутствии поля,  $Re_{\text{кр } 0} = 2250$ .

Для грубых оценок при больших числах  $Ha$  используют простую формулу

$$Re_{\text{кр } Ha} = 30 Ha \quad (1.97)$$

В продольном магнитном поле коэффициент турбулентного переноса количества движения  $(\epsilon/\nu)_{Ha}$  подавляется частично или полностью в зависимости от соотношения чисел  $Ha$  и  $Re$ . В соответствии с этим в [21] предполагается, что влияние магнитного поля на коэффициент турбулентного пере-

носа можно учесть с помощью функции  $\gamma(\text{Re}, \text{Ha})$ , не зависящей от пространственных координат:

$$(\epsilon/\nu)_{\text{Ha}} = \gamma(\epsilon/\nu)_0 \quad (1.98)$$

В качестве  $\gamma(\text{Re}, \text{Ha})$  в [21] на основе [16] использована экспоненциальная функция, коэффициенты которой подобраны по опытным данным о профилях скорости и коэффициентах гидравлического сопротивления в продольном поле:

$$\gamma = 1 - \exp \left[ -k \left( \frac{\text{Re} - \text{Re}_{\text{кр}} \text{Ha}^n}{\text{Re}_{\text{кр}} \text{Ha}} \right)^n \right], \quad \left. \begin{aligned} & \text{Re} > \text{Re}_{\text{кр}} \text{Ha} \\ & \gamma = 0, \quad \text{Re} \leq \text{Re}_{\text{кр}} \text{Ha} \end{aligned} \right\} \quad (1.99)$$

Здесь  $\text{Re}_{\text{кр}} \text{Ha}$  определяют по формуле (1.96),  $k = 11/\text{Ha}^{0.4}$ ,  $n = 0,5$  для  $40 \leq \text{Ha} \leq 200$ ;  $k = 14/\text{Ha}^{0.42}$ ,  $n = 0,6$  для  $200 \leq \text{Ha} \leq 1000$ .

Коэффициент турбулентного переноса рассчитывается по соотношениям [66], справедливым при  $\text{Re} > 10^3$ :

$$\left( \frac{\epsilon}{\nu} \right)_0 = \begin{cases} \kappa \left( \eta - \eta_h \text{th} \frac{\eta}{\eta_h} \right) & \text{при } 0 \leq \eta \leq \eta_h; \\ \frac{\kappa}{3} (\eta - \eta_{h1}) (R^2 + 0,5) (1 + R) & \text{при } \eta_h \leq \eta \leq \eta_0. \end{cases} \quad (1.100)$$

где  $\kappa = 0,41$ ;  $\eta_h = 11,1 + \left( \frac{396}{\eta_0 + 100} \right)^{3,3}$ ;  $\eta_{h1} = \eta_h -$

$$\frac{3[\eta_h - \eta_h \text{th} (\eta_h/\eta_h)]}{[(1 - \eta_h/\eta_0)^2 + 0,5](2 - \eta_h/\eta_0)}; \quad \eta_h = 9,2 \times$$

$$\times \left[ \lg \frac{\eta_0}{237} - 0,17 \text{th} \frac{\lg (\eta_0/237)}{0,17} \right] + 18,7, \quad \eta = \frac{u_*}{\nu};$$

$u_* = \sqrt{\bar{v} \xi / 8}$  — динамическая скорость;  $R = r/r_0 = 1 - \eta/\eta_0$ ;  $\eta_0$  — безразмерная координата оси трубы

Профиль осредненной скорости в продольном поле перестраивается в соответствии с новыми значениями  $(\epsilon/\nu)_{\text{Ha}}$ , становясь более вытянутым («более ламинарным»). При полном подавлении турбулентного переноса профиль скорости приобретает форму параболы Пуазейля. Расчеты профилей скорости для стабилизированного течения в продольном магнитном поле с использованием модели (1.98) выполнены в [21] (рис. 1.47).

Участок трубы в магнитном поле, на котором происходит перестройка профиля скорости в соответствии со значением  $(\epsilon/\nu)_{\text{Ha}}$ , называется *началь-*

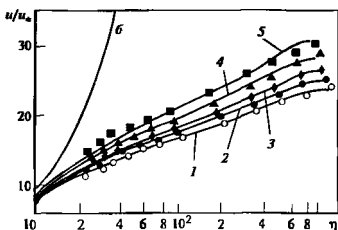


Рис. 1.47. Профили скорости при течении в круглой трубе в продольном магнитном поле при  $\text{Re} = 42\,500$  и различных числах  $\text{Ha}$   
1 —  $\text{Ha} = 0$ ; 2 —  $\text{Ha} = 279$ ; 3 —  $\text{Ha} = 390$ ; 4 —  $\text{Ha} = 502$ ; 5 —  $\text{Ha} = 614$ ; точки — опыты [19], линии — расчет [21]; кривая 6 — парабола Пуазейля

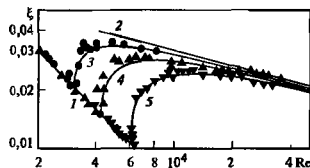


Рис. 1.48. Коэффициент гидравлического сопротивления жидкого металла в трубе в продольном магнитном поле. Сопоставление расчетных данных по формуле (1.102) с экспериментальными (показаны точками [16])

1 —  $\xi_p = 64/\text{Re}$ ; 2 —  $\xi_T = 0,3164/\text{Re}^{0,25}$ ; 3 —  $\text{Ha} = 52$ ; 4 —  $\text{Ha} = 98$ ; 5 —  $\text{Ha} = 158$

ным МГД-участком, и для оценки его длины  $l_{\text{н мг}}$  рекомендована формула [21]

$$l_{\text{н мг}}/d = 0,022 \text{Ha} / \ln(C + \text{Re}/\text{Re}_{\text{кр}} \text{Ha}), \quad (1.101)$$

где  $C = \exp[0,022 \text{Ha} / (0,06 \text{Re}_{\text{кр}} \text{Ha})]^{-1}$ .

Для стабилизированного МГД-течения (при  $x > l_{\text{н мг}}$ ) коэффициент сопротивления  $\xi$  зависит от соотношения  $\text{Re}$  и  $\text{Ha}$  (рис. 1.48). Для его определения следует использовать комплекс [21]:

$$\bar{\xi} = \frac{\xi - \xi_{\text{п}}}{\xi_{\text{т}} - \xi_{\text{п}}}, \quad (1.102)$$

где  $\xi_{\text{п}} = 64/\text{Re}$ ,  $\xi_{\text{т}} = 0,3164/\text{Re}^{0,25}$

Значение  $\bar{\xi}$  рассчитывается по экспоненциальной формуле, аналогичной (1.99) для  $\gamma$ , отличающейся от нее только значением коэффициентов:

$$k = 11/\text{Ha}^{0,4}, \quad n = 0,5 \quad \text{для } 40 \leq \text{Ha} \leq 200;$$

$$k = 13/\text{Ha}^{0,42}, \quad n = 0,6 \quad \text{для } 200 \leq \text{Ha} \leq 1000.$$

Экспоненциальный вид формулы (1.99) для описания влияния магнитного поля обеспечивает выполнение предельных переходов при  $Ha \rightarrow 0$  и  $Ha \rightarrow \infty$ , хорошо аппроксимирует опытные данные [21, 22].

### 1.10.5. ТЕЧЕНИЯ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Особенности течений в поперечном магнитном поле рассматриваются на примере плоской щели и круглой трубы (см рис 1.46, б) Плоской щелью можно считать прямоугольный канал с большим отношением длин сторон  $\beta = b/a$  (практически при  $\beta > 5$ ).

**Плоская щель в поперечном магнитном поле. Ламинарное течение (течение Гартмана)** При движении жидкости в поперечном магнитном поле в плоскости поперечного сечения канала индуцируются замкнутые токи плотностью  $j$ . Токи замыкаются через узкие пристеночные слои жидкости толщиной  $\delta = 1/Na$ , которые формируются у стенок, перпендикулярных полю (так называемые *гартмановские слои*). Появление токов  $j$  приводит к возникновению объемной электромагнитной силы  $F = j \times B$ . Эта сила распределена по сечению канала таким образом, что она ускоряет движение медленно движущихся слоев жидкости у стенок и тормозит поток в центре канала. В результате проявляется *эффект Гартмана*: профиль скорости уплощается, а в гартмановских слоях существенно возрастают градиенты скорости.

Форма профиля скорости определяется только значением числа Гартмана [98]

$$\frac{u(Y)}{U} = \frac{ch Na - ch (NaY)}{ch Na - \frac{1}{Na} sh Na}, \quad (1.103)$$

где  $Y = y/a$

Предельные переходы формулы (1.103): парабола Пуазейля при  $Ha \rightarrow 0$ , плоский «стержневой» профиль при  $Ha \rightarrow \infty$  (рис 1.49)

Гидравлическое сопротивление при ламинарном течении в плоской щели в поперечном магнитном поле зависит от числа  $Na$ , соотношения чисел  $Na$  и  $Re$  [98], а также от значения относительной электрической проводимости стенок канала  $\sigma_* = \sigma_c \delta_c / (\sigma a)$ . Здесь  $\sigma_c$  и  $\delta_c$  — электрическая проводимость и толщина стенок, перпендикулярных магнитному полю.

**Неэлектропроводные стенки ( $\sigma_* = 0$ ).** Если стенки канала, перпендикулярные полю, неэлектропроводные, то индуцированные токи  $j$  замыкаются по гартмановским слоям. Интеграл плотности тока по сечению и интеграл силы  $F_c$  по сечению равны нулю, поэтому объемная электромагнитная сила не дает вклада в гидравлическое сопротивле-

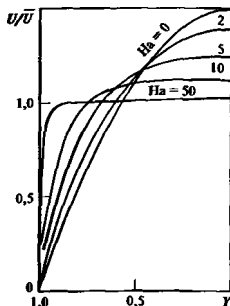


Рис. 1.49. Влияние числа  $Ha$  на форму профиля скорости в плоской щели в поперечном магнитном поле [78]

нию. Таким образом, эффект Гартмана, приводящий к увеличению касательных напряжений на стенках, является при  $\sigma_* = 0$  единственной причиной возрастания коэффициента сопротивления  $\xi$  в зависимости от числа  $Ha$ . В [98] получено

$$\xi = \frac{32Na^2}{Re} \left( \frac{th Na}{Na - th Na} \right), \quad (1.104)$$

где  $Na = Ba \sqrt{\frac{\sigma}{\rho \nu}}$ ;  $Re = \frac{U \cdot 4a}{\nu}$ , т.е. число Гартмана построено по полуширине канала  $a$ , число Рейнольдса — по эквивалентному диаметру  $d_{экв} = 4a$

Предельный переход

$$\xi = \frac{32Na}{Re} \quad \text{при } Na \gg 1 \quad (1.104a)$$

Очевидно, что здесь коэффициент сопротивления  $\xi$  равен коэффициенту сопротивления трения

Электропроводные стенки ( $\sigma_* \neq 0$ ). В данном случае индуцированные токи  $j$  могут замыкаться не только по пристенным гартмановским слоям, но и по самым стенкам, перпендикулярным магнитному полю. При этом эпора плотности тока по сечению  $j(y)$  меняется, интеграл электромагнитной силы по сечению не равен нулю, появляется результирующая *тормозящая* сила — объемная сила электромагнитного происхождения, причем при больших числах  $Ha$  ее вклад становится преобладающим. Формула для расчета коэффициента гидравлического сопротивления имеет вид [93]

$$\xi = \frac{32Na^2}{Re} \left( \frac{Ha}{Na - th Ha} - \frac{1}{1 + \sigma_*} \right) \quad (1.105)$$

Здесь числа  $Ha$  и  $Re$  определены как в (1.104). При  $\sigma \rightarrow 0$  выражение (1.105) переходит в (1.104). При  $\sigma \rightarrow \infty$  (1.105) преобразуется к виду:

$$\xi = \frac{32Ha^2}{Re} \left( \frac{Ha}{Ha - ih Ha} \right), \quad (1.106)$$

которое, в свою очередь, при  $Ha \gg 1$  переходит к виду

$$\xi = \frac{32Ha^2}{Re} = 32N. \quad (1.106a)$$

**Турбулентное течение.** Поперечное магнитное поле при турбулентном течении взаимодействует как с осредненным, так и с пульсационным движением. Это воздействие проявляется в виде двух взаимосвязанных эффектов — эффекта Гартмана и подавления турбулентности [8, 9, 23, 78]. Последнее приводит к тому, что критическое число Рейнольдса в поперечном поле возрастает и может быть оценено по уточненной формуле [22]

$$Re_{кр Ha} = 1125 \left( 1 + \sqrt{1 + 0,92Ha^2} \right). \quad (1.107)$$

При  $Ha > 10$  можно пользоваться более простым соотношением:

$$Re_{кр Ha} = 1100 Ha. \quad (1.108)$$

Из сравнения этого соотношения с формулой (1.97) ясно, что поперечное поле гораздо сильнее подавляет турбулентность, чем продольное. Поперечное поле непосредственно воздействует на продольную компоненту пульсаций  $u'$ , через которую осуществляется подвод энергии от осредненного течения к пульсационному (см. п. 1.9.5).

Влияние поперечного поля на коэффициент турбулентного переноса согласно [98] учитывается введением «коэффициента подавления турбулентности»  $\gamma$ , определяемым формулой (1.98). Принимается, что коэффициент  $\gamma$  зависит от чисел  $Re$  и  $Ha$  и постоянен по сечению канала. Расчет  $\gamma$  ведется по формуле (1.99) при других значениях коэффициентов:

$$n = 0,8; k = 3,75/Na^{0,7} \quad \text{для } 3 \leq Na < 20; \\ k = 0,46 \quad \text{для } 20 \leq Na \leq 100 \quad (1.109)$$

Согласно [22] влияние эффекта подавления турбулентного переноса на профиль скорости практически незаметно, а уплощение профиля скорости под влиянием эффекта Гартмана проявляется отчетливо, качественно так же, как при ламинарном течении (см. рис. 1.49). При  $Ha > 100$  в плоском канале имеет место практически стержневое течение.

Гидравлическое сопротивление при турбулентном МГД-течении в поперечном поле экспериментально исследовалось в ряде работ, результаты которых обобщены в [8, 9, 23, 78]. Там же приводятся эмпирические формулы ряда авторов

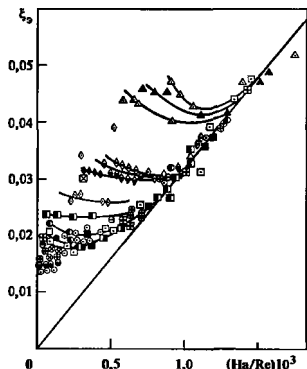


Рис. 1.50. Коэффициент сопротивления при течении в плоском канале в поперечном магнитном поле

Точки — опытные данные различных авторов [9]; кривые — расчеты по (1.110)

Эффект подавления турбулентности, приводящий к снижению гидравлического сопротивления, проявляется при сравнительно небольших числах  $Ha$ , а эффект Гартмана преобладает при больших числах  $Ha$ , когда турбулентность уже практически подавлена (рис. 1.50). Следовательно, вклад эффекта Гартмана в гидравлическое сопротивление при турбулентном течении практически такой же, как в случае ламинарного течения, и описывается уравнением (1.104). Вместе с тем «МГД-турбулентная» составляющая коэффициента сопротивления зависит от  $Ha/Re$  качественно так же, как в продольном магнитном поле (см. рис. 1.48), хотя количественно ламинаризирующее воздействие магнитного поля во много раз сильнее. Согласно рекомендациям [22] коэффициент гидравлического сопротивления при турбулентном МГД-течении в плоском канале в поперечном магнитном поле определяется выражением

$$\xi = \xi_{Ha} + \xi_1 - \xi_{\perp}, \quad (1.110)$$

где  $\xi_{\perp} = 96/Re$ ;  $\xi_{Ha} = \frac{32}{Re} (Ha + 1)$ , что отличается не более чем на 1% от (1.104) при  $Ha > 10$ ;  $\xi_1$  — «МГД-турбулентная» составляющая, которая определяется из соотношения

$$\bar{\xi} = \frac{\xi_1 - \xi_{\perp}}{\xi_T - \xi_{\perp}};$$

$$\xi_T = 0,3164/Re^{0,25}, \quad Re = U4a/\nu.$$

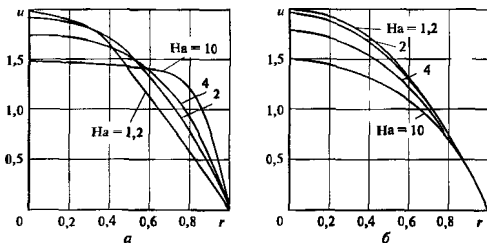


Рис. 1.51. Профили скорости по координате  $y$  вдоль поля ( $a$ ) и координате  $z$  ( $b$ ) в круглой трубе с непроводящими стенками в поперечном магнитном поле [9]

Значение  $\xi$  рассчитывается по экспоненциальной формуле, аналогичной зависимости (1.99) для  $\gamma$ , но с другими коэффициентами

$$n = 0,8, \quad k = 3,25 / \text{Ha}^{0,7} \quad \text{для } 3 \leq \text{Ha} < 20, \\ k = 0,4 \quad \text{для } 20 \leq \text{Ha} \leq 100.$$

Эти результаты справедливы для плоской щели в поперечном магнитном поле (см. рис. 1.46, б). Особенности течения в прямоугольном канале в поперечном магнитном поле, в частности влияющие величины  $\beta = b/a$  и проводимости боковых стенок, рассмотрены в [23, 78].

**Круглая труба в поперечном магнитном поле. Ламинарное течение** Поперечное магнитное поле существенно влияет на профиль скорости в трубе [8] В трубе с непроводящими стенками [ $\sigma_* = \sigma_c \delta_c / (\sigma d) = 0$ ] с увеличением числа  $\text{Ha}$  происходит перестройка профиля скорости таким образом, что профиль скорости вдоль диаметра трубы, параллельного полю (рис. 1.51, а), углощается подобно тому, как это происходит в плоском канале, однако количественно эффект Гартмана проявляется слабее [78] Профиль скорости вдоль диаметра, перпендикулярного полю, деформируется слабее, сохраняя черты параболической формы (рис. 1.51, б).

В трубе с хорошо проводящими стенками ( $\sigma_* \gg 1$ ) также нарушается осевая симметрия течения. Профиль скорости вдоль диаметра, параллельного полю, с увеличением числа  $\text{Ha}$  выравнивается (эффект Гартмана) В направлении диаметра, перпендикулярного полю, в центре трубы профиль скорости также выравнивается, в то время, как у стенок трубы появляются зоны повышенной скорости по сравнению со скоростью в ядре течения. (Похожие М-образные профили наблюдаются и при течении в прямоугольном канале ( $\beta = 1$ ) в поперечном поле [23, 78].)

Коэффициент сопротивления в трубе с непроводящими стенками согласно рекомендациям [8, 9, 23, 78], можно рассчитывать по приближенной формуле [100]

$$\xi = \frac{3\pi}{2} \frac{\text{Ha}}{\text{Re}} \left( 1 - \frac{3\pi}{2\text{Ha}} \right). \quad (1.111)$$

Здесь в качестве масштаба длины в числе  $\text{Ha}$  и  $\text{Re}$  используется диаметр трубы

Формула (1.111) хорошо согласуется с опытными данными при  $\text{Ha} > 10$  При  $\text{Ha} > 100$  вторым слагаемым в ней можно пренебречь. Как и при течении в плоском канале [формула (1.104а)], в больших магнитных полях коэффициент сопротивления при  $\sigma_* = 0$  возрастает пропорционально числу Гартмана. Проводимость стенок трубы увеличивает гидравлическое сопротивление При достаточно больших значениях относительной проводимости стенки  $\sigma_*$  и больших числах  $\text{Ha}$  [ $\text{Ha} > 1$ ,  $(\text{Ha} \sigma_*/2)^2 > 1$ ] влияние проводимости стенок на гидравлическое сопротивление можно учесть с помощью функций, полученных в [93] В результате коэффициент гидравлического сопротивления рассчитывается как

$$\xi = \frac{6\text{Ha}^2}{\text{Re}} \frac{\sigma_*}{(1 + \sigma_*)}. \quad (1.112)$$

При  $\sigma_* \rightarrow \infty$

$$\xi = \frac{6\text{Ha}^2}{\text{Re}}, \quad (1.112a)$$

т.е., как и для плоской щели (1.106а), при больших числах  $\text{Ha}$  коэффициент сопротивления канала с бесконечно электропроводящими стенками пропорционален квадрату числа Гартмана.

**Турбулентное течение** Турбулентное течение в трубе в поперечном магнитном поле исследовано недостаточно Результаты нескольких имеющихся работ обобщены в [8]. Качественно влияние эффекта Гартмана и подавления турбулентности полем

на профили осредненной скорости и коэффициенты гидравлического сопротивления остается таким же, как и при течении в плоской щели в поперечном поле. Коэффициент гидравлического сопротивления при МГД-турбулентном течении в трубе в поперечном поле может быть рассчитан по интерполяционной формуле, приведенной в [8]

### 1.10.6. ТЕЧЕНИЯ В КОМПЛАНАРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Компланарным называется поперечное поле, ориентированное вдоль длинной стороны сечения плоского канала. Для данной конфигурации соотношение сторон  $\beta = b/a \ll 1$ , поскольку здесь, как и ранее,  $b$  — длина стороны, перпендикулярной магнитному полю (см рис 1.46, в). Рассматриваемый случай эквивалентен течению в кольцевом канале с магнитным полем, ориентированным по азимуту в плоскости поперечного сечения этого канала, поэтому компланарная ориентация поля также называется *азимутальной*. Для течения в канале с отношением сторон  $\beta \ll 1$  взаимодействие поля и осредненного течения (эффект Гартмана) отсутствует, что связано с характером замыкания индуцированных токов [8]. В этом смысле течение в компланарном поле аналогично течению в продольном поле (см. рис. 1.46, а), а не в поперечном (рис 1.46, б)

При *ламинарном* течении компланарное поле никак не влияет на стабилизированный профиль скорости и коэффициент гидравлического сопротивления. Последний рассчитывается по формуле Пуазейля для плоской щели.  $\xi_{\text{л}} = 96/Re$ , где число Рейнольдса строится по эквивалентному диаметру:  $Re = 4bU/v$ .

При *турбулентном* течении в чистом виде проявляется эффект гашения полем турбулентных пульсаций, как и при течении в продольном магнитном поле. Однако компланарное поле подавляет турбулентность значительно сильнее, чем про-

дольное, поскольку непосредственно воздействует на продольную компоненту пульсаций  $u'$ . Критическое число Рейнольдса в компланарном поле возрастает и может быть оценено по формуле [8]

$$Re_{\text{кр}} Ha = 2650 + 58Ha. \quad (1.113)$$

Гидравлическое сопротивление снижается благодаря воздействию компланарного поля. На рис. 1.52 приведены опытные данные о коэффициентах гидравлического сопротивления [9]. Экспериментальные точки удовлетворительно аппроксимируются зависимостью [8], которую удобно привести к виду:

$$\tilde{\xi} = 1 - \exp[-\alpha^2 (Re - Re_{\text{кр}} Ha)], \quad (1.114)$$

где  $\tilde{\xi} = \frac{\xi_{\text{л}} - \xi_{\text{т}}}{\xi_{\text{т}} - \xi_{\text{л}}}$ ;  $Re_{\text{кр}} Ha$  определяется по формуле

$$(1.113): \alpha^2 = 0,0027 \left( 1 + 26,5 \frac{Ha^2}{Re_{\text{кр}} Ha} \right)^{-1}$$

$$\text{Предельные переходы: } Re \leq Re_{\text{кр}} Ha \quad \xi = \xi_{\text{л}} = 96/Re; \quad Re \rightarrow \infty \quad \xi = \xi_{\text{т}} = 0,3164/Re^{0,25}.$$

### 1.10.7. ТЕЧЕНИЯ В НЕРАВНОМЕРНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Концевые неоднородности полей, создаваемых реальными полюсными магнитами (или соленооидами), оказывают существенное влияние на характеристики течения. На входе (выходе) магнита продольный градиент магнитного поля  $\partial B/\partial x \neq 0$ , что приводит к образованию индукционных токов и электромагнитных сил. Этот эффект вызывает деформацию профиля скорости  $u$ , во многих случаях, значительные местные гидравлические сопротивления

Течение в канале на входе в межполюсное пространство магнита. Подобные конфигурации МГД-течений подробно исследованы во многих теоретических и экспериментальных работах, ре-

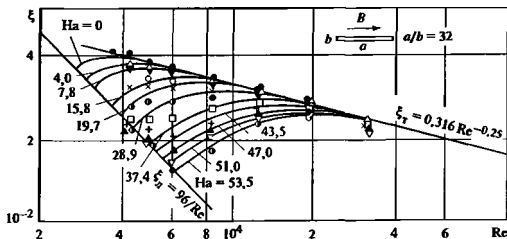


Рис. 1.52. Коэффициент гидравлического сопротивления при течении в компланарном магнитном поле [9] ( $\beta = 0,031$ )

Сплошные линии — расчет по (1.114)



зультаты которых обобщены в [18, 23, 78, 101]. На основе этих результатов можно сделать выводы о характере влияния неоднородного поперечного поля на течение.

1. Профили скорости начинают деформироваться еще до переднего края магнита, причем они подвергаются резкой деформации на сравнительно коротком участке канала. При достаточно больших числах Гартмана деформация может привести к образованию М-образной формы профиля скорости в плоскости, перпендикулярной полю.

2. Образовавшиеся во входной области магнита М-образные профили скорости почти не изменяют своей формы по потоку в области однородного поля. В выходной области магнита М-образность профиля еще более усиливается.

3. М-образность профилей скорости может быть причиной возникновения в потоке крупных вытянутых вдоль поля вихревых структур с осями, параллельными полю. Эти «квазидвумерные» вихри практически не взаимодействуют с полем [9], устойчивы и переносятся ламинарным (или ламинаризованным) течением вниз по потоку и медленно диссипируют за счет вязкости. Наличие подобных вихревых структур в сочетании с М-образными профилями скорости может привести к существенной анизотропии переноса импульса и теплоты [41, 102].

4. В зонах неоднородности магнитного поля могут возникать существенные местные гидравлические сопротивления  $\Delta p = Ha^2/Re$  [23]

Течение в трубе в зонах неоднородности магнитного поля соленоида. Систематические исследования этого процесса отсутствуют. Основываясь на результатах отдельных работ [19, 20, 39], можно сделать предварительные качественные выводы о влиянии неоднородного продольного поля на течение электропроводной жидкости в трубе.

1. Характер воздействия поля на течение во входной и выходной областях соленоида различен, поскольку распределение электромагнитных сил, обусловленных взаимодействием индукционных токов  $J_\phi$  с компонентами поля  $B_x$  и  $B_r = r \cdot \partial B_x / \partial r$ , будет различным. При этом на входе соленоида вследствие воздействия неоднородного поля профиль скорости несколько вытягивается, а на выходе соленоида может произойти формирование М-образного по радиусу (но осесимметричного) распределения скорости.

2. При входе турбулентного потока в зону неоднородного поля соленоида на процесс перестройки профиля скорости, связанный с неоднородностью магнитного поля, накладывается другой процесс — подавление турбулентности магнитным полем и последующая перестройка профиля осредненной скорости в соответствии со значением ко-

эффициента турбулентного переноса импульса в магнитном поле  $(\epsilon/\nu)_{Ha}$

3. Количественные характеристики воздействия неоднородного продольного поля на профиль скорости и гидравлическое сопротивление пока не установлены, однако по имеющимся косвенным данным [19, 20, 39] это воздействие слабее воздействия исодиородного поперечного поля

## 1.11. ОДНОМЕРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ГАЗА

### 1.11.1. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ АДИАБАТНОГО ТЕЧЕНИЯ НЕВЯЗКОГО ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Адиабатным называют течение, происходящее без теплового обмена с внешней средой. Газ рассматривается как «идеальный», если он подчиняется уравнению состояния Клапейрона—Менделеева

$$p/\rho = RT.$$

При одномерном течении все параметры газа зависят только от одной геометрической координаты

$$u = u(x); \quad p = p(x); \quad \rho = \rho(x).$$

Во многих случаях влиянием силы тяжести пренебрегают. Тогда основным уравнением адиабатного течения невязкого газа будет служить уравнение (1.38).

Вводя в рассмотрение энтальпию

$$h = c_p T = \frac{\kappa}{\kappa - 1} p / \rho,$$

где  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении (принимается постоянной), это уравнение представляем в виде

$$h + \frac{u^2}{2} = \text{const}. \quad (1.115)$$

Поскольку  $h = \frac{p}{\rho} + U$ , где  $U$  — внутренняя энергия, (1.115) принимает вид

$$U + \frac{p}{\rho} + \frac{u^2}{2} = \text{const}.$$

Вводя скорость звука  $a = \sqrt{\kappa p / \rho}$ , получаем

$$u^2/2 + a^2/(\kappa - 1) = \text{const}.$$

При адиабатном течении невязкого газа  $(p/\rho)^\kappa = \text{const}$  энтропия

$$s = \frac{R}{\kappa - 1} \ln (p/\rho^\kappa) = \text{const}$$

сохраняет постоянное значение, из-за чего течение называется *изэнтропным*. Характерные параметры такого течения:

параметры торможения  $\rho_0, p_0, T_0, h_0, a_0$ , т.е. значения параметров  $\rho, p, T, h, a$  в точке или сечении потока, где газ полностью обратимо заторможен;

критическая скорость  $a_*$ , т.е. значение скорости  $u$ , равное местной скорости звука;

максимальная скорость  $u_m$ , т.е. значение скорости газа при его истечении в пустоту.

Правая часть (1.115) может быть выражена через эти параметры:

$$h + \frac{u^2}{2} = h_0 = c_p T_0 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R T_0 = \frac{a_0^2}{\kappa - 1} = \frac{a_*^2}{2} \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} = \frac{\kappa p_0}{(\kappa - 1) \rho_0} = \frac{u_m^2}{2}. \quad (1.116)$$

Критическая скорость

$$a_* = a_0 \sqrt{\frac{2}{\kappa + 1}} = \sqrt{R T_0} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1}} = u_m \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}} = \sqrt{h_0 \frac{2}{\kappa + 1}}.$$

Употребительны безразмерные скорости

$$M = u/a; \quad \lambda = u/a_*; \quad \xi = u/u_m.$$

Использование (1.116), а также уравнений процесса  $p/\rho^\kappa = \text{const}$  и состояния  $p/\rho = RT$  позволяет получить формулы для отношений давлений, плотностей, температур:

$$\left. \begin{aligned} \frac{p}{p_0} &= \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = \\ &= \left(1 - \lambda^2 \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = \left(1 - \xi^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}, \\ \frac{\rho}{\rho_0} &= \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-\frac{1}{\kappa - 1}} = \\ &= \left(1 - \lambda^2 \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} = \left(1 - \xi^2\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}, \\ \frac{T}{T_0} &= \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{-1} = \\ &= 1 - \lambda^2 \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} = 1 - \xi^2. \end{aligned} \right\} \quad (1.117)$$

При изэнтропном течении параметры торможения во всех точках имеют одно и то же значение,

поэтому для двух сечений одномерного потока справедливы соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = \\ &= \left(\frac{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_2^2}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_1^2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = \left(\frac{1 - \xi_2^2}{1 - \xi_1^2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}; \\ \frac{\rho_2}{\rho_1} &= \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} = \\ &= \left(\frac{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_2^2}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_1^2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} = \left(\frac{1 - \xi_2^2}{1 - \xi_1^2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}; \\ \frac{T_2}{T_1} &= \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_2^2} = \\ &= \frac{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_2^2}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_1^2} = \frac{1 - \xi_2^2}{1 - \xi_1^2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.118)$$

Пологая в (1.117)  $M = \lambda = 1$  или  $\xi = \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1}}$ , получаем критическое отношение соответствующих параметров:  $p_*/p_0, \rho_*/\rho_0, T_*/T_0$ .

### 1.11.2. ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ

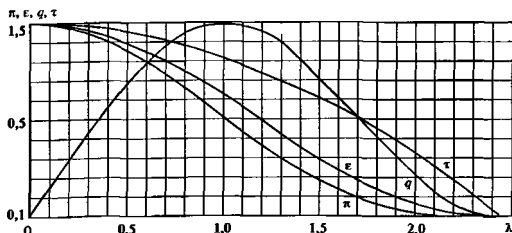
Если газовый поток с местными параметрами  $\rho, p, T$  изэнтропно затормозить, то полученные параметры  $\rho_0, p_0, T_0, h_0, a_0$  будут иметь смысл местных параметров торможения, а формулы (1.117) будут выражать местные связи между безразмерными величинами.

Помимо функций

$$p/\rho_0 = \pi(\lambda), \quad p/\rho_0 = \varepsilon(\lambda); \quad T/T_0 = \tau(\lambda),$$

выражаемых формулами (1.117) и представленных на рис. 1.53, употребительны также другие газодинамические функции, с помощью которых удобно решать разнообразные задачи расчета одномерных газовых потоков. Например, используя функцию приведенного расхода газа

$$q(\lambda) = \frac{\rho u}{\rho_* a_*} = \frac{S_*}{S} =$$

Рис. 1.53. Графики газодинамических функций  $\pi$ ,  $\epsilon$ ,  $q$ ,  $\tau$  ( $\kappa = 1,41$ )

$$= \lambda \left[ \frac{\kappa + 1}{2} \left( 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa - 1}}$$

можно рассчитать массовый расход газа через сечение  $S$ :

$$G = \rho u S = S \rho_0 a_* \lambda \left( 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} =$$

$$= \frac{S p_0}{\sqrt{R T_0}} \sqrt{\kappa \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} q(\lambda),$$

где множитель  $d = \sqrt{\kappa \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$  имеет следующие значения:

$\kappa$	...	1,4	1,35	1,33	1,30	1,25
$d$		0,685	0,676	0,673	0,667	0,658

Используя функцию

$$y(\lambda) = \frac{q(\lambda)}{\pi(\lambda)} = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \lambda \left( 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right)^{-1}$$

для массового расхода газа можно получить следующее выражение:

$$G = \frac{S p}{\sqrt{R T_0}} \sqrt{\kappa \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} y(\lambda).$$

Графики функций  $\pi$ ,  $\epsilon$ ,  $q$ ,  $\tau$  для  $\kappa = 1,41$  приведены на рис. 1.53. Функции  $q(\lambda)$  и  $\epsilon(\lambda)$  связаны соотношением

$$q(\lambda) = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \lambda \epsilon(\lambda).$$

При использовании уравнения импульса газа вводится понятие *полного импульса*, которое может быть выражено в следующих видах:

$$I = (\rho + \rho u^2) S = G(u + p/\rho u);$$

$$I = \frac{\kappa + 1}{2\kappa} G a_* z(\lambda);$$

$$I = \rho_0 S f(\lambda) = \rho S / \rho(\lambda),$$

где  $z(\lambda) = \lambda + 1/\lambda$ ,  $f(\lambda)$  и  $\rho(\lambda)$  — газодинамические функции, определяемые формулами

$$f(\lambda) = (\lambda^2 + 1) \left( 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} =$$

$$= \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} q(\lambda) z(\lambda),$$

$$r(\lambda) = \frac{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2}{1 + \lambda^2} = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \frac{1}{y(\lambda) z(\lambda)}.$$

Графическое представление газодинамических функций  $y(\lambda)$ ,  $\rho(\lambda)$  и  $f(\lambda)$  дано на рис. 1.54. Более точные, чем по этим графикам, значения функций можно получить с помощью таблиц, приводимых в руководствах по газовой динамике [31].

### 1.11.3. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОДНОМЕРНОГО АДИАБАТНОГО ПОТОКА ГАЗА ВДОЛЬ ТРУБЫ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ

Поскольку в нормальных сечениях одномерного потока параметры газа постоянны, его приближенно можно рассматривать как конечную трубку тока. Для такого потока из уравнения сплошности  $\rho u S = \text{const}$  и уравнения энергии (1.116) можно получить соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{u} \frac{du}{dx} &= \frac{1}{M^2 - 1} \frac{1}{S} \frac{dS}{dx}, \\ \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} &= \frac{\kappa M^2}{1 - M^2} \frac{1}{S} \frac{dS}{dx}, \\ \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} &= \frac{M^2}{1 - M^2} \frac{1}{S} \frac{dS}{dx} \end{aligned} \right\} \quad (1.119)$$

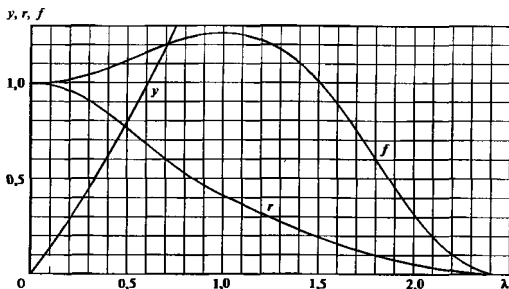
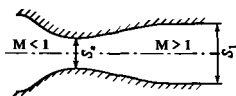
Рис. 1.54. Графики газодинамических функций  $y, r, f$  ( $\kappa = 1,41$ )

Рис. 1.55. Схема сопла Лавали

Из этих уравнений вытекают следующие закономерности изменения параметров газа вдоль трубы

*дозвуковой поток* газа ( $M < 1$ ) в расширяющейся трубе ( $dS/dx > 0$ ) тормозится ( $du/dx < 0$ ), а в сужающейся ( $dS/dx < 0$ ) ускоряется ( $du/dx > 0$ ); *сверхзвуковой поток* газа ( $M > 1$ ) ускоряется в расширяющейся трубе и замедляется в сужающейся;

изменения плотности и давления обратны изменению скорости: плотность и давление дозвукового потока в расширяющейся трубе возрастают, а в сужающейся убывают. Для сверхзвукового потока наблюдается обратная закономерность.

Для непрерывного ускорения газового потока от дозвуковых скоростей до сверхзвуковых необходимо иметь трубу конфигурации, показанной на рис. 1.55 (сопло Лавали), причем минимальное сечение должно быть рассчитано так, чтобы в нем (при  $dS/dx = 0$ )  $M = 1$ . Это сечение называется критическим (см. п. 1.11.5).

#### 1.11.4. ПРЯМОЙ СКАЧОК УПЛОТНЕНИЯ

Явление разрывного (скачкообразного) изменения параметров газового потока при переходе через некоторую поверхность называется *ударной волной*. Если поверхность разрыва представляет собой неподвижную плоскость, нормальную к скорости равномерного потока газа, то такое явление называется *прямым скачком уплотнения*. Скачки уплотнения могут возникать только в сверхзвуковом потоке газа, они сопровождаются уменьшением скорости и возрастанием давления, плотности и темпера-

туры. Критическая скорость и температура торможения при переходе через скачок не изменяются.

Основная система уравнений, описывающих прямой скачок уплотнения, состоит из уравнения неразрывности

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2; \quad (1.120)$$

уравнения импульса (количества движения)

$$p_1 - p_2 = \rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2; \quad (1.121)$$

уравнения энергии (уравнения Бернулли)

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} = \frac{u_2^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\rho_2}, \quad (1.122)$$

где индексами 1 и 2 отмечены значения параметров потока соответственно перед скачком и после него.

Исключая из этой системы давления и плотности и вводя в рассмотрение критическую скорость  $a^*$ , получаем формулу Прайдля для  $u_1 u_2 / a^{*2} = 1$  или  $\lambda_1 \lambda_2 = 1$ , из которой следует, что скорость перед скачком должна быть сверхзвуковой, а за скачком — дозвуковой.

Исключая скорости  $u_1$  и  $u_2$  из системы (1.120)—(1.122), получаем уравнение ударной адиабаты (адиабаты Гюгонно)

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{(\kappa + 1)p_2 - (\kappa - 1)p_1}{(\kappa + 1)p_1 - (\kappa - 1)p_2},$$

график которой и сопоставление с идеальной адиабатой Пуассона  $p_2/p_1 = (\rho_2/\rho_1)^\kappa$  приведены на рис. 1.56. Используя эти графики, можно показать, что переход через прямой скачок уплотнения является неизэнтропным процессом и сопровождается возрастанием энтропии; образование скачка разрежения невозможно; уплотнение в прямом скачке не может превосходить

$$(\rho_2/\rho_1)_{\text{пред}} = (\kappa + 1)/(\kappa - 1).$$

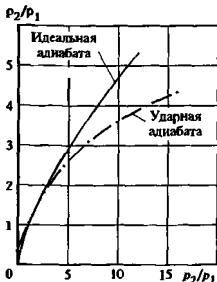


Рис. 1.56. Сравнение идеальной и ударной адiabат

Изменение параметров газового потока при переходе через прямой скачок определяются формулами.

$$\frac{\Delta p}{p_1} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_1^2 - 1) = \frac{2\kappa}{\kappa+1} \frac{\lambda_1^2 - 1}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_1^2};$$

$$\frac{\Delta p}{p_1} = \frac{M_1^2 - 1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2} = \lambda_1^2 - 1;$$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta T}{T_1} &= \frac{2(\kappa-1)}{(\kappa+1)^2 M_1^2} (M_1^2 - 1)(1 + \kappa M_1^2) = \\ &= \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \frac{\lambda_1^4 - 1}{\lambda_1^2 \left(1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_1^2\right)}, \end{aligned}$$

где  $\Delta p = p_2 - p_1$ ,  $\Delta p = p_2 - p_1$ ;  $\Delta T = T_2 - T_1$ .

Потеря механической энергии в скачке оценивается отношением полных давлений (давлений торможения) за скачком и перед ним:

$$\begin{aligned} \frac{p_{20}}{p_{10}} &= \left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \times \\ &\times \frac{M_1^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}}}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \left(\kappa M_1^2 - \frac{\kappa-1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}} = \\ &= \lambda_1^2 \left( \frac{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_1^2}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_1^2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \end{aligned}$$

### 1.11.5. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА ЧЕРЕЗ СОПЛО

При истечении невязкого газа через профилированное сужающееся сопло с равномерным распределением скоростей на срезе скорость истечения определяется по формуле Сен-Венана — Ванцеля

$$\begin{aligned} u_1 &= a_0 \sqrt{\frac{2}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^\kappa\right]} = \\ &= a_0 \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \frac{p_1}{\rho_0} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^\kappa\right]} \end{aligned}$$

где  $p_1$  — давление во внешней среде

Массовый расход

$$G = S \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} p_0 \rho_0 \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^\kappa \sqrt{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^\kappa}, \quad (1.123)$$

а его максимальное значение

$$G_* = S \sqrt{p_0 \rho_0} \sqrt{\kappa} \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa-1}{2}} \quad (1.124)$$

Расход  $G_*$  достигается при  $p_1/p_0 = p_* / p_0 =$

$= [2 / (\kappa + 1)]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$ , где  $p_*$  — давление на срезе сопла, соответствующее критической скорости  $u_1 = a_*$ . Значение  $p_* = p_* / p_0$  называется критическим отношением давлений. Формула (1.123) дает реальные расходы при  $p_* \leq p_1/p_0 \leq 1$ . При  $p_1/p_0 \leq p_*$  расход необходимо определять по (1.124)

Для получения практически равномерного распределения скоростей в выходном сечении сопла его профиль должен быть очерчен по кривой Виттошинского, определяемой уравнением

$$r = \frac{r_0}{\sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2\right] \frac{1 - 3z^2/a^2}{1 + 3z^2/a^2}}}$$

где  $r = r(z)$ ,  $r_1$ ,  $r_0$  — радиусы соответственно промежуточного, входного и выходного поперечных сечений сопла;  $z$  — координата, отсчитываемая вдоль оси сопла ( $r = r_0$  при  $z = a/\sqrt{3}$ ).

Значения  $r_1$  и  $r_0$  выбираются из конструктивных условий, параметр  $a$  принимают обычно равным  $4r_0$ . Профиль Виттошинского пригоден для соединения труб различных диаметров при дозвуковых скоростях вплоть до  $\lambda \approx 0,9-0,95$ . Сопла, присоединяемые к резервуарам, могут очерчиваться по дугам окружностей, леmnискатам или параболам [31].

Таблица 1.12. Второе критическое отношение давлений  $\pi_{**}$  и соответствующие коэффициенты расхода для сопел различных форм

Параметры второго критического режима	Форма отверстия и геометрические параметры													
	$\tau_0 = l_0/d$				$\gamma_c$						$\bar{l} = l/d$			
	1,25	2,5	4,0	10,0	16	30	45	60	90	150	2,0	4,0	10,0	
$\kappa = 1,4$														
$\pi_{**}$	0,52	0,5	0,484	0,455	0,436	0,350	0,276	0,197	0,037	0,007	0,206	0,30	0,34	
$\mu_{**}$	0,982	0,957	0,920	0,863	0,958	0,930	0,915	0,893	0,850	0,840	0,855	0,840	0,800	
$\kappa = 1,3$														
$\pi_{**}$	0,49	0,46	0,044	—	0,30	0,22	0,19	0,12	0,10	0,065	0,19	0,22	0,26	
$\mu_{**}$	0,985	0,975	0,950	—	0,94	0,92	0,90	0,86	0,76	0,60	0,78	0,78	0,76	
$\kappa = 1,1$														
$\pi_{**}$	0,52	0,49	0,46	—	0,31	0,21	0,17	0,14	0,115	0,078	0,17	0,24	0,26	
$\mu_{**}$	1,03	1,01	0,97	—	0,97	0,95	0,90	0,85	0,79	0,63	0,81	0,79	0,76	

При истечении реального (вязкого) газа через сужающееся сопло имеют место потери энергии вследствие внутреннего трения. Для оценки пропускной способности сопла вводится коэффициент расхода  $\mu$ , определяемый как отношение истинного расхода газа к теоретическому (изотропному) [см. (1.123)].

Расчетная формула для расхода принимает вид

$$G = \mu S \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} p_0 \rho_0 \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}$$

Согласно опытам, проведенным в МЭИ [31], для сопла лемникатного профиля коэффициенты расхода составляют 0,95—0,98, возрастая с увеличением числа Рейнольдса, которое в опытах изменялось в пределах  $1 \cdot 10^5$ — $6 \cdot 10^5$ . С увеличением отношения давлений  $p_1/p_0$  коэффициент расхода несколько уменьшается. Для конических сопел при различных углах конусности значения  $\mu$  могут уменьшаться вплоть до 0,65.

Вследствие влияния сил вязкости и образования пограничного слоя на поверхности сопла структура течения не вполне соответствует теоретической. Это проявляется в том, что значение относительного давления  $\pi_{**} = p_1/p_0$ , при котором достигается максимальный расход, оказывается меньше теоретического  $\pi_*$ . Согласно [31] значение  $\pi_{**}$  возрастает с увеличением числа  $Re^*$  и убывает с увеличением длины сопла при соблюдении условия  $\pi_{**} < \pi_*$ . В табл. 1.12 [31] приведены значения

$\pi_{**}$  для различных сопел и соответствующие коэффициенты расхода.

Для получения сверхзвуковых скоростей истечения, как указано в п. 1.11.3, необходимо применение сопла Лавала (см. рис. 1.55). Элементарный расчет такого сопла, основанный на одномерной теории, состоит в определении площадей минимального (критического) сечения  $S_*$  и выходного сечения  $S_1$  (рис. 1.55). Заданными считаются массовый расход  $G_0$ , параметры торможения и скорость на выходе  $u_1$ . Полагая  $G_0 = G_*$ , площадь  $S_*$  определяем по формуле (1.124):

$$S_* = \frac{G_0}{\sqrt{p_0 \rho_0} \sqrt{\kappa \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}}$$

Выходное сечение рассчитывают исходя из уравнения неразрывности

$$\rho_1 u_1 S_1 = \rho_* a_* S_*$$

или

$$S_1 = S_* / q_1,$$

где

$$q_1 = \lambda_1 \left[ \frac{\kappa+1}{2} \left( 1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda_1^2 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa-1}};$$

$$\lambda_1 = u_1 / a_*.$$

Форма расширяющейся части сопла в первом приближении может быть принята конической.

Такое сопло может обеспечить лишь приближенное к заданному среднее значение скорости на выходе, но создает неравномерное распределение местных скоростей

Большей равномерности скоростей на выходе можно достигнуть, если задать закон изменения скорости вдоль оси сопла  $\lambda(x)$  и определить промежуточные сечения по формуле

$$S(x) = \frac{S_0}{\lambda(x)} \left\{ \frac{\kappa + 1}{2} \left[ 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2(x) \right] \right\}^{-\frac{1}{\kappa - 1}}$$

Для получения равномерного распределения скоростей профиль расширяющейся части сопла должен быть рассчитан методами теории двумерных течений (см. и 1.12.6, а также [31, 43, 54]) Кроме того, должно учитываться влияние вязкости, с этой целью разработаны приближенные методы [31].

### 1.11.6. АДИАБАТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА С ТРЕНИЕМ В ТРУБЕ ПОСТОЯННОГО СЕЧЕНИЯ

Расчетная система уравнений одномерного потока вязкого газа без энергообмена с внешней средой включает в себя

уравнение неразрывности

$$d\rho/p + du/u = 0;$$

уравнение состояния

$$\frac{dp}{p} = \frac{dT}{T} + \frac{dp}{p};$$

уравнение энергии (Бернулли)

$$\frac{dp}{\rho} + u du + dA_{тр} = 0.$$

где  $dA_{тр}$  — работа сил вязкости (потери), отнесенные к единице массы в движущемся газе

Поскольку данное течение энергетически изолировано, температура и энтальпия торможения, а также критическая скорость постоянны ( $T_0 = \text{const}$ ,  $h_0 = \text{const}$ ,  $a_0 = \text{const}$ ). С учетом этого из предыдущей системы можно получить

$$(M^2 - 1) \frac{du}{u} = -\frac{\kappa}{a^2} dA_{тр} \quad (1.125)$$

Поскольку всегда  $dA_{тр} > 0$ , дозвуковой поток ( $M < 1$ ) под влиянием трения ускоряется ( $du > 0$ ), а сверхзвуковой ( $M > 1$ ) тормозится ( $du < 0$ ). Непрерывный переход через скорость звука под влиянием только трения невозможен.

Соотношения между параметрами газового потока в двух сечениях трубы выражаются формулами.

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_2^2}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_1^2};$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_2^2}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_1^2} \frac{\lambda_1}{\lambda_2};$$

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \left( \frac{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_1^2}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda_2^2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}$$

Работа сил трения на участке трубы длиной  $dx$  может быть приближенно выражена гидравлической зависимостью Вейсбаха—Дарси

$$dA_{тр} = \xi_{тр} \frac{u^2}{2} \frac{dx}{D},$$

где  $\xi_{тр}$  — гидравлический коэффициент трения, зависящий от числа Рейнольдса, как и для несжимаемой жидкости;  $u$  — средняя скорость;  $D$  — диаметр трубы. Здесь для коэффициента трения употреблено обозначение  $\xi$  для отличия его от безразмерной скорости  $\lambda = u/a_0$  (см. § 1.6)

Используя эту зависимость, уравнение (1.125) можно привести к виду

$$\left( \frac{1}{\lambda_2} - 1 \right) \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{\kappa}{\kappa + 1} \xi_{тр} \frac{dx}{D} \quad (1.126)$$

Полагая  $\xi_{тр} = \text{const}$  (что допустимо ввиду малого изменения числа Re по длине трубы), в результате интегрирования (1.126) можно получить

$$\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} - \ln \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \xi_{тр} \frac{x}{D}, \quad (1.127)$$

где  $x$  — расстояние между начальным сечением 1 и расчетным сечением трубы 2. Обозначая

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{\lambda^2} + 2 \ln \lambda$$

и определяя приведенную длину трубы как

$$\chi = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \xi_{тр} \frac{x}{D},$$

уравнение (1.127) представляем в форме

$$\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2) = \chi \quad (1.128)$$

Так как при  $\lambda = 1$  функция  $\varphi(\lambda)$  достигает минимума  $\varphi(1) = 1$ , то при заданном  $\lambda_1$  и  $\lambda_2 = 1$  достигается некоторая критическая максимальная приведенная длина трубы

$$\chi_{кр} = \varphi(\lambda_1) - 1.$$

Зависимость  $\chi_{кр}(\lambda_1)$  показана на рис. 1.57. При заданных  $\lambda_1$  и длине трубы критическая скорость может быть достигнута в конце трубы

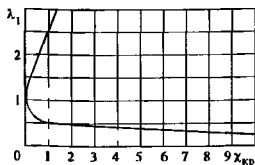


Рис. 1.57. Зависимость приведенной критической длины трубы  $\chi_{кр}$  от начальной скорости  $\lambda_1$  ( $\kappa = 1,41$ )

Скорость дозвукового потока на входе в трубу заданной приведенной длины не может превышать значения, определяемого уравнением

$$\varphi(\lambda_1) = \chi + 1$$

Если  $\lambda_1 < 1$  и заданное значение приведенной длины трубы  $\chi < \chi_{кр}$ , то на выходе  $\lambda_2 < 1$ . Если же  $\chi = \chi_{кр}$ , то  $\lambda_2 = 1$ . При  $\chi > \chi_{кр}$  реализация заданного значения  $\lambda_1$  в начале трубы невозможна.

Если поток на входе в трубу сверхзвуковой ( $\lambda_1 > 1$ ) и приведенная длина  $\chi < \chi_{кр}$ , то  $\lambda_2 > 1$ , т. е. на выходе из трубы поток сохранится сверхзвуковым (однако  $\lambda_2 < \lambda_1$ ). При  $\lambda_1 > 1$  и  $\chi = \chi_{кр}$   $\lambda_2 = 1$ .

Когда при  $\lambda_1 > 1$  задано  $\chi > \chi_{кр}$ , в некотором сечении трубы возникает скачок уплотнения, за которым устанавливается дозвуковой ускоренный поток.

Положение скачка, предполагая его прямым, определяем следующим образом. Скорости перед скачком  $\lambda'$  и за ним  $\lambda''$  связаны формулой Прандтля

$$\lambda' \lambda'' = 1.$$

В то же время  $\lambda_1$  связана с координатой скачка  $x_{ск}$  уравнением

$$\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda'^2} - \ln \frac{\lambda'^2}{\lambda_1^2} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \epsilon_{тр} \frac{x_{ск}}{D} = \chi_{ск}. \quad (1.129)$$

С учетом того, что  $\lambda_2 = 1$ , можно написать

$$\frac{1}{\lambda'^2} - 1 - \ln \frac{1}{\lambda'^2} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} \epsilon_{тр} \frac{l - x_{ск}}{D} = \chi_l - \chi_{ск},$$

где  $\chi_l$  — приведенная длина трубы, откуда

$$\lambda'^2 - 1 - \ln \lambda'^2 = \chi_l - \chi_{ск}. \quad (1.130)$$

Решая совместно (1.129) и (1.130), находим  $\lambda'$  и  $\chi_{ск}$ .

Для обеспечения заданного значения  $\lambda_1$  на входе в трубу заданной приведенной длины требуется вполне определенный перепад давлений между входным и выходным сечениями

Если  $p_{01}$  — полное давление во входном сечении, а  $p_n$  — давление в среде, в которую газ выте-

кает из трубы, то значение  $\pi_0 = p_{01}/p_n$ , называемое располагаемым отношением давлений, будет определяться массовый расход и другие параметры газа в данной трубе. Если на выходе из трубы устанавливается критическая скорость ( $\lambda_2 = 1$ ), то соответствующее отношение давлений называется критическим:

$$\pi_{кр} = \frac{1}{\pi(1)} = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}$$

При заданном располагаемом отношении давлений расчет истечений через трубу заданных размеров производят по следующей схеме. Выражая расход во входном сечении через полное давление  $p_{01}$ , а в выходном сечении — через статическое давление, получаем

$$\frac{p_{01}}{\sqrt{T_{01}}} q(\lambda_1) = \frac{p_2}{\sqrt{T_{02}}} y(\lambda_2).$$

Ввиду адиабатности течения  $T_{01} = T_{02}$  и, следовательно,

$$y(\lambda_2) = \frac{p_{01}}{p_2} q(\lambda_1)$$

Если  $\lambda_2 < 1$ , то  $p_2 = p_n$  или

$$y(\lambda_2) = \Pi_0 q(\lambda_1). \quad (1.131)$$

Скорости  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  связаны уравнением (1.128)

$$\varphi(\lambda_1) - \varphi(\lambda_2) = \chi.$$

Из уравнений (1.128) и (1.131) находят скорости  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  как функции заданных величин  $\Pi_0$  и  $\chi$ . Уравнение (1.131) справедливо лишь при  $\lambda_2 < 1$ . Минимальное значение  $\Pi_2$ , при котором  $\lambda_2 = 1$ , определяют по уравнению

$$\Pi_{0\min} = \frac{y(1)}{q(\lambda_1)} = \left( \frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \frac{1}{q(\lambda_1)} = \frac{\pi_{кр}}{q(\lambda_1)}.$$

При значениях  $\Pi_0 > \Pi_{0\min}$  на выходе из трубы  $\lambda_2 = 1$  и  $p_2 > p_n$ .

### 1.11.7. ИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ В ТРУБЕ

Исходными данными для расчета служат уравнения

Бернулли

$$dp/\rho + v du + dA_{тр} = 0;$$

постоянства массового расхода

$$G = S \rho u = \text{const};$$

состояния

$$p/\rho = RT = \text{const}.$$



Подставляя два последних соотношения в уравнение Бернулли, получаем

$$2 \frac{dp}{p} - \frac{2S^2}{RTG^2} p dp = \xi_{тр} \frac{dx}{D}$$

Интегрирование этого уравнения даст

$$\xi_{тр} \frac{x}{D} = \frac{S^2}{RTG^2} (p_1^2 - p_2^2) + 2 \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (1.132)$$

где индексом 1 отмечены параметры в начальном сечении

Если в сечении  $x = l$  давление равно  $p_2$ , то массовый расход

$$G = S \sqrt{\frac{p_1^2 - p_2^2}{RT(\xi_{тр} \bar{l} + 2 \ln(p_1/p_2))}}$$

где  $\bar{l} = l/D$  — безразмерная длина трубы

Введя число  $M = ua = [G/(\rho S)] \sqrt{\frac{RT}{\kappa}}$ , уравнение (1.132) можно привести к виду

$$\xi_{тр} \bar{x} = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M^2} \right) + 2 \ln \frac{M_1}{M} \quad (1.133)$$

Если в трубу поступает дозвуковой поток ( $M_1 < 1$ ), то вниз по течению число  $M$  возрастает и в конце трубы может достигнуть единицы. Соответствующая длина трубы называется критической и определяется из уравнения

$$\xi_{тр} \bar{l}_{кр} = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{1}{M_1^2} - 1 \right) + 2 \ln M_1$$

### 1.11.8. ОДНОМЕРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

В общем случае параметры одномерного потока газа можно целенаправленно изменять путем следующих воздействий: изменения площади сечения по длине потока; подвода или отвода теплоты, взаимодействия газового потока с перемещающимися в нем твердыми телами; отбора или увеличения массового расхода газа по пути, трения.

Используя уравнения движения, энергии, состояния и неразрывности, можно установить связь между изменениями (дифференциалами) параметров газового потока по его длине и изменениями воздействий. Так, для дифференциала скорости справедливо уравнение

$$\frac{du}{u} (M^2 - 1) = \frac{dS}{S} - \frac{\kappa - 1}{a^2} dQ - \frac{dA}{a^2} - \frac{dG}{G} - \frac{\kappa}{a^2} dA_{тр}$$

Из этого уравнения вытекает сформулированный Л.А. Вулисом [15, 31] закон обращения воздействия: для монотонного и непрерывного перехода через скорость звука необходимо, чтобы знак суммарного внешнего воздействия изменялся на обратный при  $M = 1$ .

Из закона обращения воздействия вытекает возможность преобразования дозвукового потока в сверхзвуковой не только с помощью сопла Лавала, но также с помощью «теплового сопла» путем подвода и отвода теплоты и «расходного сопла» путем прибавления и отбора части расхода по пути.

Подробный анализ внешних воздействий можно найти в [15]

## 1.12. ПЛОСКИЕ И ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ ТЕЧЕНИЯ НЕВЯЗКОГО ГАЗА

### 1.12.1. ОБЩИЕ УРАВНЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ БАРОТРОПНОЙ НЕВЯЗКОЙ СРЕДЫ

В декартовых прямоугольных координатах плоское установившееся потенциальное ( $u = \text{grad} \varphi$ ) движение невязкой ( $\mu = 0$ ) баротропной [ $\rho = \rho(p)$ ] среды описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \left[ 1 - \frac{1}{a^2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 \right] - \frac{2}{a^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} \left[ 1 - \frac{1}{a^2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right] = 0 \quad (1.134)$$

Местная скорость звука  $a$  связана с потенциалом скорости  $\varphi(x, y)$  уравнением Бернулли:

$$a^2 = a_\infty^2 + \frac{\kappa - 1}{2} \left\{ u_\infty^2 - \left[ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right] \right\} \quad (1.135)$$

где  $a_\infty$  и  $u_\infty$  — соответственно скорость звука и потока газа в бесконечности (предполагается, что область течения неограниченна)

Для осесимметричного потока в цилиндрической системе координат  $(r, z)$  потенциал скорости удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \left[ 1 - \frac{1}{a^2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{2}{a^2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z \partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} \left[ 1 - \frac{1}{a^2} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 \right] = 0 \quad (1.136)$$

Граничным условием на твердой поверхности для функций  $\varphi$  является равенство нулю ее нормальной производной:  $(\partial \varphi / \partial n)_{тв} = 0$

Функция тока в декартовой прямоугольной и цилиндрической системах координат удовлетворяет уравнениям:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \left[ 1 - \frac{1}{(\rho r)^2} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right)^2 \right] - \frac{2}{(\rho r)^2} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} +$$

$$+ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \left[ 1 - \frac{1}{(\rho r)^2} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)^2 \right] = 0;$$

$$\left( \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \left[ 1 - \frac{1}{(\rho r)^2} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right)^2 \right] \right) + \frac{2}{(\rho r)^2} \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z \partial r} -$$

$$- \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} \left[ 1 - \frac{1}{(\rho r)^2} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)^2 \right] = 0.$$

Граничное условие на твердой поверхности для функции тока имеет вид  $\Psi_{\text{тв}} = \text{const}$ .

### 1.12.2. РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ. ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ ПРИ МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЯХ

Если плоский равномерный поток газа подвергается малым возмущениям  $u'$ , то при направлении оси  $x$  вдоль вектора  $u_{\infty}$  можно записать

$$u_x = u_{\infty} + u'_x; \quad u_y = u'_y,$$

где  $u'_x$  и  $u'_y$  — проекции скорости возмущенного движения.

Если пренебречь квадратами и произведениями этих величин, то в линейном приближении

$$\left. \begin{aligned} \frac{a^2}{a_{\infty}^2} &= 1 - (\kappa - 1) M_{\infty}^2 \frac{u'_x}{u_{\infty}}; \\ \frac{p}{p_{\infty}} &= 1 - \kappa M_{\infty}^2 \frac{u'_x}{u_{\infty}}; \\ \bar{p} &= \frac{p - p_{\infty}}{0,5 \rho u_{\infty}^2} = -2 \frac{u'_x}{u_{\infty}}; \\ \frac{\rho}{\rho_{\infty}} &= 1 - M_{\infty}^2 \frac{u'_x}{u_{\infty}} \end{aligned} \right\} \quad (1.137)$$

где  $\bar{p}$  — коэффициент давления (см. п. 1.7.2).

Составляющая скорости возмущения  $u'_x$  определяется через потенциал малого возмущения

$$u'_x = \frac{\partial \Phi'}{\partial x},$$

причем  $\Phi = \Phi_{\infty} + \Phi'$ .

Потенциал скорости при малых возмущениях удовлетворяет уравнению, которое получается путем линеаризации уравнения (1.134),

$$(1 - M_{\infty}^2) \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial y^2} = 0. \quad (1.138)$$

Если в равномерном потоке газа точка  $A$  (рис. 1.58) является источником малых возмущений (малых изменений плотности и давления), то эти возмущения в виде слабой волны распространяются в потоке. В зависимости от скорости потока фронты волн возмущения могут занимать одно из положений, показанных на рис. 1.58. В дозвуковом течении (рис. 1.58, а) фронты волн возмущения представляют собой окружности радиусом  $r = a\tau$ , смещающиеся вниз по течению на расстояние  $u\tau$ , где  $\tau$  — время с момента возникновения возмущения.

При сверхзвуковой скорости потока газа волны возмущений также имеют вид окружностей, но в силу условия  $u > a$  область их распространения ограничивается прямыми  $AM$  и  $AN$  (для осесимметричного потока — поверхностью конуса), называемыми линиями возмущения или линиями Маха. Эти прямые образуют с вектором скорости угол Маха, определяемый формулой

$$\alpha = \pm \arcsin(1/M).$$

Потенциальные течения при малых возмущениях описываются линеаризованным уравнением (1.138).

Течение при дозвуковых скоростях. При ( $M_{\infty} < 1$ ) (1.138) путем замены переменных  $x_1 = x$ ,

$y_1 = y\sqrt{1 - M_{\infty}^2}$ , приводится к уравнению Лапласа

$\partial^2 \Phi / \partial x_1^2 + \partial^2 \Phi / \partial y_1^2 = 0$ , т.е. к уравнению, кото-

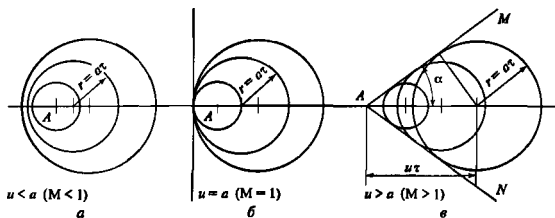


Рис. 1.58. Распространение малых возмущений в дозвуковом (а), звуковом (б) и сверхзвуковом (в) потоках газа

рому удовлетворяет потенциал скорости несжимаемой жидкости. Поэтому при обтекании дозвуковым потоком газа тонкого профиля с малым углом атаки задача приводится к задаче обтекания профиля несжимаемой жидкостью. Формулы пересчета согласно теории Праистгля—Глауэрта имеют вид для коэффициента давления

$$\bar{p} = \frac{\bar{p}_n}{\sqrt{1 - M_\infty^2}};$$

для коэффициента подъемной силы

$$c_y = \frac{c_{yn}}{\sqrt{1 - M_\infty^2}},$$

где индексом «н» отмечены параметры потока несжимаемой жидкости.

Течение при сверхзвуковых скоростях. Линеаризованное уравнение потенциала скорости (1.138) заменой переменных

$$x_1 = x; \quad y_1 = y\sqrt{M_\infty^2 - 1}$$

приводится к уравнению гиперболического типа

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y_1^2} = 0, \quad (1.139)$$

имеющему общее решение в переменных  $x, y$

$$\varphi = f(x - y\sqrt{M_\infty^2 - 1}) + g(x + y\sqrt{M_\infty^2 - 1}),$$

где  $f$  и  $g$  — произвольные функции.

Два семейства прямых, описываемых уравнениями

$$x \pm y\sqrt{M_\infty^2 - 1} = \text{const},$$

являются характеристиками уравнения (1.139), они совпадают с линиями возмущения линеаризованного потока.

**Сверхзвуковое обтекание малого угла, образованного плоскими стенками** (рис. 1.59). При таком течении из вершины угла выходит характеристика первого семейства, которая делит область те-

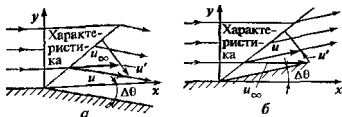


Рис. 1.59. Схемы обтекания сверхзвуковым потоком малого угла

$a$  — ускорение потока.  $b$  — торможение потока

чения на две части: невозмущенную и возмущенную. При обтекании выпуклого угла (рис. 1.59,  $a$ ) поток ускоряется, а при обтекании вогнутого — замедляется (рис. 1.59,  $b$ ).

**Обтекание тонкого профиля с заостренными кромками.** Задача может быть приближенно решена на основе линеаризованной теории. При этом плавный контур профиля заменяют ломаным (рис. 1.60) и последовательно решают задачу об изменении параметров потока при переходе через каждую линию возмущения, выходящую из точек излома. В результате получают следующие формулы для коэффициента давления

для верхней поверхности, заданной уравнением  $y_n = y_n(x)$ ,

$$\bar{p}_{\text{верх}} = -\frac{2\left(\alpha - \frac{dy_n}{dx}\right)}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}};$$

для нижней поверхности, заданной уравнением  $y_n = y_n(x)$ ,

$$\bar{p}_{\text{ниж}} = \frac{2\left(\alpha - \frac{dy_n}{dx}\right)}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}}.$$

где  $\alpha$  — угол атаки (рис. 1.60)

Коэффициент подъемной силы

$$c_y = \frac{4\alpha}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}}$$

Коэффициент волнового сопротивления

$$c_x = \frac{4\alpha^2}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}} + \frac{K\bar{c}^2}{\sqrt{M_\infty^2 - 1}},$$

где

$$K = 2 \int_0^1 \left[ \left( \frac{d\bar{y}_n}{d\bar{x}} \right)^2 + \left( \frac{d\bar{y}_b}{d\bar{x}} \right)^2 \right];$$

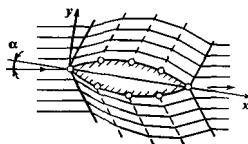


Рис. 1.60. Расчетная схема обтекания тонкого профиля линеаризованным сверхзвуковым потоком газа

$\bar{y}_n = y/b$ ;  $\bar{x} = x/b$ ;  $\bar{c} = c/b$ , причем  $c$  — максимальная толщина профиля,  $b$  — его хорда.

Момент сил давления относительно передней кромки

$$L_0 = c_m S b \cdot 0,5 \rho_{\infty} u_{\infty}^2,$$

где  $c_m$  — коэффициент момента,

$$c_m = 2\alpha \sqrt{M_{\infty}^2 - 1} + c_{m0};$$

здесь  $c_{m0}$  — коэффициент момента при нулевом угле атаки,

$$c_{m0} = \frac{2\bar{c}}{\sqrt{M_{\infty}^2 - 1}} \int_0^1 \left( \frac{d\bar{y}_n}{d\bar{x}} + \frac{d\bar{y}_B}{d\bar{x}} \right) \bar{x} d\bar{x};$$

$S$  — площадь, равная  $b \cdot 1$ .

Подробное изложение линейной теории обтекания профилей дано в [3, 55].

### 1.12.3. КОСЫЕ СКАЧКИ УПЛОТНЕНИЯ

При торможении сверхзвукового потока могут возникать поверхности разрыва, которые наклонены к вектору скорости под углом, отличным от прямого. Такие разрывы называются *косыми скачками уплотнения* (рис. 1.61) Расчетная система уравнений косого скачка включает в себя уравнения

неразрывности

$$\rho_1 u_{n1} = \rho_2 u_{n2}; \quad (1.140)$$

количества движения (импульса) в проекции на нормаль к фронту скачка

$$p_2 - p_1 = \rho_1 u_{n1} (u_{n1} - u_{n2}), \quad (1.141)$$

количества движения в проекции на направление, параллельное фронту скачка,

$$\rho_1 u_{n1} (u_{t1} - u_{t2}) = 0 \text{ или } u_{t1} = u_{t2};$$

энергии

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2}. \quad (1.142)$$

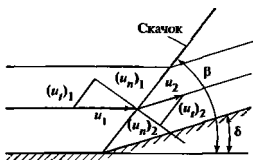


Рис. 1.61. Расчетная схема косого скачка уплотнения

Из этой системы выводятся соотношения между параметрами потока за скачком и перед ним:

для отношения давлений

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\kappa}{\kappa + 1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1};$$

отношения плотностей

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\kappa + 1) M_1^2 \sin^2 \beta}{2 + (\kappa - 1) M_1^2 \sin^2 \beta};$$

отношения температур

$$\frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{2\kappa}{\kappa + 1} M_1^2 \sin^2 \beta - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right) \times \left( \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} + \frac{2}{\kappa + 1} \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \beta} \right);$$

отношения давлений торможения

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \left[ \frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)} \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \times \frac{1}{\left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} - \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \beta} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \times M_1^2 \sin^2 \beta} \times \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2 \sin^2 \beta \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}; \quad (1.143)$$

разности значений энтропии

$$s_2 - s_1 = \frac{R}{\kappa - 1} \times \ln \left[ \left( \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right)^{\kappa + 1} \left( \frac{2\kappa}{\kappa - 1} M_1^2 \sin^2 \beta - 1 \right) \times \left( \frac{2}{\kappa - 1} \frac{1}{M_1^2 \sin^2 \beta} - 1 \right) \right]^{\kappa};$$

Последняя формула показывает, что переход через косой скачок не является изэнтропийным и сопровождается потерями механической энергии.

Связь между углом наклона фронта скачка  $\beta$  и углом поворота потока в скачке  $\delta$  определяется формулой

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{ctg} \beta - \frac{M_1^2 \sin^2 \beta - 1}{1 + M_1^2 \left( \frac{\kappa + 1}{2} - \sin^2 \beta \right)}, \quad (1.144)$$

из которой следует, что кривая  $\delta(\beta)$  имеет максимум, т.е. существует угол наклона скачка  $\beta_m$ , соответствующий максимально возможному отклоне-

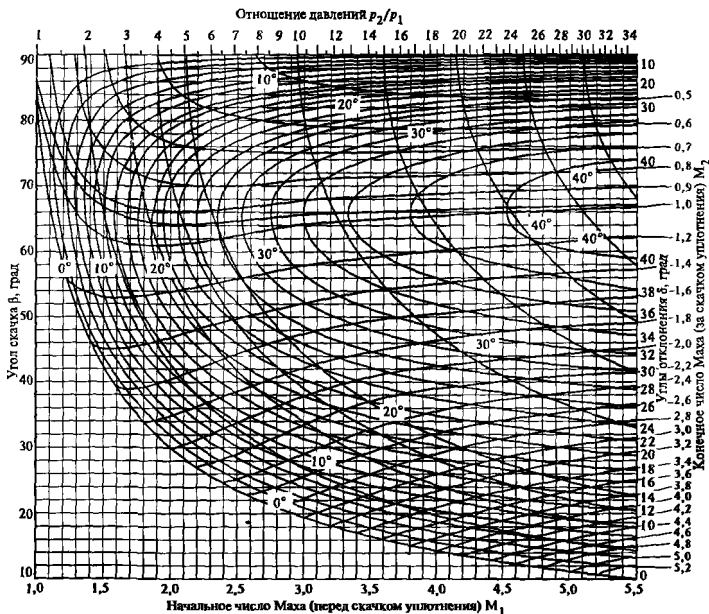


Рис. 1.62. Расчетная диаграмма косых скачков уплотнения

нию потока в скачке  $\delta_m$ . Значения  $\beta_m$  определяют из уравнения

$$\sin^2 \beta_m = \frac{1}{\kappa M_1^2} \left[ \frac{\kappa + 1}{4} M_1^2 - 1 + \sqrt{(\kappa + 1) \left( 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2 + \frac{\kappa + 1}{16} M_1^4 \right)} \right]$$

Кроме того, из зависимости (1.144) следует, что каждому значению  $\beta$  отвечают два значения  $\beta$ . Скорость потока за скачком  $M_2$  связана со скоростью  $M_1$  перед скачком соотношением

$$M_2^2 = \frac{M_1^2 + \frac{2}{\kappa - 1}}{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} M_1^2 \sin^2 \beta - 1} + \frac{M_1^2 \sin^2 \beta}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} M_1^2 \sin^2 \beta} \quad (1.145)$$

откуда следует, что для каждого значения  $M_1$  существует некоторое значение  $\beta = \beta_*$ , при котором  $M_2 = 1$ . При  $\beta < \beta_*$  поток за скачком остается сверхзвуковым (слабые скачки), при  $\beta > \beta_*$  он будет дозвуковым (сильные скачки). Для определения  $\beta_*$  служит уравнение

$$\sin^2 \beta_* = \frac{1}{\kappa M_1^2} \left[ \frac{\kappa + 1}{4} M_1^2 - \frac{3 - \kappa}{4} + \sqrt{(\kappa + 1) \left( \frac{9 + \kappa}{16} - \frac{3 - \kappa}{8} M_1^2 + \frac{\kappa + 1}{16} M_1^4 \right)} \right]$$

Номограмма для расчета параметров косых скачков приведена на рис. 1.62.

Возможно иное графическое представление уравнений косого скачка уплотнения — в виде так называемой ударной поляр. Изложение этого метода см. в [3, 31, 43, 55]

### 1.12.4. ОСНОВЫ МЕТОДОВ РАСЧЕТА ПЛОСКИХ ДОЗВУКОВЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА

При наличии в газовом потоке возмущений, которые не могут считаться малыми, решения конкретных задач должны основываться на уравнениях (1.134) или (1.136). Нелинейность этих уравнений создаст значительные трудности в получении решений. С.А. Чаплыгин предложил в 1904 г. метод точной линеаризации уравнений плоского движения газа при дозвуковых скоростях. Исходными в этом методе являются выражения для потенциала скорости и функции тока:

$$u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial y}; \quad (1.146)$$

$$u_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial x},$$

а также уравнение неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u_y) = 0. \quad (1.147)$$

В качестве независимых переменных выбираются полярные координаты в плоскости годографа  $u$  и  $\theta$ , где  $u_x = u \cos \theta$ ;  $u_y = u \sin \theta$ .

Путем ряда преобразований уравнения (1.146) и (1.147) приводятся к виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial u} &= -\frac{\rho_0}{\rho} (1 - M^2) \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}; \\ \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} &= u \frac{\rho_0}{\rho} \frac{\partial \Psi}{\partial u}. \end{aligned} \right\} \quad (1.148)$$

Эти уравнения описывают движение в плоскости годографа и являются линейными.

С.А. Чаплыгиным указан приближенный метод их решения, основанный на линейной аппроксимации зависимости  $\bar{\rho}(M^2)$  [3, 43]. Использование этого метода позволяет получить связь между коэффициентами давления на крыловом профиле, обтекаемом сжимаемой и несжимаемой жидкостями, — формулу Кармана—Цзяна

$$\bar{p} = \frac{\bar{p}_н}{\sqrt{1 - M_\infty^2} + \frac{1}{2} \frac{M_\infty^2}{1 + \sqrt{1 - M_\infty^2}}} \bar{p}_н.$$

Разработаны и другие приближенные методы учета сжимаемости при обтекании крыловых профилей и решеток [3, 31, 43, 55, 76].

Согласно методу С.А. Христиановича вводится новая переменная

$$s = \int \sqrt{\frac{1 - \lambda^2}{1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2}} d\lambda,$$

которая позволяет привести уравнения Чаплыгина к виду

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \theta} = \sqrt{k} \frac{\partial \Psi}{\partial s}; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial s} = -\sqrt{k} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}. \quad (1.149)$$

где

$$k = \frac{1 - \lambda^2}{\left(1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \lambda^2\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} = (1 - M^2) \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{2}{\kappa - 1}}$$

В диапазоне  $0 < M < 0,6$  значение  $k$  мало отличается от единицы, а значит, уравнения (1.149) переходят в уравнения Коши—Римана (1.74) и к ним могут быть применены методы теории потенциальных течений несжимаемой жидкости. При иных значениях  $M$  в первом приближении полагают  $k = -k(M_\infty) = \text{const}$  и включают  $k_\infty$  в функцию тока. Тогда опять получают уравнение Коши—Римана и задача сводится к построению потенциального течения несжимаемой жидкости. Подробно изложено метода С.А. Христиановича дано в [3].

### 1.12.5. СВЕРХЗВУКОВЫЕ ТЕЧЕНИЯ. МЕТОД ХАРАКТЕРИСТИК

В плоском сверхзвуковом потоке газа с неоднородным полем скоростей линии возмущения в разных точках имеют различные направления, поскольку эти направления определяются формулой

$$\sin \alpha = 1/M.$$

Кривая  $y = y(x)$ , в каждой точке которой касательная образует с вектором скорости угол  $\alpha$ , называется *характеристикой*. Так как в каждой точке существуют два направления линий возмущения (см. рис. 1.58, в), то из каждой точки плоского потенциального сверхзвукового потока выходят две характеристики. Применительно к схеме, показанной на рис. 1.63, можно написать

$$\text{tg } \alpha = \text{tg}(\gamma - \theta). \quad (1.150)$$



Рис. 1.63. Характеристики (линии возмущения) плоского сверхзвукового потока

Поскольку

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} = \frac{1}{\sqrt{u^2/a^2 - 1}};$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{dy}{dx}; \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{u_y}{u_x},$$

(1.150) приводится к виду

$$(u_y^2 - a^2) \left( \frac{dy}{dx} \right)^2 - 2u_x u_y \frac{dy}{dx} + (u_x^2 - a^2) = 0.$$

Это уравнение имеет решение

$$\frac{dy}{dx} = \frac{u_x u_y \pm a \sqrt{u^2 - a^2}}{u_x^2 - a^2}. \quad (1.151)$$

Так как  $u > a$ , то (1.151) определяет два направления действительных характеристик в каждой точке плоского сверхзвукового потока, для которых

$$\frac{dy}{dx} = \operatorname{tg}(\theta \pm \alpha) \quad (1.152)$$

Из (1.152) следует, что характеристики каждого из семейств образуют с вектором скорости угол  $\alpha$  (рис. 1.63). Семейство, которому в уравнениях (1.151) и (1.152) соответствует знак «+», будем называть первым, а семейство, которому соответствует «-», — вторым

Рассматривая течение в плоскости годографа скорости, т.е. в координатах  $u_x$ ,  $u_y$ , можно показать, что вдоль характеристик выполняется дифференциальное соотношение

$$\frac{du_y}{du_x} = \frac{a^2 - u_x^2}{u_x u_y \pm a \sqrt{u_x^2 + u_y^2 - a^2}}. \quad (1.153)$$

Если перейти к полярным координатам  $u$  и  $\theta$  ( $u_x = u \cos \theta$ ,  $u_y = u \sin \theta$ ), то (1.153) можно проинтегрировать и получить уравнение

$$\theta = \pm \left[ \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (M^2 - 1) - \operatorname{arctg} \sqrt{M^2 - 1} \right] + C, \quad (1.154)$$

или

$$\theta = \pm \left[ \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \frac{\lambda^2 - 1}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\lambda^2 - 1}{1 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \lambda^2}} \right] + C, \quad (1.155)$$

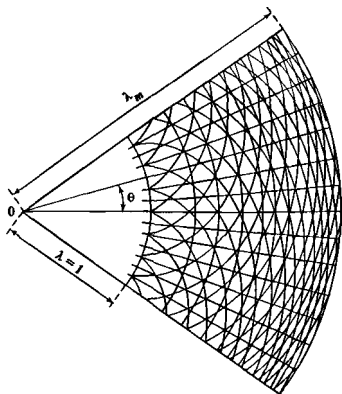


Рис. 1.64. Диаграмма характеристик (эпициклоид) в плоскости годографа скорости

или

$$\theta = \pm \left[ \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \operatorname{ctg} \alpha \right) + \alpha \right] + C_1. \quad (1.156)$$

Уравнениями (1.154)—(1.156) описываются два семейства эпициклоид, которые являются изображениями характеристик в плоскости годографа скорости. Эти два семейства образуют диаграмму характеристик (рис. 1.64), которую удобно использовать для графоаналитического расчета плоских сверхзвуковых потоков.

Используя (1.151) и (1.153), можно показать, что характеристики 1-го семейства в плоскости течения нормальны к характеристикам (эпициклоидам) 2-го семейства в соответствующих точках плоскости годографа, а характеристики 2-го семейства ортогональны эпициклоидам 1-го семейства

В плоскости годографа все сверхзвуковые потоки изображаются в кольцевой области  $a_* < u < a_* \sqrt{(\kappa+1)/(\kappa-1)}$  или  $1 < \lambda < \sqrt{(\kappa+1)/(\kappa-1)}$

В этой кольцевой области вдоль радиусов сохраняется постоянный угол  $\theta$  наклона вектора скорости к оси  $x$ , а вдоль концентрических окружностей — постоянный модуль скорости  $u$ . Как следует из (1.155), на окружности радиусом  $\lambda = 1$  угол  $\theta = C$ , т.е. постоянная  $C$  есть начальное значение угла  $\theta$

В графоаналитическом способе расчета плоских сверхзвуковых течений используется диаграмма характеристик [54], нанесенных в секторе с центральным углом  $70^\circ$  (рис. 1.64) между окружностями радиусами  $\lambda = 1$  и  $\lambda_m = \sqrt{(\kappa+1)/(\kappa-1)}$ .

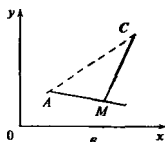
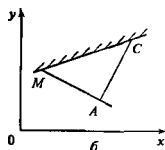
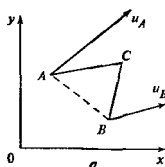


Рис. 1.65. Схемы к графическому решению элементарных задач методом характеристик

Для краткости обозначим  $f(\lambda)$  выражение в скобке (1.155) и будем эту формулу использовать в виде

$$\theta = +f(\lambda) + \mu \quad (1.155 \text{ а})$$

для 1-го семейства и

$$\theta = -f(\lambda) + \nu \quad (1.155 \text{ б})$$

для 2-го семейства характеристик.

С помощью характеристик можно решать любые задачи расчета плоских потенциальных сверхзвуковых потоков. Основными в таких расчетах являются три элементарные задачи, которые можно решать графоаналитическими приемами с помощью сетки эпициклоид или аналитически с использованием вычислительных методов. Здесь приводится только принципиальная схема таких решений.

**Задача «а».** Заданы скорости  $u_A(u_{Ax}, u_{Ay})$  и  $u_B(u_{Bx}, u_{By})$  соответственно в точках  $A$  и  $B$ , не лежащих на одной характеристике. Необходимо найти скорость в точке  $C$ , лежащей на пересечении характеристик разных семейств, выходящих из точек  $A$  и  $B$  (рис. 1.65, а).

**Решение.** Примем ввиду близости точек  $A$  и  $B$  отрезки характеристик  $AC$  и  $BC$  за прямые, наклон которых к оси  $x$  определяется параметрами потока в исходных точках.

Уравнения направлений отрезков  $AC$  и  $BC$  согласно (1.152) запишем в конечных разностях:

$$\frac{y_C - y_A}{x_C - x_A} = \operatorname{tg}(\theta_A - \alpha_A); \quad (1.157)$$

$$\frac{y_C - y_B}{x_C - x_B} = \operatorname{tg}(\theta_B + \alpha_B), \quad (1.158)$$

где

$$\theta = \operatorname{arctg} \frac{u_y}{u_x}; \quad \alpha = \arcsin \frac{a}{u},$$

$$u = \sqrt{u_x^2 + u_y^2}; \quad a^2 = a_0^2 - \frac{k-1}{2} u^2.$$

Здесь все величины, кроме  $x_C$ ,  $y_C$  заданы в условии задачи. Решая совместно (1.157) и (1.158), найдем координаты точки  $C$ .

Далее запишем соотношения на характеристике 2-го семейства  $AC$

$$\theta_C = -f(\lambda_C) + \nu_C; \quad (1.159)$$

на характеристике 1-го семейства  $BC$

$$\theta_C = f(\lambda_C) + \mu_C. \quad (1.160)$$

Известно, что  $\mu_C = \mu_B$  и  $\nu_C = \nu_A$ , а  $\mu_B$  и  $\nu_A$  определяются из соотношений на характеристиках, записанных для точек  $A$  и  $B$ .

Решая совместно (1.159) и (1.160), находим  $\theta_C$  и  $\lambda_C$ . Затем по известным изопрошическим формулам находим все остальные параметры течения в точке  $C$ .

**Задача «б».** Твердая граница области течения задана уравнением  $y = F(x)$  (рис. 1.65, б). Известны также параметры потока в точке  $A$ , лежащей вблизи стенки. Необходимо найти координаты и параметры потока в точке  $C$ , являющейся пересечением стенки и характеристики (1-го или 2-го семейства), проходящих через точку  $A$ .

Для решения учтем, что стенка является линией тока и вектор скорости касателен к ней в каждой точке. Записываем уравнения:

направления характеристики, выходящей из точки  $A$ ,

$$\frac{y_C - y_A}{x_C - x_A} = \operatorname{tg}(\theta_A + \alpha_A); \quad (1.161)$$

координат точки, лежащей на стенке

$$y_C = F(x_C), \quad (1.162)$$

где  $\theta_A$  и  $\alpha_A$  определены по известным формулам.

Решая (1.161) и (1.162) совместно, находим  $x_C$  и  $y_C$ . Для точки  $C$ , принадлежащей характеристике  $AC$ , можно записать

$$\theta_C = f(\lambda_C) + \mu_C. \quad (1.163)$$



Здесь  $\mu_C = \mu_A$  определяется как в задаче «а», а  $\theta_C =$   
 $= \operatorname{arctg} \left( \frac{dF}{dx} \right)_C$  — по заданному уравнению стенки

Следовательно, в уравнении (1.163) неизвестна только величина  $\lambda_C$ , которую можно найти, решив трансцендентное уравнение.

**Задача «в».** Заданы параметры потока в точке  $A$ , лежащей на свободной поверхности струи газа, форма которой неизвестна, но на ней задано постоянное давление. Кроме того, параметры известны в точке  $M$ , лежащей в поле течения вблизи точки  $A$  (рис. 1.65, в). Необходимо найти координаты и параметры потока в точке  $C$ , лежащей на пересечении свободной поверхности и характеристики одного из семейств, выходящей из точки  $M$ .

Проведем из точки  $A$  отрезок прямой по направлению скорости в этой точке и будем считать его отрезком свободной границы. Из точки  $M$  проведем прямой отрезок характеристики до пересечения с отрезком свободной поверхности в точке  $C$ . Очевидно, справедливы следующие уравнения:

направления отрезка  $AC$

$$\frac{y_C - y_A}{x_C - x_A} = \operatorname{tg} \theta_A,$$

направления характеристики  $MC$

$$\frac{y_C - y_M}{x_C - x_M} = \operatorname{tg}(\theta_M + \alpha_M)$$

В этих уравнениях неизвестны только координаты  $x_C$ ,  $y_C$ , которые находятся совместным решением двух последних уравнений. Для точки  $C$  можно записать

$$\theta_C = f(\lambda_C) + \mu_C \quad (1.164)$$

Здесь  $\mu_C = \mu_M$  и  $\lambda_C = \lambda_A$ , поскольку точки  $A$  и  $C$  лежат на свободной границе с постоянным давлением и согласно уравнению Бернулли скорость на ней постоянна. Следовательно, из (1.164) можно найти  $\theta_C$ , а значит, и направление линии свободной границы, являющейся линией тока.

Необходимо иметь в виду, что параметры потока, определенные в результате решения задач «а», «б», «в» являются лишь первым приближением искомых значений. Уточнить расчет можно последовательными приближениями. Так, отыскав точку  $C$  и определив для нее параметры течения, можно вычислить их средние значения между точками  $A$  и  $C$  и найти тем же способом новую точку  $C'$ , параметры для которой будут служить вторым приближением, и т.д. Комбинируя решения элементарных задач «а», «б», «в», рассчитываем поле течения произвольного плоского сверхзвукового потока, в котором не образовались скачки уплотнения

## 1.12.6. ПРОСТЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХЗВУКОВЫХ ПОТОКАХ

Равномерный в бесконечности сверхзвуковой поток переходит в неравномерный поток с криволинейными характеристиками, который называют течением общего вида. Сопряжение равномерного потока с течением общего вида осуществляется через ограниченные области, в которых одно из семейств характеристик является семейством прямых. Такие области называются *простыми волнами*.

Поле скоростей в простой волне может быть рассчитано методом характеристик с упрощениями, вытекающими из прямолинейности одного из семейств характеристик.

При обтекании выпуклой прямолинейной стенки (рис. 1.66, а) образуется простая волна расширения (ПВР), в которой поток ускоряется. При обтекании вогнутой стенки возникает простая волна сжатия (ПВС), в которой поток тормозится (рис. 1.66, б). Если кривизна вогнутой стенки достаточна, то прямоллинейные линии возмущения могут смыкаться и в результате наложения малых возмущений образуется конечный разрыв, т.е. косой скачок уплотнения  $C$ . В пределе, если криволинейный участок стенки вырождается в точку излома, образуется плоский косой скачок уплотнения

При обтекании равномерным потоком внешнего тупого угла (рис. 1.67) образуется простая центрированная волна (ПЦВ), или течение Прандтля—Майера. Для этого течения уравнения движения газа допускают точное решение (см. [3, 43]).

Комбинируя частные режимы течений и используя решения рассмотренных в п. 1.12.5 типовых задач, строим поле скоростей и определяем

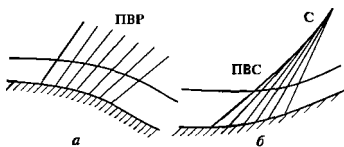


Рис. 1.66. Простые волны в сверхзвуковом потоке  
 а — простая волна расширения (ПВР); б — простая волна сжатия (ПВС), С — скачок уплотнения

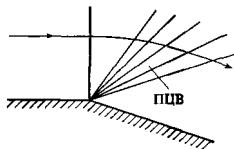


Рис. 1.67. Простая центрированная волна (течение Прандтля—Майера)

другие параметры сверхзвукового потока в плоских каналах произвольной формы, в свободной сверхзвуковой струе и т. п. [3, 43, 54]

Метод характеристик, основы которого применительно к потенциальным течениям изложены в п. 1.12.5, имеет широкую область применения. Так, с соответствующими изменениями он применим для осесимметричных потенциальных течений [43]. Для плоских и осесимметричных вихревых течений уравнения сверхзвукового потока газа обладают тремя семействами характеристик, одну из которых есть семейство линий тока. Дифференциальные соотношения на характеристиках в конечном виде для этих случаев не интегрируются, и тогда эффективным методом расчета является конечно-разностный метод, ориентированный на применение ЭВМ. Изложение основ такого метода использования характеристик можно найти в [6, 17].

О применении численных методов к прикладным задачам механики жидкости и газа см. в [6, 17, 27, 33, 40, 64, 68], а также в справочной серии, книга 1, разд. 5

## 1.13. ГИДРОСТАТИКА ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМ

### 1.13.1. ПОВЕРХНОСТНАЯ ЭНЕРГИЯ И ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ

*Двухфазные (парожидкостные или газожидкостные) системы* в инженерных расчетах рассматриваются обычно как пространственные области сплошной среды (фазы), разделенные межфазными границами, которые интерпретируются как геометрические поверхности. Реальные границы раздела фаз — это тонкие переходные слои сложной структуры. Молекулы, составляющие переходный слой, взаимодействуют с молекулами обеих граничащих фаз, в силу чего свойства переходного слоя отличаются от свойств вещества в объемах фаз. Поэтому при интерпретации границы раздела фаз как геометрической поверхности ей приписываются некоторые феноменологические свойства.

Образование новой поверхности раздела фаз сопряжено с затратой работы на перевод части молекул из объемов фаз в поверхностный переходный слой. В изотермических условиях работа образования элемента поверхности раздела фаз  $dF$  равна приращению свободной энергии поверхности  $dU_F$  (см. п. 2.7.5):

$$dU_F = \sigma dF,$$

где  $\sigma$  — в общем случае удельная свободная энергия (или энергия Гельмгольца) поверхности раздела фаз, Дж/м<sup>2</sup> или Н/м.

Для границы раздела двух текучих фаз (жидкость — газ, две несмешивающиеся жидкости) эта величина тождественна коэффициенту поверхностного натяжения жидкости, т.е. выступает как сила, действующая по касательной к границе и приходящаяся на единицу длины линии раздела поверхности [38]. Значения удельной свободной энергии поверхности твердого тела на границе с жидкостью  $\sigma_{тж}$  или с газом  $\sigma_{тг}$  не тождественны соответствующим коэффициентам поверхностного натяжения [28].

В п. 2.7.5 настоящей книги определены внутренняя энергия и энтропия поверхности раздела фаз. Из (2.140) следует, что  $(d\sigma/dT) < 0$ , т.е. удельная свободная поверхностная энергия уменьшается с ростом температуры. В парожидкостных системах при критической температуре различие фаз исчезает, так что  $\sigma = 0$  при  $T = T_{кр}$ .

Точных теоретических формул для расчета коэффициента поверхностного натяжения жидкостей не существует. Некоторые методы опытного определения  $\sigma$  описаны в п. 7.1.3 и в [38]. Эмпирические зависимости  $\sigma$  от температуры приводятся в [63]. Простейшим является соотношение, полученное на основе теории соответственных состояний,

$$\sigma = \sigma_0 (1 - T/T_{кр})^n, \quad (1.165)$$

где  $\sigma_0$  определяется из эксперимента при какой-либо одной температуре. Показатель степени  $n$ , строго говоря, индивидуален для каждого вещества и определяется экспериментально. В отсутствие опытной информации рекомендуется принимать  $n = 11/9$ . В табл. 1.13 приводятся значения  $\sigma$  для ряда технически важных жидкостей (на границе с собственным паром) в широком диапазоне температур. Формула (1.165) может использоваться для интерполяции и (с меньшей надежностью) для экстраполяции данных этой таблицы. Для воды таблица значений поверхностного натяжения, приводимая здесь как часть табл. 1.13, утверждена в декабре 1976 г. Исполнительным комитетом Международной организации по свойствам воды и водяного пара [13]. Этим же Комитетом принято интерполяционное уравнение для расчета  $\sigma$  воды:

$$\sigma = 235,8 \cdot 10^{-3} \left(1 - \frac{T}{T_{кр}}\right)^{1,256} \times \left(1 - 0,625 \frac{T_{кр} - T}{T_{кр}}\right). \quad (1.165a)$$

Для щелочных металлов на основе выполненных в МЭИ в 1985—1986 г. исследований (Д. Л. Тимрот и др.) рекомендуются следующие расчетные формулы:

Таблица 1.13. Коэффициент поверхностного натяжения некоторых жидкостей на границе с насыщенным паром

Жидкость	Температура, К	$\sigma, 10^{-3}$ Н/м	Жидкость	Температура, К	$\sigma, 10^{-3}$ Н/м	Жидкость	Температура, К	$\sigma, 10^{-3}$ Н/м	
Гелий [74]	4,2	0,09	Фреон 22 [12]	223,15	19,9	Вода [13]	503,15	30,77	
	4,0	0,12		193,15	24,8		493,15	33,10	
	3,5	0,17		173,15	28,1		483,15	35,41	
	2,5	0,27	Фреон 113 [7]	373,15	10,30		473,15	37,69	
	2,19	0,29		353,15	12,45		463,15	39,95	
	2,0	0,31		333,15	14,42		453,15	42,19	
	1,4	0,34		313,15	16,83		443,15	44,40	
1,0	0,345	293,15	19,22	433,15	46,58				
Водород (параводород) [74]	31	0,27	273,15	21,52	423,15		48,74		
	28	0,71	Фреон С318 [7]	353,15	2,26		413,15	50,85	
	25	1,17		333,15	4,02		403,15	52,93	
	22	1,65		313,15	5,88		393,15	54,96	
	20	1,97		293,15	7,84		383,15	56,96	
	17	2,40		273,15	9,81		373,15	58,91	
	14	2,96		253,15	11,77	363,15	60,82		
28	4,48	233,15		14,12	353,15	62,67			
Неон [74]	26	5,15	Этанол [12]	513,15	0,1	343,15	64,47		
	24	5,90		473,15	4,3	333,15	66,24		
	Азот [74]	120		0,65	423,15	10,1	323,15	67,94	
110		2,22		373,15	15,5	313,15	69,60		
100		4,06		353,15	17,3	303,15	71,20		
90		6,10		323,15	20,1	293,15	72,75		
80		8,28		273,15	24,4	283,15	74,23		
70		10,58		423,15	48,8	278,15	74,95		
65		11,77		373,15	54,2	273,16	75,64		
Кислород [74]	130	4,35		Глицерин [12]	323,15	58,0	Натрий [12]	1773	57,8
	110	8,3			293,15	59,4		1473	87,8
	100	11,0		Топливо Т-1 (керосин) [12]	573,15	5,76		1273	107,8
	90	13,4			473,15	11,8		1073	127,8
	80	15,7			373,15	19,6		873	147,8
	70	18,3	323,15		24,0	673		167,8	
	65	19,4	273,15		28,7	473		187,8	
Метан [74]	114,6	12,43	223,15		33,7	373		197,8	
	105,7	14,02	647,15	0,00	Калий [12]	1773		14,2	
	95,3	16,14	643,15	0,45		1473		34,0	
	90,9	16,98	638,15	1,13		1273		47,2	
Аргон [74]	145	0,57	633,15	1,90		1073		60,4	
	130	2,99	628,15	2,75		873		73,6	
	110	7,10	623,15	3,65		673		86,8	
	90	11,8	618,15	4,60		473	100		
Фреон 12 [12]	303,15	7,5	613,15	5,59	373	106,6			
	293,15	9,0	603,15	7,66	Литий [12]	1773	223		
	283,15	11,0	593,15	9,81		1473	255		
	273,15	12,0	583,15	12,04		1273	283		
	243,15	16,7	573,15	14,30		1073	311		
Фреон 22 [12]	358,15	0,7	563,15	16,61		873	339		
	343,15	2,1	553,15	18,94		673	367		
	328,15	3,9	543,15	21,30		473	395		
	303,15	7,2	533,15	23,67	Ртуть [24]	293,15	475		
	273,15	11,7	523,15	26,06					
	253,15	15,0	513,15	28,42					

Таблица 1.14. Параметры для расчета поверхностного натяжения по формуле (1.165) шести озонобезопасных фреонов [99]

Вещество	$\sigma_0 \cdot 10^{-3}$ Н/м	$n$	$T_{кр}$ , К	Стандартное отклонение, $10^{-3}$ Н/м
Фреон 123	58,33	1,264	456,86	0,12
Фреон 134a	55,37	1,208	374,30	0,04
Фреон 142в	55,09	1,213	410,29	0,06
Фреон 152a	59,05	1,220	386,44	0,03
Фреон 225ca	53,06	1,259	478	0,07
Фреон 225cb	52,73	1,206	484	0,08

для натрия (99,999 %) в интервале

$$T = 464 - 1114 K;$$

$$\sigma = [212 - 0,095(T - 273,15)]10^{-3};$$

для калия (99,999 %) в интервале

$$T = 340 - 1302 K;$$

$$\sigma = [115 - 0,0676(T - 337,15)]10^{-3}.$$

В [99] результаты измерения (двумя различными методами) поверхностного натяжения шести новых озонобезопасных фреонов представлены в форме уравнения (1.165) В табл. 1.14 дана необходимая информация об этих результатах.

На границе раздела двух текучих сред поверхностное натяжение обуславливает скачок давления в соприкасающихся фазах, пропорциональный средней кривизне поверхности раздела,

$$p_1 - p_2 = 2\sigma H. \quad (1.166)$$

Это соотношение называется формулой Лапласа. Средняя кривизна поверхности раздела фаз  $H$  выражается через радиусы кривизны главных нормальных сечений  $R_1$  и  $R_2$ :

$$H = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

и в общем случае определяется через дифференциальные формы Гаусса [24]. В частности, если поверхность раздела задана в декартовой системе координат в явном виде  $z = f(x, y)$ , то  $2H =$

$= \operatorname{div} \left[ \nabla f / \sqrt{1 + (\nabla f)^2} \right]$ . Для сферической поверхности раздела  $R_1 = R_2 = R$  и лапласовский скачок давления выражается как

$$p_1 - p_2 = 2\sigma/R. \quad (1.66 \text{ а})$$

Большее давление имеет место со стороны той фазы, к которой поверхность раздела обращена выпуклостью.

### 1.13.2. УСЛОВИЯ СМАЧИВАНИЯ ЖИДКОСТЬЮ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При контакте трех фаз твердой, жидкой и газовой (рис. 1.68) в точке контакта устанавливается определенный угол  $\theta$  между твердой поверхностью и касательной к поверхности раздела газ — жидкость. Этот угол называется *краевой углом смачивания* или просто *краевым углом*. Из условия минимума свободной поверхностной энергии [51] получается соотношение, известное как формула Юнга:

$$\cos \theta = (\sigma_{TГ} - \sigma_{TЖ}) / \sigma \quad (1.167)$$

При  $\theta = 0$  имеет место абсолютная смачиваемость поверхности жидкостью, при  $\theta = \pi$  — абсолютная несмачиваемость. Принято считать поверхность *гидрофильной* (смачиваемой), если данная жидкость образует на ней угол  $\theta < (\pi/2)$ ; при  $\theta > (\pi/2)$  поверхность считается *гидрофобной*. Жидкие щелочные металлы (при температурах, близких к температуре кипения при атмосферном давлении) и криожидкости смачивают металлические поверхности почти абсолютно (краевой угол близок к нулю). Гидрофобны по отношению к воде и к ряду других жидкостей парафин, фторопласт (тефлон). В табл. 1.15 приведены значения  $\theta$  для некоторых сочетаний жидкость — твердое вещество. Краевой угол смачивания весьма чувствителен к таким трудно контролируемым факторам, как шероховатость твердой поверхности, присутствие на ней или в жидкости посторонних примесей, особенно поверхностно-активных веществ. Увеличение шероховатости твердой поверхности увеличивает ее смачиваемость, т.е. снижает значение  $\theta$  [51]. Для отдельных сочетаний твердое тело — жидкость в определенном интервале температур наблюдается зависимость  $\theta$  от температуры. В общем случае на гидрофильных поверхностях увеличение температуры приводит к улучшению смачиваемости (уменьшению  $\theta$ ), а на гидрофобных — к ухудшению смачиваемости (увеличению  $\theta$ ) [35]. Краевой угол зависит также от того, «натекает» ли жидкость на поверхность или «оттекает» с нее («гистерезис» смачивания).

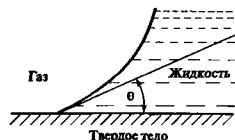


Рис. 1.68. Граница раздела трех фаз

Таблица 1.15. Красной угол смачивания для различных сочетаний жидкость — твердое вещество

Жидкость	Твердое вещество	$\theta$ , град
Вода* [24, 35]	Стекло	0
	Сталь	70—90
	Парафин	106
	Тефлон	108
	Поливинилфторид	80
Глицерин*[35]	Тефлон	100
	Поливинилфторид	66
Бензол* [35]	Тефлон	46
	Поливинилфторид	7
Ртуть* [24]	Стекло	128—148
Водород** [24]	Стекло	0
	Сталь	0
Азот** [24, 29]	Стекло	0
	Сталь	0
	Алюминий	7
	Тефлон	7,5—10,5
Кислород** [24, 29]	Стекло	0
	Сталь	0
	Платина	1,5
	Тефлон	5,0—7,0

\* В воздушной среде

\*\* В среде собственного пара

### 1.13.3. УРАВНЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ФАЗ

Для газожидкостной системы, находящейся в состоянии равновесия, в каждой из соприкасающихся фаз выполняются уравнения гидростатики (1.18), а для каждой точки поверхности раздела, определяемой радиусом-вектором  $r$ , справедлива формула Лапласа (1.166). Из этих соотношений выводится основное уравнение гидростатического равновесия газожидкостной системы

$$2\sigma H(r) = (\rho' - \rho'')\Phi(r) + \text{const}, \quad (1.168)$$

где  $\Phi$  — потенциал массовых сил,  $\rho'$  и  $\rho''$  — плотности жидкости и газа соответственно.

Поскольку кривизна  $H$  является дифференциальным оператором, то (1.168) — дифференциальное уравнение, интеграл которого определяет форму поверхности раздела фаз. В качестве граничных условий обычно используются соотношение (1.167) и, например, объем области, ограниченной поверхностью раздела фаз и поверхностью сосуда

В наиболее практически важных осесимметричных задачах на жидкость действуют однородное гравитационное поле интенсивности  $g$ , направленное вдоль оси  $z$ , а также поле центробежных сил, вызванное равномерным вращением всей газожидко-

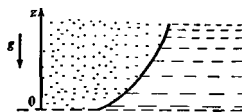


Рис. 1.69. Участок границы раздела газа и жидкости в поле тяжести

стой системы вокруг той же оси с угловой скоростью  $\omega$ . В этом случае потенциал массовых сил

$$\Phi = gz - \frac{1}{2} \omega^2 r^2,$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  — расстояние до оси вращения. В покоящейся системе  $\Phi = gz$  и уравнение (1.168) принимает вид

$$2\sigma H(z) = \pm g(\rho' - \rho'')z + C_1. \quad (1.169)$$

При такой записи  $H(z)$  — кривизна на уровне  $z$ . Знак «+» в правой части соответствует положению фаз на рис. 1.69; если на этом рисунке поменять местами фазы (или направить ось  $z$  вниз), то следует брать знак «-». Константа  $C_1$  в уравнении равновесия при этом имеет смысл перепада давления на некотором «нулевом» уровне, т.е.  $C_1 = 2\sigma H(0)$ . Для покоящейся системы с характерным размером  $L$  из (1.169) получают масштабы сил тяжести  $f_K = g(\rho' - \rho'')L$  и сил поверхностного натяжения  $f_\sigma = \sigma/L$ . Мерой отношения этих сил служит число Бонда

$$Bo = \frac{f_K}{f_\sigma} = g(\rho' - \rho'')L^2 / \sigma.$$

Условие  $Bo = 1$  определяет линейный размер области  $b$ , при котором указанные силы равны.

$$b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}. \quad (1.170)$$

Эта величина называется капиллярной постоянной

В земных условиях при  $\rho \ll \rho_{\text{жп}}$  для большинства жидкостей  $b = (1-3)10^{-3}$  м. В условиях космического полета по круговой орбите высотой 240 км суммарное ускорение составляет примерно  $10^{-5}$  земного [24]. В этих условиях  $b \approx 0,3-1,0$  м. В общем случае учет сил поверхностного натяжения в равновесных газожидкостных системах необходим, если характерный размер системы  $L \leq b$

Уравнение (1.169) путем деления всех членов на  $\sqrt{\sigma g(\rho' - \rho'')}$  приводится к безразмерному виду:

$$2\bar{H}(\bar{z}) = \pm \bar{z} + \bar{C}_2, \quad (1.169a)$$

где  $\bar{H} = bH$ ;  $\bar{z} = z/b$ ;  $\bar{C}_2 = 2H(0)b$ .

### 1.13.4. ВЫСОТА ПОДЪЕМА ЖИДКОСТИ В КАПИЛЛЯРАХ

Трубки диаметром  $d_k < b$  называются капиллярами. В капилляре, опущенном в жидкость (рис 1.70), уровень жидкости выше, чем в большом сосуде, если стенки капилляра смачиваются этой жидкостью; если стенки капилляра не смачиваются, то жидкость в нем опускается. В капиллярах силы поверхностного натяжения превосходят силы тяжести, поэтому поверхность раздела газ — жидкость (поверхность мениска жидкости в капилляре) близка к сферической. Для этой поверхности

$$2H = 2/R,$$

где  $R$  — радиус кривизны мениска

Из уравнения (1.130) следует

$$2\sigma H = g(\rho' - \rho'')b,$$

либо  $C_1 = 2\sigma H(0) = 0$ . Из рис. 1.70, б видно, что радиус кривизны  $R = d_k / (2 \cos \theta)$ , т.е. высота подъема жидкости в цилиндрическом капилляре

$$h = \frac{4\sigma \cos \theta}{g(\rho' - \rho'')d_k}. \quad (1.171)$$

В плоском капилляре, т.е. зазоре шириной  $d_k$  между плоскими пластинами, поверхность мениска —

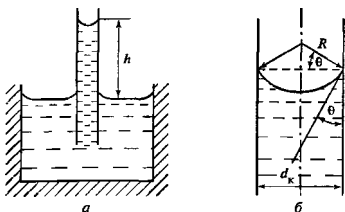


Рис. 1.70. Схемы подъема жидкости в капилляре (а) и связи радиуса кривизны мениска с диаметром капилляра (б)

цилиндр радиусом  $R$ . При этом  $2H = 1/R = 2\sigma \cos \theta / d_k$ , так что высота капиллярного подъема здесь вдвое меньше, чем в цилиндрическом капилляре при  $d_k = d_n$ . В сосудах диаметром  $L \gg b$  поверхность жидкости всюду плоская, за исключением малой области около стенок сосуда, где жидкость поднимается или опускается на высоту порядка капиллярной постоянной  $b$ .

### 1.13.5. ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ РАВНОВЕСНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА

На рис. 1.71 приведены примеры осесимметричных поверхностей раздела фаз. В случаях, показанных на рис. 1.71, а (пузырек газа в жидкости под твердой поверхностью, капля на плоскости) и рис. 1.71, д (жидкость в нижней части круглого контейнера), поле тяжести как бы «прижимает» дискретную фазу к твердой поверхности, т.е. стабилизирует систему. В остальных случаях поле тяжести стремится либо «оторвать» каплю (пузырек) от твердой поверхности (рис. 1.71, б—г), либо «заставить» жидкость перелиться вниз (рис. 1.71, е). Если для осесимметричных задач использовать цилиндрические координаты  $(z, r, \varphi)$ , причем начало отсчета помещать в точку пересечения оси симметрии с равновесной поверхностью раздела фаз (точку симметрии), то все возможные случаи взаимного расположения фаз в выбранной системе координат охватываются на рис. 1.72. Случай, показанный на рис. 1.72, а, соответствует стабилизирующему действию поля тяжести (задачи типа 1 — положительные перегрузки), на рис. 1.72, б — дестабилизирующему действию поля тяжести (задачи типа 2 — отрицательные перегрузки). Сопоставление с рис. 1.69 показывает, что первому случаю соответствует знак «+» в уравнении (1.169), а второму — знак «-»

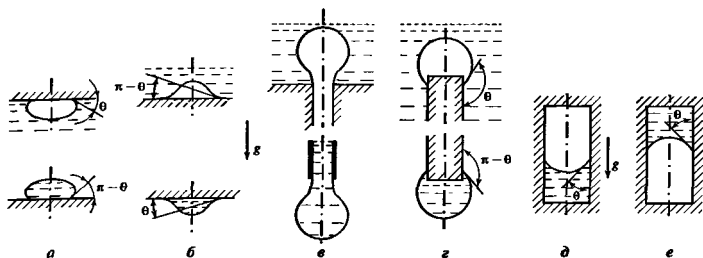


Рис. 1.71. Типичные осесимметричные поверхности раздела фаз

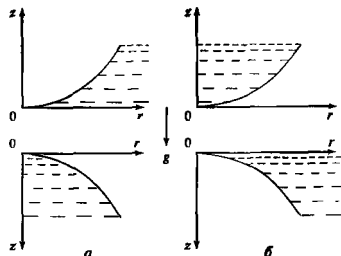


Рис. 1.72. Схемы расположения фаз и выбора направления оси  $z$  для различных типов осесимметричных задач

$a$  — тип 1 (положительные перегрузки),  $b$  — тип 2 (отрицательные перегрузки)

Из анализа рис. 1.71 и 1.72, а также непосредственно из уравнения (1.169) следует, что каждому равновесному состоянию жидкости в любом сосуде отвечает другое состояние, получающееся зеркальным отражением всей системы относительно плоскости  $z=0$  с одновременной заменой жидкости на газ и обратно и углов смачивания на дополнительные до  $\pi$ . Если вместо краевого угла  $\theta$  ввести «контактный» угол  $\theta_*$ , который отсчитывается в ту фазу, которая в данной задаче может рассматриваться «сплошной» (по отношению к другой — «дискретной»), то различие в решениях задачи для исходной и отраженной систем исчезает.

Уравнение осесимметричной равновесной поверхности согласно [24] может быть представлено в виде

$$\frac{1}{rr'} \frac{d}{ds} \left( \frac{rz'}{\sqrt{r'^2 + z'^2}} \right) = \pm \frac{g(\rho' - \rho'')z}{\sigma} + \frac{C_1}{\sigma}, \quad (1.172)$$

где  $r' = dr/ds$ ;  $z' = dz/ds$ ;  $s$  — длина дуги равновесной линии, отсчитанная от точки симметрии.

В безразмерной форме это уравнение имеет вид

$$\frac{1}{\bar{r}\bar{r}'} \frac{d}{d\bar{s}} \frac{\bar{r}\bar{z}'}{\sqrt{\bar{r}'^2 + \bar{z}'^2}} = \pm \bar{z} + \bar{C}. \quad (1.172a)$$

где  $\bar{r} = r/b$ ;  $\bar{z} = z/b$ ;  $\bar{s} = s/b$ ;  $\bar{C} = 2b/R_0$ ;  $R_0$  — радиус кривизны в точке симметрии (здесь оба главных радиуса кривизны равны  $R_0$ ).

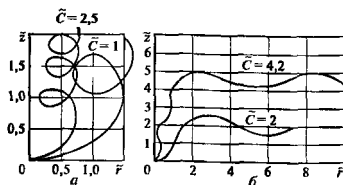


Рис. 1.73. Типичные примеры интегральных кривых задач (1.174), (1.175)

$a$  — задачи типа 1;  $b$  — задачи типа 2

Если  $\beta$  — угол наклона элемента равновесной линии к оси  $r$ , то

$$\begin{aligned} r' &= \cos \beta; \quad z' = \sin \beta; \quad r'' = -\beta' z'; \\ z'' &= \beta' r'; \quad \beta' = \frac{d\beta}{ds}. \end{aligned} \quad (1.173)$$

а из (1.172) следует

$$2H = \beta' + z'/r.$$

С учетом этих соотношений из (1.169а), (1.172а) получается система уравнений, определяющая однопараметрическое семейство равновесных поверхностей раздела фаз:

$$\begin{aligned} \bar{r}'' &= -z'(\pm \bar{z} + \bar{C} - z'/\bar{r}), \\ \bar{z}'' &= r'(\pm \bar{z} + \bar{C} - z'/\bar{r}), \end{aligned} \quad (1.174)$$

где  $\bar{r}'' = d^2r/d\bar{s}^2$ ;  $\bar{z}'' = d^2z/d\bar{s}^2$

В точке симметрии

$$\bar{r}(0) = \bar{z}(0) = z'(0) = 0; \quad r'(0) = 1. \quad (1.175)$$

Типичный вид интегральных кривых, отражающих численное решение задачи (1.174), (1.175), приводится на рис. 1.73. Форма интегральных кривых весьма сильно отличается для задач типа 1 (положительные перегрузки) и типа 2 (отрицательные перегрузки). Ясно, что, за исключением начальных участков, интегральные линии имеют такую форму, которая физически не реализуема как форма поверхности раздела фаз. В [24] приводится анализ устойчивости интегральных кривых, на основе которого выделены максимальные участки устойчивости этих кривых, приводимые на рис. 1.74 и далее на рис. 1.77, где в качестве параметра выступает безразмерная кривизна поверхности в точке симметрии

Как видно из рис. 1.74, максимальные участки устойчивости для положительных перегрузок простираются до значения  $\beta = \pi$ . Применительно к каплям или пузырькам (см. рис. 1.71,  $a$ ) это означает, что в точках пересечения интегральных линий рис. 1.74 со штриховой линией 1 контактный угол

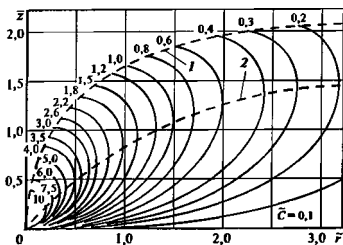


Рис. 1.74. Максимальные участки устойчивости интегральных кривых для задач типа 1 (положительные перегрузки)

$\theta_* = 0$  С учетом (1.173) система (1.174) позволяет построить семейство кривых  $\beta = \beta(\bar{r})$ , а также  $\tilde{V} = \tilde{V}(\bar{r})$  для различных значений  $\bar{C}$ , где  $\tilde{V} = V/V_0^3$  — безразмерное значение объема тела вращения, ограниченного участком равновесной кривой от точки  $\tilde{z} = 0$  до текущего значения  $\tilde{z}$  и плоскостью  $\tilde{z} = \text{const}$ . Такие семейства кривых приводятся на рис. 1.75 и 1.76. Если известны условия смачивания и объем  $\tilde{V}_0$  капли на плоскости (пузырька под плоскостью), то, полагая  $\theta_* = \beta$ , на основе рис. 1.75 строим кривую  $\bar{C} = \bar{C}(\bar{r})$  при  $\beta = \theta_*$ , а на основе рис. 1.76 — кривую  $\bar{C} = \bar{C}(\bar{r})$  при  $\tilde{V} = \tilde{V}_0$ . Точка пересечения этих двух кривых определяет единственные значения  $\bar{r}$  и  $\bar{C}$ , соответствующие заданным условиям, что позволяет найти на рис. 1.74 кривую, отражающую искомую форму капли (пузырька).

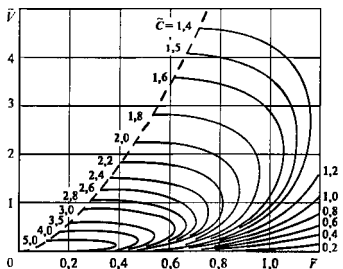


Рис. 1.76. Зависимость  $\tilde{V} = \tilde{V}(\bar{r})$  для задач типа 1

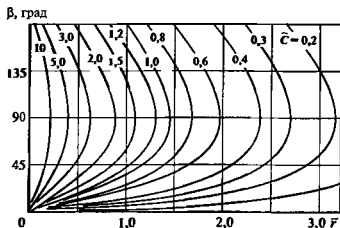
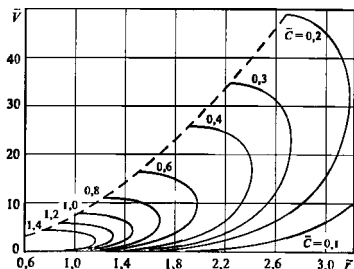


Рис. 1.75. Зависимость  $\beta = \beta(\bar{r})$  для задач типа 1

Максимальные участки устойчивости интегральных кривых для равновесной поверхности жидкости в цилиндрическом контейнере (см. рис. 1.71, д) ограничены на рис. 1.74 штриховой кривой 2. Вдоль этой кривой  $\beta = \pi/2$ , что соответствует красному углу  $\theta = 0$  (или  $\pi$ ) на стенке контейнера.

Для отрицательных перегрузок данные рис. 1.77, 1.78 и 1.79 позволяют определять равновесные формы поверхности раздела для многих конкретных задач. Линия  $0ABC$  на рис. 1.77, проходящая через граничные точки максимальных участков устойчивости, определяет предельные (предотрывные) размеры капель (пузырьков) на срезе капилляра (см. рис. 1.71, в). При этом точке  $B$  соответствует кривизна в точке симметрии  $\bar{C} = 1.57$ , а в точке  $C$  координата  $\bar{r} = 3.8317$ . На дуге  $BC$  равновесные кривые имеют горизонтальную касательную. Зависимость предельного объема капли (пузырька)  $\tilde{V}_*$  от радиуса капилляра  $\bar{r}_k$  дается на рис. 1.80.





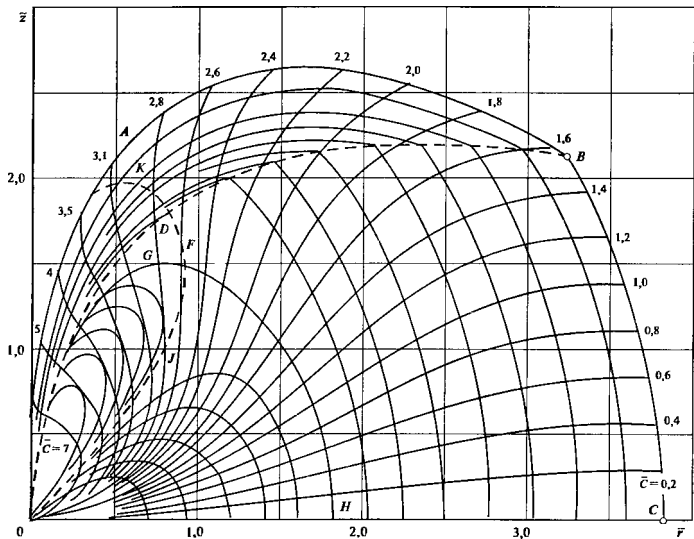


Рис. 1.77. Максимальные участки устойчивости интегральных кривых для задач типа 2 (отрицательные перегрузки)

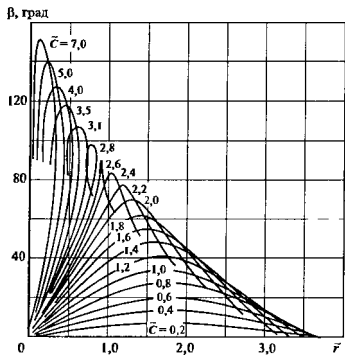


Рис. 1.78. Зависимость  $\beta = \beta(\bar{r})$  для задач типа 2

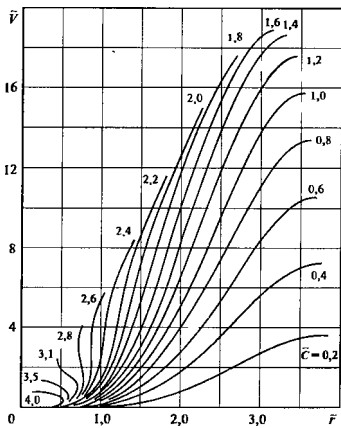


Рис. 1.79. Зависимость  $\tilde{v} = \tilde{v}(\bar{r})$  для задач типа 2

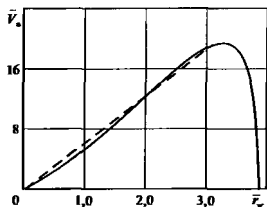


Рис. 1.80. Предотрывной объем капли (пузырька) на срезе капилляра и зависимости от радиуса капилляра

Для капилляров малого радиуса ( $\bar{r}_k < 0,5$ ) предотрывной размер [эквивалентный радиус  $R_0 = \sqrt[3]{3V_0/(4\pi)}$  капли (пузырька)] хорошо описывается формулой

$$R_0 = 3 \sqrt{\frac{3r_k \sigma}{2g(\rho' - \rho'')}} \quad (1.176)$$

Из рис. 1.80 видно, что формулу (1.176) можно использовать в приближенных расчетах и при относительно больших размерах капилляров, практически до  $\bar{r}_k = 3$  (штриховая линия на рис. 1.80).

Линия  $ODBC$  на рис. 1.77 ограничивает область, внутри которой располагаются равновесные линии, отвечающие устойчивым формам капли, висющей на горизонтальной плоскости, или газового пузырька, расположенного на плоскости (см рис 1.71, б). Каждому контактному углу  $\theta_0$  соответствует критическое (предотрывное) значение объема  $\bar{V}_0$  капли (пузырька). При увеличении объема капли (пузырька) более  $\bar{V}_0$  устойчивость теряется, т.е. капля (пузырек) отрывается либо полностью, либо частично. Для  $\theta_0 = 60-140^\circ$  предотрывной размер капли хорошо описывается формулой Фритца [24, 51]

$$D_0 = 2R_0 = 0,0207\theta_0 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \quad (1.177)$$

где значение  $\theta_0$  берется в градусах. Практически этой формулой можно пользоваться и при меньших  $\theta_0$ , но для  $\theta_0 \leq 10^\circ$  более точный результат получается, если в (1.177) числовой коэффициент принять равным 0,0214 [51].

Потере устойчивости жидкости, подвешенной внутри цилиндрического контейнера, отвечает дуга  $FH$  на рис 1.77. Вдоль линии  $OF$  контактный угол  $\theta_0 = 0$ , так что устойчивым осесимметричным состояниям жидкости, подвешенной в цилиндре

(«перевернутый контейнер», рис. 1.71, е), соответствуют интегральные линии рис. 1.77, оканчивающиеся внутри области  $OHFJO$ .

Равновесные линии, оканчивающиеся в области  $OGFDK0$ , отвечают устойчивым состояниям жидкой капли, подвешенной на цилиндрическом стержне (см. рис 1.71, з).

## 1.14. ВОЛНОВЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ

### 1.14.1. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВОЛНОВЫХ ДВИЖЕНИЙ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Если участок горизонтальной поверхности жидкости подвергается малому отклонению от равновесия, то под действием восстанавливающих сил (массовых и поверхностного натяжения) этот участок приходит в движение, проходит состояние равновесия, снова попадает под действие восстанавливающих сил, таким образом, возникает волновое движение жидкости. Большинство задач гидродинамики, связанных с образованием волн на поверхности жидкости, рассматривается в предположении, что жидкость идеальная несжимаемая, а движение ее потенциальное. Для таких волновых движений справедливо уравнение Лапласа (1.72), а поле давлений описывается интегралом Лагранжа — Коши (1.39). Если плоскость  $xOy$  совпадает с горизонтальной поверхностью жидкости, а ось  $z$  направлена вертикально вверх, то волновая поверхность может быть представлена уравнением

$$h = h(x, y, t). \quad (1.178)$$

Помимо обычного условия  $\partial\phi/\partial n = 0$  на стенках сосуда в качестве граничных условий рассматриваемой задачи используются условия совместности на свободной поверхности жидкости (при  $z = h$ ) для потоков массы и нормальной компоненты импульса [51], т.е. условия совместности задаются на поверхности, уравнение которой (1.178) само должно быть получено в результате решения.

Основные результаты теории волн связаны с допущением о малости тех возмущений, которые волны вносят в равновесное состояние жидкости, — это теория бесконечно малых волн. В рамках этой линейной теории математическое описание [75] включает в себя уравнение Лапласа (1.72), условие на стенках сосуда, уравнение для возвышения  $h$  поверхности жидкости, имеющее вид

$$h = -\frac{1}{g} \left( \frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_{z=0}, \quad (1.178a)$$

и граничное условие для потенциала скоростей в виде

$$\left( \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial\phi}{\partial z} \right)_{z=0} = 0. \quad (1.179)$$

При такой формулировке задачи не учитывается лапласовский скачок давлений на волновой по-

верхности жидкости, т.е. принимается  $p = \text{const}$  при  $z = h$ . Волны на поверхности жидкости при этом обусловлены гравитационными силами и называются гравитационными.

### 1.14.2. СТОЯЧИЕ И ПРОГРЕССИВНЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

Для плоскопараллельных волн уравнение Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.180)$$

имеет частные решения:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{a_1 g}{\omega} \frac{\text{ch } k(z + H_0)}{\text{ch } kH_0} \cos kx \cos(\omega t + \varepsilon_1); \\ \varphi_2 &= \frac{a_2 g}{\omega} \frac{\text{ch } k(z + H_0)}{\text{ch } kH_0} \sin kx \cos(\omega t + \varepsilon_2). \end{aligned} \right\} (1.181)$$

Каждому из этих потенциалов скоростей соответствует уравнение *стоячей волны* на поверхности жидкости.

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= a_1 \cos kx \sin(\omega t + \varepsilon_1), \\ h_2 &= a_2 \sin kx \sin(\omega t + \varepsilon_2). \end{aligned} \right\} (1.182)$$

В этих соотношениях  $a_1, a_2$  — амплитуды волн;  $k$  — волновое число;  $\omega$  — круговая частота;  $H_0$  — глубина бассейна,  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  константы интегрирования (см. также, справочная серия, книга I, п. 6.1.8).

Если  $\lambda$  — длина волны,  $T$  — период волны, то

$$k = 2\pi/\lambda; \quad \omega = 2\pi/T.$$

Круговая частота стоячей волны выражается как

$$\omega = \sqrt{gk \operatorname{th}(kH_0)} \quad (1.183)$$

Для жидкости бесконечной глубины соотношения (1.182) сохраняют свой вид, потенциалы (1.181) преобразуются как

$$\varphi_1 = \frac{a_1 g}{\omega} e^{kz} \cos kx \cos(\omega t + \varepsilon_1);$$

$$\varphi_2 = \frac{a_2 g}{\omega} e^{kz} \sin kx \cos(\omega t + \varepsilon_2),$$

а круговая частота определяется формулой

$$\omega = \sqrt{gk}. \quad (1.183a)$$

Суммирование потенциалов (1.181) при  $a_1 = a_2 = a$ ,  $\varepsilon_1 = \pi/2$ ,  $\varepsilon_2 = 0$  даст новый потенциал

$$\varphi = \frac{ag}{\omega} \frac{\text{ch } k(z + H_0)}{\text{ch } kH_0} \sin(kx - \omega t), \quad (1.184)$$

соответствующий *прогрессивной волне*, бегущей по поверхности канала глубиной  $H_0$  без изменения формы:

$$h = a \cos(kx - \omega t). \quad (1.185)$$

Эта волна движется в положительном направлении оси  $x$  со скоростью  $c = \omega/k$

Для канала бесконечной глубины

$$\varphi = (ag/\omega) e^{kz} \sin(kx - \omega t)$$

Скорость распространения гравитационной прогрессивной волны

$$c = \sqrt{\frac{g}{k} \operatorname{th}(kH_0)} = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi H_0}{\lambda}}. \quad (1.186)$$

При увеличении длины гравитационной волны от 0 до  $\infty$  скорость ее распространения монотонно растет от 0 до  $\sqrt{gH_0}$ . Для жидкости бесконечной глубины

$$c = \sqrt{g\lambda/(2\pi)} \quad (1.186a)$$

Скорость волны  $c$  не является скоростью части жидкости, которые при волновом движении на поверхности канала конечной глубины движутся по эллиптическим траекториям, а в жидкости бесконечной глубины — по круговым. При стоячей волне частицы жидкости описывают отрезки прямых линий, наклоненных к горизонтальной плоскости под разными углами.

Для потоков идеальных жидкостей, имеющих горизонтальную границу раздела и неограниченно простирающихся в вертикальном направлении, для каждого потока справедливо уравнение (1.180), а условия на границе раздела приобретают вид.

$$\left. \begin{aligned} \left( \frac{1}{u'} \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{1}{u''} \frac{\partial \varphi''}{\partial z} \right)_{z=0} &= 0; \\ \left[ u' \rho' \left( \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial x^2} + \frac{g}{u'^2} \frac{\partial \varphi'}{\partial z} \right) - \right. \\ \left. - u'' \rho'' \left( \frac{\partial^2 \varphi''}{\partial x^2} + \frac{g}{u''^2} \frac{\partial \varphi''}{\partial z} \right) \right]_{z=0} &= 0, \end{aligned} \right\} (1.187)$$

где  $u$  — скорость поступательного движения потока;  $\varphi$  — потенциал скоростей возмущенного движения;  $\rho$  — плотность жидкости; индекс «'» — верхняя фаза, «''» — нижняя фаза.

Скорость прогрессивной волны длиной  $\lambda$ , распространяющейся по границе раздела таких потоков, дается соотношением

$$c = \frac{\rho'' u'' + \rho u'}{\rho'' + \rho'} \pm \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \frac{\rho' - \rho''}{\rho' + \rho''} - \frac{\rho' \rho''}{(\rho' + \rho'')^2} (u'' - u')^2} \quad (1.188)$$

В системе координат, движущейся со скоростью нижнего потока, в формуле (1.188) надо положить  $u' = 0$

### 1.14.3. КАПИЛЛЯРНЫЕ И КАПИЛЛЯРНО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ

При возмущении горизонтальной поверхности раздела фаз давления в соприкасающихся фазах отличаются в соответствии с формулой (1.166) на значение  $2\sigma H$ , где  $H$  — средняя кривизна поверхности,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Для плоских движений и волн малой амплитуды  $2H = \partial^2 h / \partial x^2$ . На поверхности жидкости (пренебрегая плотностью газа) имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial \tau} &= \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)_{z=0}; \\ \left( \frac{\partial \varphi}{\partial \tau} \right)_{z=0} + gh &= \frac{\sigma}{\rho} \left( \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \right)_{z=0} \end{aligned} \right\} \quad (1.189)$$

Уравнению Лапласа (1.180) и условиям (1.189) для жидкости в бесконечно глубоком канале удовлетворяет стоячая волна с потенциалами  $\varphi_1 = -A_1 e^{kz} \cos kx \cos \omega \tau$ ;  $\varphi_2 = -A_2 e^{kz} \sin kx \sin \omega \tau$  и прогрессивная волна, потенциал которой  $\varphi = -A e^{kz} \cos(kx - \omega \tau)$ . Уравнение этой прогрессивной волны

$$h = \frac{Ak}{\omega} \sin(kx - \omega \tau) \quad (1.190)$$

Второму из условий (1.189) как для стоячей, так и для прогрессивной волны отвечает круговая частота

$$\omega = \sqrt{gk + \sigma k^3 / \rho} \quad (1.191)$$

Скорость распространения волны (1.190)

$$c = \sqrt{g/k + \sigma k / \rho} \quad (1.192)$$

Если длина волны  $\lambda \ll b$ , где  $b = \sqrt{\sigma / (g\rho)}$  — капиллярная постоянная (при  $\rho'' = 0$ ), то имеем чисто капиллярные волны, для которых

$$\omega = k\sqrt{\sigma k / \rho}; \quad (1.191a)$$

$$c = \sqrt{\sigma k / \rho} = \sqrt{2\pi\sigma / (\rho\lambda)}. \quad (1.192a)$$

Для  $\lambda \gg b$  имеем чисто гравитационные волны, круговая частота и фазовая скорость которых определяются соответственно формулами (1.183a) и (1.186a).

Скорость распространения капиллярно-гравитационных волн при  $k_m = \sqrt{g\rho/\sigma}$ , т.е. при  $\lambda_m = 2\pi b$ , принимает минимальное значение

$$c_m = \sqrt{2} \sqrt[4]{g\sigma/\rho} \quad (1.193)$$

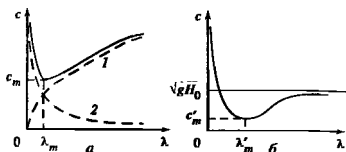


Рис. 1.81. Зависимость фазовой скорости от длины волны  
а — в бесконечно глубоком канале; б — в канале глубиной  $H_0$ ; 1 — расчет по (1.186a); 2 — расчет по (1.192a)

Зависимость (1.192) представлена на рис. 1.81, а, где показаны также асимптоты (1.192a) и (1.186a) для чисто капиллярных и чисто гравитационных волн

В канале конечной глубины  $H_0$  круговая частота капиллярно-гравитационных волн определяется соотношением

$$\omega = \sqrt{\left(gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}\right) \text{th}(kH_0)}, \quad (1.194)$$

а скорость прогрессивной волны

$$c = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{\sigma k}{\rho}\right) \text{th}(kH_0)} \quad (1.195)$$

Минимальная скорость достигается здесь при длине волны  $\lambda'_m > \lambda_m$ . В области капиллярных волн формула (1.195) переходит в (1.192a) для скорости капиллярных волн на поверхности бассейна неограниченной глубины. Для больших длин волн (гравитационные волны) скорость волн определяется формулой

$$c = \sqrt{gH_0} \quad (1.195a)$$

На рис. 1.81, б представлен вид зависимости (1.195)

### 1.14.4. ВОЛНЫ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ

При исследовании волн конечной амплитуды решение сложной гидродинамической задачи с нелинейными граничными условиями обычно представляется в виде бесконечных рядов, доказательство сходности и построение которых требуют большой вычислительной работы. Приближенные и точные методы решения задачи о волнах конечной амплитуды рассмотрены в [75]

Если в анализе ограничиться третьими степенями амплитуды гравитационной волны  $a$ , то уравнение поверхности жидкости бесконечной глубины имеет вид

$$z = a \cos kx + \frac{1}{2} a^2 k \cos 2kx + \frac{3}{8} a^3 k^2 \cos 3kx.$$

Скорость распространения такой волны в отличие от волн бесконечно малой амплитуды [формула (1.186a)] зависит от амплитуды:

$$c^2 = \frac{g\lambda}{2\pi} \left( 1 + \frac{4\pi^2 a^2}{\lambda^2} \right) \quad (1.196)$$

Если для анализа используются члены с более высокими степенями амплитуды, это приводит к уточнению уравнения поверхности и выражения для скорости волны. Гравитационные волны конечной амплитуды имеют несимметричные отклонения вверх и вниз относительно нулевого уровня: возвышение имеет большую высоту, чем понижение, но меньшую ширину. В прикладном отношении важным является понятие *удлиненной волны* [75] — отдельного возвышения поверхности жидкости, которое распространяется с постоянной скоростью по поверхности канала конечной глубины. В канале глубиной  $H_0$  уравнение удлиненной волны имеет вид

$$z = H_0 + a \operatorname{sech}^2 \left[ \frac{x\sqrt{3a}}{2 \left( H_0 + \frac{1}{3} a \right)^{3/2}} \right]. \quad (1.197)$$

Гребень удлиненной волны возвышается над уровнем жидкости на значение  $a$ , которое можно принять за амплитуду волны. Скорость распространения удлиненной волны

$$c = \sqrt{gH_0} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{a}{H_0} \right) \quad (1.198)$$

оказывается больше, чем предельная скорость распространения волны бесконечно малой амплитуды, причем растет с ростом амплитуды.

Для капиллярных волн конечной амплитуды получено полное решение в элементарных функциях [75]. Скорость распространения таких волн

$$c^2 = \frac{c_0^2}{\sqrt{1 + \frac{\pi^2 a^2}{4\lambda^2}}} \quad (1.199)$$

оказывается меньше скорости  $c_0$  бесконечно малых волн, определяемой формулой (1.192a).

#### 1.14.5. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ ФАЗ

В рамках весьма сложной и далеко не завершенной теории гидродинамической устойчивости для газожидкостных систем важное значение имеют две задачи об устойчивости границы раздела фаз, решаемые методами линейной теории идеальной жидкости. Малому возмущению горизонтальной границы раздела двух жидкостей, заданному в виде про-

грессивной волны  $h = a \sin(kx - \omega t)$ , отвечает круговая частота капиллярно-гравитационных волн

$$\omega = \sqrt{\frac{k^3 \sigma}{\rho' + \rho''} + \frac{kg(\rho' - \rho'')}{\rho' + \rho''}}. \quad (1.200)$$

Эта формула обобщает (1.191), когда плотностью второй (верхней) фазы  $\rho''$  не пренебрегают. Так как обычно  $\rho' \gg \rho''$ , то формулы (1.191) и (1.200), по существу, тождественны. В то же время результат (1.200) должен быть справедливым и тогда, когда фазы «поменялись местами» — тяжелая фаза находится над легкой. Если при этом сохранить за плотностью тяжелой фазы обозначение  $\rho'$ , то формула для круговой частоты примет вид

$$\omega^2 = \frac{k^3 \sigma}{\rho' + \rho''} - \frac{kg(\rho' - \rho'')}{\rho' + \rho''} \quad (1.200a)$$

Следовательно, в некоторой области значений волнового числа  $k$  круговая частота выражается мнимым числом. Это означает, что амплитуда первоначально наложенного волнового возмущения экспоненциально возрастает во времени, т. е. граница раздела фаз в этом случае неустойчива. Такая неустойчивость носит название *неустойчивости Тейлора*. Зависимость круговой частоты от длины волны согласно формуле (1.200a) представлена на рис. 1.82, где использованы безразмерные величины

$$\bar{\omega} = \frac{\omega b}{\sqrt{\sigma g(\rho' - \rho'')}}; \quad \bar{\lambda} = \frac{\lambda}{b};$$

$b$  — капиллярная постоянная, определяемая формулой (1.170).

*Критическая длина волны  $\lambda_*$* , при которой наступает неустойчивость Тейлора, определяется условием  $\bar{\omega}^2 = 0$  и равна

$$\lambda_* = 2\pi b. \quad (1.201)$$

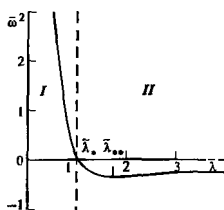


Рис. 1.82. Зависимость круговой частоты от безразмерной длины волны

I — нейтральная устойчивость; II — неустойчивость Тейлора

Максимально быстрому нарастанию амплитуды волны отвечает «наиболее опасная» длина волны неустойчивости Тейлора

$$\lambda_{..} = 2\pi\sqrt{3} b. \quad (1.202)$$

Опытным путем подтверждается, что линейная теория хорошо описывает начальный этап развития неустойчивости Тейлора в «перевернутой» двухфазной системе. Результаты анализа неустойчивости Тейлора важны при изучении пленочного кипения жидкостей

Неустойчивость границы раздела фаз возникает и при определенной скорости их относительно движения  $U_0^{KP}$ . Когда скорость относительно движения верхней фазы равна  $U_0$  (нижняя фаза с плотностью  $\rho'$  неподвижна), при учете влияния поверхностного натяжения выражение (1.188) для фазовой скорости прогрессивной волны приобретает вид

$$c = \frac{\rho'' U_0}{\rho' + \rho''} \pm$$

$$\pm \sqrt{\frac{k\sigma}{\rho' + \rho''} + \frac{g(\rho' - \rho'')}{k(\rho' + \rho'')} - \frac{\rho' \rho''}{(\rho' + \rho'')^2} U_0^2}. \quad (1.203)$$

Соответствующая круговая частота

$$\omega = \frac{\rho''}{\rho' + \rho''} k U_0 \pm$$

$$\pm \sqrt{\frac{k^3 \sigma}{\rho' + \rho''} + \frac{k g (\rho' - \rho'')}{\rho' + \rho''} - \frac{\rho' \rho''}{(\rho' + \rho'')^2} U_0^2 k^2}. \quad (1.204)$$

Неустойчивость границы раздела возникает, когда круговая частота  $\omega$  становится комплексным числом, т.е. при отрицательном значении подкоренного выражения в формуле (1.204). Из этого условия определяется критическая скорость неустойчивости Гельмгольца

$$U_0^{KP} = \sqrt{2 \frac{\rho' + \rho''}{\rho' \rho''} \sqrt{4 g (\rho' - \rho'')}}. \quad (1.205)$$

Физической причиной неустойчивости Гельмгольца является своеобразный «аэродинамический подсос» при обтекании газом гребней волн [51]. Опытные значения скорости газа, соответствующие возникновению волн на поверхности жидкости, меньше (в 2—3 раза), чем рассчитанные по (1.205). Формула (1.205) отвечает возникновению развитой волнистости поверхности жидкости с возможным срывом капелек с гребней волн.

Вертикальная граница раздела фаз, например поверхность пленки жидкости при ее гравитационном стекании или при дисперсно-кольцевом режиме течения двухфазного потока в вертикальном канале (см п. 1.16.2), как показал анализ П.Л. Капныцы [46], всегда неустойчива. Опыты подтверждают,

что при достаточной протяженности участка течения пленки на ее поверхности возникают волны, форма и амплитуда которых зависят от таких факторов, как тип входного устройства для подачи жидкости, расстояние от входа, число Рейнольдса для пленки, определяющее расход жидкости в ней, условия взаимодействия с газовой фазой.

## 1.15. ДВИЖЕНИЕ КАПЕЛЬ И ПУЗЫРЬКОВ

### 1.15.1. МЕТОДЫ ПОДОБИЯ

В механике двухфазных систем (как и в механике однофазной жидкости — см. п. 1.5.4) числа подобия могут быть представлены как мера отношения сил, действующих на единицу площади поверхности:

число Бонди

$$\text{Bo} = f_g / f_\sigma = g(\rho' - \rho'') L^2 / \sigma.$$

вязкостно-капиллярное число

$$N_{\mu\sigma} = f_\mu / f_\sigma = \mu w / \sigma;$$

число Вебера

$$\text{We} = f_i / f_\sigma = \rho w^2 L / \sigma.$$

В этих выражениях  $f_\sigma, f_g, f_i, f_\mu$  — соответственно силы поверхностного натяжения, тяжести (архимедовы), инерции и вязкости;  $L$  — характерный размер системы;  $\mu$  — динамическая вязкость жидкости;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $\rho', \rho''$  — плотности жидкости и газа;  $w$  — характерная скорость;  $g$  — ускорение свободного падения. В введенные в п. 1.5.4 числа Рейнольдса и Фруда можно представить как  $\text{Re} = f_i / f_\mu$ ,  $\text{Fr} = f_i / f_g$ , причем для двухфазной системы  $\text{Fr}' = \rho' w^2 / [g(\rho' - \rho'') L]$ , если в жидкости движется газовый пузырек, и  $\text{Fr}'' = \rho'' w^2 / [g(\rho' - \rho'') L]$ , если капля движется в газе. Часто используемый при анализе движения дискретной частицы в сплошной среде коэффициент сопротивления

$$C_w = \frac{F}{\frac{1}{2} \rho w^2 S_{\text{мид}}}$$

также может рассматриваться как число подобия (здесь  $F$  — сила, вызывающая движение;  $S_{\text{мид}}$  — площадь миделевого сечения частицы). Например, при движении в жидкости сферического пузырька коэффициент  $C_w = 4/(3\text{Fr}')$ , т.е. по физическому смыслу аналогичен числу Фруда. При анализе двухфазных систем часто используется безразмерное число, содержащее лишь свойства фаз и ускорение свободного падения:

$$\text{M} = \frac{\text{BoWe}^2}{\text{Re}^4} = \frac{g(\rho' - \rho'') \mu^4}{\sigma^3 \rho'^2} = \frac{g \mu^4}{\sigma^3 \rho'}.$$

При анализе устойчивости капли, совершающей автоколебания с собственной частотой, пропорциональной  $\sqrt{\sigma/(\rho'd^3)}$ , используется число Лапласа  $Lu = (f_\sigma/f_\mu)^2 = \sigma\rho'd/(\mu')^2$ , где  $d$  — диаметр капли.

С помощью чисел подобия процесс движения пузырьков может быть описан уравнением вида

$$Re = Re(Bo, M, \mu'/\mu'', \rho'/\rho'')$$

или

$$Re = Re(Bo, We, \mu'/\mu'', \rho'/\rho'')$$

и т.п. При этом во многих случаях движение дискретной фазы (внутри пузырька или капли) оказывается несущественным, так что комплекс  $\mu'/\mu''$ ,  $\rho'/\rho''$  в анализе не учитываются. Конкретный вид уравнения подобия может быть получен на основе опытных результатов, а в отдельных случаях и теоретически. Из всех сил, существенных для двухфазных систем, только силы поверхностного натяжения стремятся придать пузырьку (капле) сферическую форму, а остальные силы стремятся его деформировать. Поэтому в общем случае неравенства  $Bo \ll 1$ ,  $N_{\mu\sigma} \ll 1$ ,  $We \ll 1$  можно рассматривать как условие сферичности пузырька (капли). Первое из этих неравенств справедливо для задач гидростатики. Для движущихся капель и пузырьков достаточным условием сферичности является неравенство  $We \ll 1$  [52].

### 1.15.2. СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ КАПЛИ И ПУЗЫРЬКА ПРИ $Re \ll 1$

В предельных случаях малых чисел  $Re$  уравнение Навье — Стокса для несжимаемой жидкости (1.23) упрощается, ибо в нем можно опустить инерционный член  $d^2x/dt^2$ . В таком приближении решение задачи о движении сферической капли в вязкой жидкости даст для силы сопротивления

$$F_c = 6\pi R\mu U_\infty \frac{3\mu' + 2\mu}{3\mu' + 3\mu}, \quad (1.206a)$$

где  $R$  — радиус капли;  $U_\infty$  — скорость движения,  $\mu$ ,  $\mu'$  — динамическая вязкость жидкости вне и внутри капли. Если  $\mu' \gg \mu$ , то формула (1.206a) переходит в формулу Стокса для обтекания твердой сферы при  $Re \ll 1$ :

$$F_c = 6\pi R\mu U_\infty \quad (1.206b)$$

Для капли, движущейся в жидкости под действием архимедовой силы  $F_g$ , равенство  $F_g = F_c$  дает скорость ее установившегося падения (всплытия)

$$U_\infty = \frac{2}{9} \frac{R^2 g(\rho' - \rho'')}{\mu} \frac{3\mu' + 3\mu}{3\mu' + 2\mu}. \quad (1.207)$$

Для твердой сферы  $\mu' \gg \mu$  и скорость падения

$$U_\infty = \frac{2}{9} \frac{R^2 g(\rho_T - \rho)}{\mu}. \quad (1.207a)$$

где  $\rho_T$  — плотность твердой фазы.

В маловязких жидкостях (вода, криожидкости, спирты и т.п.) и газах условию  $Re \ll 1$  подчиняется движение очень малых твердых частиц (диаметром не более 0,1 мм)

Для газовых пузырьков в жидкости  $\mu' \ll \mu$ , так что

$$U_\infty = \frac{1}{3} \frac{R^2 g(\rho - \rho')}{\mu} \quad (1.207b)$$

Под влиянием поверхностно-активных веществ поверхность газового пузырька в жидкости теряет подвижность, в силу чего сферические газовые пузырьки малых размеров ( $R \leq 1$  мм) всплывают в жидкости как твердые сферы [см. (1.207a)]. Формула (1.207b) полтерждается при всплытии газовых пузырьков в вязких жидкостях, где условия  $We < 1$  и  $Re < 1$  выполняются для достаточно крупных пузырьков ( $R \leq 2$  мм) [46].

### 1.15.3. СКОРОСТЬ ВСПЛЫТИЯ ГАЗОВОГО ПУЗЫРЬКА В ЖИДКОСТИ

Закономерности движения газового пузырька в спокойной жидкости невозможно выразить единым соотношением. Анализ данных опытных наблюдений позволяет выделить пять характерных зон зависимости скорости всплытия  $U_\infty$  от характерного размера пузырька  $R$ , (радиуса эквивалентной по объему сферы); эти зоны для разных жидкостей соответствуют различным диапазонам  $R$ , и чисел  $Re = 2\rho' U_\infty R / \mu'$ . На рис. 1.83, где представлены некоторые опытные результаты [96], границы зон показаны для дистиллированной воды.

Зона I — сферические пузырьки при  $Re < 1$ ,  $We = 2\rho' U_\infty^2 / \sigma < 1$ . Скорость всплытия в чистых

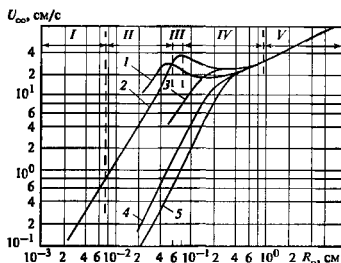


Рис. 1.83. Опытные данные [96] о скорости всплытия воздушных пузырьков в различных жидкостях

1 — мстанол; 2 — дистиллированная вода; 3 — 56 %-ный водный раствор глицерина; 4 — минеральное масло [ $\mu = 0,058$  кг/(м·с)]; 5 — 68 %-ный водный раствор кукурузной патоки [ $\mu = 0,109$  кг/(м·с)]

жидкостях подчиняется закону (1.2076) или (1.207а), см. п. 1 15.2.

**Зона 2** — сферические пузырьки при  $Re > 1$ . Приближенно можно принимать, что сферичность сохраняется при  $We \leq 1$ . При  $We = 1$  для газовых пузырьков в воде  $Re = 300-400$ ,  $R_3 \approx 0,6$  мм, а в вязких жидкостях условие  $We < 1$  автоматически приводит к требованию  $Re < 1$ . В минеральном масле  $We = 1$  при  $R_3 = 1,4$  мм. В пределах зоны 2 при  $Re \gg 1$  (практически при  $Re > 40$ ) скорость всплытия может быть рассчитана по формуле Мура

$$C_w = \frac{48}{Re} \left( 1 - \frac{2,21}{Re^{1/2}} \right). \quad (1.208)$$

При  $1 \leq Re \leq 40$  можно пользоваться соотношением Чао [52]

$$C_w = \frac{32}{Re} \left( 1 - \frac{0,314}{Re^{1/2}} \right) \quad (1.209)$$

**Зона 3** — сплюснутые вдоль вертикальной оси пузырьки, которые можно представить как сфероиды. Эта зона ограничена условием  $1 < We \leq 3,5$  и охватывает весьма узкий диапазон размеров пузырьков (для воды  $R_3 = 0,6-0,8$  мм,  $Re = 400-500$ ). При условии  $Re \gg 1$  (маловязкие жидкости, вода, этанол, криогенные жидкости и т.п.) скорость всплытия можно рассчитать по методике Мура, изложенной, в частности, в [52]. Для вязких жидкостей, где сфероидальные пузырьки наблюдаются при малых числах  $Re$  (близких к единице), расчет приближенно можно вести по (1.2076).

**Зона 4** — пузырьки неправильной формы, всплытие которых происходит по сложной винтообразной траектории и сопровождается пульсациями формы. Нижняя граница размеров таких пузырьков определяется как  $We = 3,5$ , верхняя  $R_3 = 0,8-1$  см. Скорость всплытия может быть приближенно найдена из эмпирического соотношения

$$U_{\infty} = k_1 \sqrt[4]{\frac{\sigma g (\rho' - \rho'')}{\rho'^2}} \quad (1.210)$$

при  $k_1 = 1,4-1,8$ . Формула (1.210) получается из условия независимости скорости всплытия от объема пузырька. Для воды в нормальных условиях согласно (1.210)  $U_{\infty} = 0,24-0,32$  м/с.

**Зона 5** — пузыри объемом  $V > 2$  см<sup>3</sup>, имеющие форму практически правильного сферического сегмента. Пузыри указанного размера всплывают в жидкостях любой вязкости со скоростью

$$U_{\infty} = (1 \pm 0,05) \sqrt{g R_3} \quad (1.211)$$

Имеются сведения, что при превышении объема  $V = 50$  см<sup>3</sup> в маловязких жидкостях газовые пузыри дробятся на мелкие.

#### 1.15.4. ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ КАПЕЛЬ В ГАЗОВЫХ ПОТОКАХ

Малые сферические капли жидкости при  $Re < 1$  имеют скорость падения в газе, определяемую формулой Стокса (1.207а) при  $\rho_1 = \rho'$ ,  $\rho = \rho''$ ,  $\mu = \mu''$ . Условию  $Re < 1$  подчиняется падение в газе капля диаметром не более 0,1 мм. При  $0,5 \leq Re \leq 5$  скорость падения капля в газе можно рассчитывать по формуле Озеена [89] для коэффициента сопротивления

$$C_w = \frac{24}{Re} \left( 1 + \frac{3}{16} Re \right), \quad Re < 6$$

полученной им для движения твердой сферы в жидкости при частичном учете влияния инерционных членов в уравнении Навье — Стокса. При больших числах Рейнольдса движение капли в газе сопровождается отрывом потока в кормовой части ее поверхности. Для сферической капли при  $Re \gg 1$  (практически при  $Re > 20$ ) скорость падения определяется формулой

$$U_{\infty} = 2,5 \sqrt{R_3 g (\rho' - \rho'') / \rho''}. \quad (1.212)$$

Верхняя граница применимости этой формулы задается условием  $We = 1$ , что позволяет приближенно установить предельный диаметр капли, сохраняющей сферичность при падении в газе,

$$R_{\text{пр}} = 0,28b = 0,28 \sqrt{\sigma / [g(\rho' - \rho'')]} \quad (1.213)$$

Согласно этой формуле капля воды, падая в воздухе при комнатной температуре, сохраняет сферичность при диаметре  $2R \leq 1,5$  мм.

При  $We > 1$  капли деформируются, причем в определенной области размеров увеличение архимедовой силы с ростом объема капли компенсируется ростом силы сопротивления за счет большего сплюсывания капли, так что скорость падения остается неизменной:

$$U_{\infty}^{\text{пр}} = k_2 \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'') / (\rho'')^2} \quad (1.214)$$

Значение  $k_2$  в (1.214) составляет 1,6—1,8, что дает, например, для капель воды в воздухе  $U_{\infty}^{\text{пр}} = 7,6-8,6$  м/с. Скорость, определяемую формулой (1.214), следует рассматривать как предельную. В практических расчетах скорость падения каплей, еще не достигших того размера, при котором справедливо соотношение (1.214), может быть оценена по формуле (1.212), но при этом необходимо помнить, что эта скорость не может превышать  $U_{\infty}^{\text{пр}}$ .

Скорость падения каплей  $U_{\infty}$  есть скорость движения капля относительно газа. При подъемном движении газа значение  $U_{\infty}$  определяет так называемую *скорость витания* капли. В общем случае для вертикального потока газа скорость дви-



жения капли относительно стенок канала равна  $w'' - U_\infty$ , где  $w''$  — скорость газа, подъемное движение которого соответствует положительному направлению системы отсчета.

При  $We = \rho'' U_\infty^2 d_3 / \sigma = We_{кр}$ , где  $d_3$  — эквивалентный диаметр капли, происходит ее дробление. Для  $We_{кр}$  разные авторы рекомендуют весьма различные значения. Согласно [69]  $We_{кр} = 9-18$  при  $Lp > 10^2$ , а для жидкостей с высокой вязкостью ( $Lp < 10^2$ ) растет со снижением числа Лапласа.

### 1.15.5. СХЛОПЫВАНИЕ (РАСШИРЕНИЕ) ПОЛОСТИ В ЖИДКОСТИ

Если текущий радиус расширяющейся (схлопывающейся) сферы  $R = R(\tau)$ , скорость границы полости  $\dot{R} = dR/d\tau$ , то поле давлений в жидкости в любой момент времени  $\tau$  определяется уравнением

$$\frac{1}{r} \frac{d}{d\tau} (R^2 \dot{R}) - \frac{1}{2} \frac{1}{r^4} R^4 \dot{R}^2 = \frac{p(r) - p_\infty}{\rho}, \quad (1.215)$$

где  $p_\infty$  — давление на бесконечном удалении от границы полости.

Давление на границе полости  $p_R$  определяется уравнением Рэлея

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{p_R - p_\infty}{\rho}, \quad (1.216)$$

где  $\ddot{R} = d^2R/d\tau^2$ . Эквивалентная энергетическая формула уравнения Рэлея [52]

$$dE = (p_R - p_\infty) dV, \quad (1.216a)$$

где  $E$  — кинетическая энергия жидкости в объеме от  $r = R$  до  $r = \infty$ ;  $V = 4\pi R^3/3$ .

Поле давлений в жидкости в общем случае не является монотонным. Экстремальный перепад давлений определяется соотношением

$$\frac{p_* - p_\infty}{\rho} = \frac{3}{4} \frac{R}{r_*} (2\dot{R}^2 + R\ddot{R}), \quad (1.217)$$

где

$$r_* = R \left( \frac{2\dot{R}^2}{2\dot{R}^2 + R\ddot{R}} \right)^{1/3}$$

определяет положение экстремального давления в пространстве.

Из уравнения Рэлея выводится закон кавитационного схлопывания сферической полости, давле-

ние внутри которой  $p_0 = \text{const}$ , а начальный радиус  $R_0$  при  $\tau = 0$

$$\dot{R} = - \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{\Delta p}{\rho} \frac{R_0}{R} \left( 1 - \frac{R^3}{R_0^3} \right)^{1/2}. \quad (1.218)$$

где  $\Delta p = p_\infty - p_0$  (знак минус указывает на то, что скорость границы направлена к центру полости). Полное время схлопывания кавитационной полости радиусом  $R_0$

$$\tau_* = 0,915 R_0 \sqrt{\rho / \Delta p}. \quad (1.219)$$

На заключительной стадии схлопывания кавитационной полости положение максимума давления определяется приближенным соотношением

$$r_* = 4^{1/3} R = 1,587 R,$$

а максимальный перепад давлений (1.217) растет обратно пропорционально кубу радиуса полости. Расчетное давление при схлопывании каверны достигает гигантских значений и стремится к бесконечности при  $R \rightarrow 0$  [при  $R/R_0 = 0,01$  ( $p_* - p_\infty$ )/( $p_\infty - p_0$ ) = 157 000]. Учет изменения давления газа в процессе схлопывания слабо влияет на основные закономерности процесса [11]. Сжимаемость жидкости и неоднородность давления газа в полости, учет которых необходим при  $R \rightarrow 0$ ,  $\dot{R} \rightarrow \infty$ , обуславливают уменьшение максимума давления [92]. Вблизи твердых поверхностей, обтекаемых жидкостью, кавитационное схлопывание полости происходит в условиях неоднородного внешнего давления и сопровождается образованием направленных струек жидкости, обладающих огромной кинетической энергией. Эти струйки и вызывают эрозию твердых поверхностей. Само образование кавитационных полостей (разрывов) в жидкости связано в общем случае со снижением локального давления, что имеет место при обтекании различных тел с большими скоростями, а также при работе насосов, гидравлических турбин, гребных винтов и т.д. [11]

### 1.15.5. РОСТ ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ОБЪЕМЕ ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ И НА ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В объеме равномерно перегретой жидкости паровой пузырек размером  $R > R_*$  должен расти. В соответствии с рис. 1.84 параметры жидкости взяли от пузырька  $p_\infty, T_\infty$ , причем  $T_\infty - T_*(p_\infty) = \vartheta_\infty$  — располагаемый температурный напор;  $T_*$  — температура насыщения; параметры пара в пузырьке  $p', T'$  в предельных моделях роста

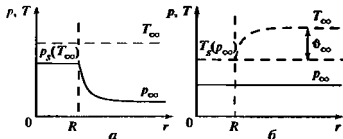
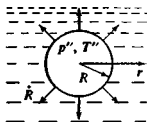


Рис. 1.84. Предельные схемы роста парового пузырька в перегретой жидкости

*a* — динамическая инерционная, *б* — тепловая энергетическая

принимаются постоянными. Критический радиус пузырька

$$R_* = \frac{2\sigma}{p_s(T_\infty) - p_\infty}, \quad (1.220)$$

где  $p_s(T_\infty)$  — давление насыщения при  $T_\infty$ .

Если подвод теплоты к границе пузырька ничем не ограничен, то давление в растущем пузырьке в процессе роста поддерживается равным  $p_s(T_\infty)$  и рост пузырька обусловлен постоянным перепадом давлений  $\Delta p = p_s(T_\infty) - p_\infty$  (рис. 1.84, *a*). Этот гипотетический случай роста соответствует динамической инерционной схеме [52] и приводит к выводу о постоянстве скорости роста

$$\dot{R} = \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta p}{\rho'}}. \quad (1.221)$$

Согласно тепловой энергетической схеме роста (другая предельная модель) скорость  $\dot{R}$  мала, так что  $p'' = p_\infty$ ,  $T'' = T_s(p_\infty)$  (рис. 1.84, *б*). При этом закон роста пузырька дается соотношением

$$\frac{R}{\sqrt{\sigma\tau}} = 2 \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/2} \times \\ \times \text{Ja} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{6\text{Ja}}\right)^{2/3} + \frac{\pi}{6\text{Ja}} \right]^{1/2}, \quad (1.222)$$

аппроксимирующим численное решение Скривена [52]. В (1.222)  $\alpha$  — коэффициент температуропроводности жидкости,  $\text{Ja} = \rho' c_p \vartheta_\infty / (r_* \rho'')$  — безразмерное число Якоба,  $c_p$  — теплоемкость жидкости,  $\rho'$ ,  $\rho''$  — плотность жидкости и пара;  $r_*$  —

теплота испарения. Формула (1.222) имеет две асимптоты:

при  $\text{Ja} \ll 1$

$$R / \sqrt{\sigma\tau} = \sqrt{2} \text{Ja}; \quad (1.222a)$$

при  $\text{Ja} \gg 1$

$$R / \sqrt{\sigma\tau} = 2(3/\pi)^{1/2} \text{Ja}. \quad (1.222b)$$

Вторая из этих формул известна как формула Плессета—Цвика. Решение Скривена (1.222) хорошо подтверждено опытами при относительно небольших перегревах жидкости ( $\text{Ja} \leq 20$ ). При больших значениях числа  $\text{Ja}$  оказывается неприменимым основное допущение энергетической модели роста — о постоянстве давления и температуры пара в пузырьке. В этом случае задача о росте парового пузырька в объеме жидкости решается либо путем численного интегрирования системы уравнений неразрывности, движения и энергии, либо приближенными аналитическими методами, анализ которых приводится в [90].

Для наиболее низких приведенных давлений в [91] аналитически получено соотношение, которое хорошо согласуется с имеющимися опытными данными о росте паровых пузырьков в объеме перегретой жидкости при  $\text{Ja} \geq 300$

$$R = \frac{4}{3} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{\lambda c_p}{\rho''}\right)^{1/4} \frac{R_i^{3/4} T_s^{5/4}}{r_*} \tau^{3/4}. \quad (1.223)$$

где  $R_i$  — индивидуальная газовая постоянная.

Рост парового пузырька на твердой поверхности (при кипении) приближенно описывается соотношением

$$R / \sqrt{\sigma\tau} = \gamma \text{Ja} + \sqrt{\gamma^2 \text{Ja}^2 + 2\beta} \text{Ja}. \quad (1.224)$$

где в числе  $\text{Ja}$  вместо перегрева  $\vartheta_\infty$  используется температурный напор  $\Delta T = T_w - T_s$ , причем  $T_w$  — средняя температура твердой поверхности,  $\gamma = 0,3$  и  $\beta = 6$  — эмпирические константы. Формула (1.224) может быть использована при  $\text{Ja} \leq 300$ . При больших числах  $\text{Ja}$  необходим учет инерционных эффектов. Согласно [91] здесь дает хорошие результаты модель, приводящая к формуле (1.223), если учесть, что при росте пузырьков в неоднородном температурном поле испарение жидкости происходит лишь по части его поверхности. В этом случае

$$R = 0,5 \left(\frac{\lambda c_p}{\rho''}\right)^{1/4} \frac{R_i^{3/4} T_s^{5/4}}{r_*} \tau^{3/4}$$

При более детальном изучении роста паровых пузырьков при кипении в зависимости  $R(\tau)$  следует учитывать влияние теплофизических свойств материала стенки, что особенно актуально при кипении криожидкостей [29].

### 1.15.7. УСЛОВИЯ ОТРЫВА ПАРОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ ОТ ТВЕРДОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ КИПЕНИИ

Строгое решение задачи об отрыве парового пузырька от твердой стенки в условиях кипения не получено, поскольку для него требуется анализ уравнений сохранения для жидкости, удовлетворяющих уравнению (1 166) на межфазной поверхности, форма которой может быть получена лишь в результате решения. Исключения представляют условия гидростатики, для которых получены численные решения, определяющие равновесные осесимметричные формы поверхности раздела фаз. В этом случае задача об отрыве пузырька или капли решается как задача о нахождении максимальных участков устойчивости равновесных поверхностей (см. п. 1.13 5). Из полученных таким путем решений формула (1 176) для предельного размера газового пузырька на срезе капилляра оказывается пригодной для расчета отрывного размера (эквивалентного диаметра) парового пузырька при кипении в области высоких приведенных давлений, когда малые скорости роста позволяют рассматривать процесс как квазистатический [52].

В этих условиях основание парового пузырька не «расплюсывается» по поверхности нагрева, а остается ограниченным размером устья поверхностной впадины  $d_k$ , так что формула для отрывного диаметра пузыря имеет вид

$$D_0 = \sqrt[3]{\frac{6d_k \sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \quad (1.225)$$

Формула (1.225) подтверждена прямыми экспериментами при кипении воды и этанола на искусственных центрах парообразования, когда значение  $d_k$  было известно с высокой точностью [101]. В практических условиях диаметр устья поверхностной впадины  $d_k$  по порядку значения соответствует характерному размеру шероховатости стенки [52]; для промышленных труб можно приближенно принимать  $d_k = \Delta$ , (значения  $\Delta$  даны в табл. 1.2).

В общем случае, когда скоростью роста паровых пузырьков пренебречь нельзя (числа Якоба  $Ja > 10$ ), задача об их отрыве решается на основе приближенных (полуэмпирических или эмпирических) подходов. Часто используемый как условие отрыва пузырька баланс сил, приложенных к его центру масс, может рассматриваться в лучшем случае как разрывность анализа размерностей [105]. Действительно, полный баланс сил (как уравнение сохранения импульса в проекции на нормаль к твердой поверхности) справедлив в любой момент эволюции пузырька и не может служить условием его отрыва. Кроме того, механика материальной точки, на которой такой баланс основан, едва ли применима к пузырьку с непрерывно изменяющейся формой поверхности.

Обоснованной альтернативой балансу сил является использование кинематических условий отрыва. В [53] в качестве такого условия принимается равенство скорости роста пузырька (падающей по мере роста) и скорости его всплытия в сиюконой жидкости. Для области низких давлений (практически при  $Ja > 200$ ) использование (1 224) для расчета  $dR/dt$  и (1 211) для  $u_\infty$  дает формулу для радиуса пузырька в момент отрыва

$$R_0 = 0,22 \left( \frac{\lambda c}{\rho''} \right)^{2/5} \frac{R_t^{6/5} \Gamma_\lambda^2}{\Gamma_\lambda^{8/5} g^{3/5}} \quad (1.226)$$

Для кипения в условиях турбулентного режима течения в каналах сходное кинематическое условие, основанное на равенстве в момент отрыва скорости роста парового пузырька на стенке и локальной скорости жидкости у вершины пузырька, определяет диаметр пузырька в момент отрыва [106]:

$$D_0 d_t \Gamma = 1,1 [A^2 / (\text{Re}^2 \text{Pr} \xi)]^{1/3},$$

где  $A = 0,3\text{Ja} + (0,09\text{Ja}^2 + 12\text{Ja})^{1/2}$  (согласно формуле (1 224));  $d_t$  — гидравлический диаметр канала;  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления, который может быть рассчитан по формуле Конакова (см табл. 1.3).

## 1.16. АДИАБАТНЫЕ ГАЗОЖИДКОСТНЫЕ ПОТОКИ В КАНАЛАХ

### 1.16.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Если массовый расход двухфазной смеси в канале  $G_{\text{см}} = G'' + G'$ , кг/с, где  $G''$  и  $G'$  — массовые расходы газа (пара) и жидкости, то отношение  $G''/G_{\text{см}} = x$  называется *массовым расходным паросодержанием*. Объемные расходы фаз, м/с:  $\dot{V}'' = G''/\rho''$ ,  $\dot{V}' = G'/\rho'$ . Объемный расход смеси  $\dot{V}_{\text{см}} = \dot{V}'' + \dot{V}'$ . Отношение  $\dot{V}''/\dot{V}_{\text{см}} = \beta$  — *объемное расходное паросодержание*.

Связь  $x$  и  $\beta$  дается соотношением

$$\frac{x}{1-x} = \frac{\rho''}{\rho'} \frac{\beta}{1-\beta} \quad (1.227)$$

Поскольку при  $p \ll p_{\text{кр}}$ ,  $\rho' \gg \rho''$ , малым массовым расходным паросодержаниям отвечают большие (близкие к единице) объемные. Зависимость  $\beta(x)$  для пароводяного потока представлена на рис. 1.85 [67]. При критическом давлении ( $p = p_{\text{кр}}$ ) фазы неразличимы и понятия  $x$  и  $\beta$  теряют смысл.

Если для наблюдения выбран контрольный объем двухфазной смеси  $V_{\text{см}}$ , а среднее во времени значение объема паровой (газовой) фазы внутри этого объема составляет  $V''$ , то отношение

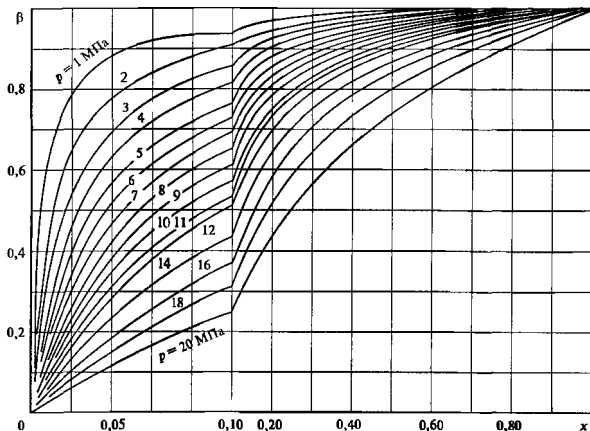


Рис. 1.85. Зависимость объемного расходного паросодержания от массового для пароводяных потоков [67]

$\dot{V}''/V_{\text{см}} = \Phi$  называется *истинным объемным паросодержанием*. В одномерном приближении  $V_{\text{см}} = S \Delta L$ ,  $V'' = S'' \Delta L$ , где  $S = S'' + S'$  — площадь поперечного сечения канала;  $\Delta L$  — длина контрольного объема  $V_{\text{см}}$ ,  $S''$  и  $S'$  — осредненные во времени площади сечений, приходящиеся на паровую и жидкую фазы. Тогда  $\Phi = S''/S'$ , причем именно это определение истинного объемного паросодержания является наиболее употребляемым.

Отношения

$$\frac{\dot{V}'''}{S''} = \frac{\dot{V}''}{S\Phi} = w'''; \quad \frac{\dot{V}'}{S'} = \frac{\dot{V}''}{S(1-\Phi)} = w'$$

называются *истинными скоростями* соответствующих фаз (осредненные по сечениям  $S''$  и  $S'$  скорости фаз).

Величины  $\dot{V}''/S = w''_0$  и  $\dot{V}'/S = w'_0$  называются *приведенными скоростями* фаз. Их сумма  $w''_0 + w'_0 = w_{\text{см}}$  называется *скоростью смеси*. Приведенной скоростью смеси, или *скоростью циркуляции*, называют скорость, которую имела бы в канале жидкость при массовом расходе, равном  $G_{\text{см}}$ , т. е.  $w_0 = G_{\text{см}}/(\rho' S)$ . Скорость смеси и скорость циркуляции связаны соотношениями

$$w_{\text{см}} = w_0 [1 + x(\rho' - \rho'')/\rho''], \quad (1.228)$$

или

$$w_{\text{см}} = w_0 [1 - \beta(\rho' - \rho'')/\rho']^{-1}. \quad (1.228a)$$

Величины  $x$ ,  $\beta$ ,  $w''_0$ ,  $w'_0$ ,  $w_{\text{см}}$ ,  $w_0$  в большинстве случаев являются заданными, однако они в общем случае не определяют непосредственные действительные скорости фаз или действительное паросодержание в канале. Физически важные характеристики потока  $\Phi$ ,  $w''$ ,  $w'$  не входят в условие однозначности, а являются функцией процесса и при анализе двухфазных течений выступают как искомые величины (ясно, что достаточно знать одну из этих трех величин).

Отношение истинных скоростей фаз называют *фактором (коэффициентом) скольжения*:

$$\Phi = w''/w' = [\beta/(1-\beta)]/[\phi/(1-\phi)].$$

Поскольку  $w_{\text{см}} = w''\Phi + w'(1-\Phi)$ , при  $\Phi = 1$  (в отсутствие скольжения фаз, т. е. при  $\beta = \phi$ ) скорость смеси равна истинным скоростям каждой из фаз.

Использование  $\Phi$  и  $\beta$  приводит к определению *«истинной» и расходной плотностей смеси*

$$\rho_{\Phi} = \rho''\Phi + \rho'(1-\Phi), \quad (1.229)$$

$$\rho_{\beta} = \rho''\beta + \rho'(1-\beta). \quad (1.229a)$$

## 1.16.2. РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

**Вертикальные каналы.** В вертикальных каналах различают пузырьковый, спардный, эмульсионный, дисперсно-кольцевой режимы течения (рис. 1.86). Пузырьковый режим наблюдается при малых паросодержаниях ( $\phi \leq 0,3$ ) [81], причем газовая (паровая) фаза движется в виде дискретных

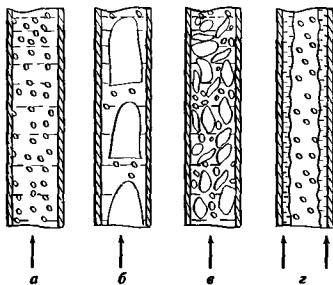


Рис. 1.86. Режимы течения двухфазного потока в вертикальных каналах

*a* — пузырьковый, *b* — снарядный, *c* — эмульсионный; *d* — дисперсно-кольцевой

объемов (пузырьков), размер которых намного меньше диаметра канала. *Снарядный* режим течения двухфазной смеси характеризуется движением в канале крупных газовых пузырьков (снарядов), отделенных друг от друга прослойками жидкости, в которых обычно содержится мелкие газовые пузырьки. *Снарядный* режим наблюдается при относительно небольших скоростях смеси и невысоких давлениях при  $\varphi = 0,3-0,7$ . Для пузырькового и снарядного режимов фактор скольжения  $\Phi > 1$  при подъемном и  $\Phi < 1$  при опускном движении. При более высоких скоростях смеси наблюдается *эмульсионный* («вспененный») режим течения, характеризующийся в среднем достаточно однородной структурой. Иногда эмульсионный режим отождествляют с пузырьковым. Их отличие состоит в основном в том, что в эмульсионном режиме газовые пузырьки отличаются неправильной формой. Скольжение фаз в эмульсионном режиме незначительно ( $\Phi = 1$ ). По данному [45] эмульсионный режим является основным для смесей при высоких давлениях, в частности при тех, что имеют место на ТЭС и АЭС. Высокие скорости смеси и большие паросодержания ( $\varphi \geq 0,9$ ) характерны для *дисперсно-кольцевого* режима, при котором газовая фаза движется в ядре потока, а жидкость — в пленке на стенках канала и в виде отдельных капель в ядре. Как разновидность этого режима можно рассматривать *дисперсно-кольцевой* режим течения газовой фазы, наблюдающийся при пленочном кипении жидкостей. Такие режимы наблюдаются, например, при захолаживании трубопровода криожидкостями. Наконец, иногда выделяют как самостоятельный *дисперсный* режим течения смеси, при котором жидкая фаза равномерно распределена в виде мелких капель (тумана) в газовой фазе. Такой режим наблюдается в тех случаях, когда жидкая плен-

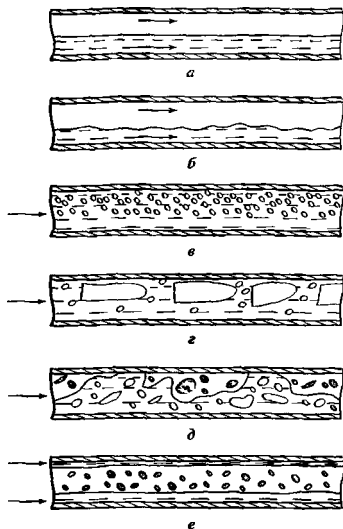


Рис. 1.87. Режимы течения двухфазного потока в горизонтальных каналах

*a* — расслоенный; *b* — волновой; *c* — пузырьковый, *d* — снарядный; *e* — эмульсионный, *e* — дисперсно-кольцевой

ка на стенке существовать не может из-за значительного перегрева последней ( $x > x_{гр}$ , см. п. 3.11.3 настоящей книги).

**Горизонтальные и наклонные каналы.** В горизонтальных и наклонных (под малым углом к горизонту) каналах различают расслоенный, волновой, пузырьковый, снарядный, эмульсионный и дисперсно-кольцевой режимы течения. Структура потока при этих режимах ясна из рис. 1.87. Специфика течения в горизонтальных каналах состоит в том, что здесь всегда наблюдается значительная несимметричность в распределении фаз по сечению канала. В *дисперсно-кольцевом* режиме течения даже при очень высоких скоростях смеси толщина жидкой пленки внизу трубы оказывается почти на порядок больше, чем в ее верхней части. *Эмульсионный* режим течения в горизонтальных каналах сохраняет известные черты волнового движения, когда амплитуда последнего превышает диаметр канала. При этом жидкие перемычки (гребни волн) насыщены газовыми пузырьками, а газовые снаряды (впадины волн) содержат множе-

ство жидких капель, т. е. в целом наблюдается довольно однородная структура потока.

Границы режимов течения не могут быть определены с достаточной точностью, ибо зависят не только от свойств фаз, скорости смеси и паросодержания, но и в очень большой мере от условий на входе в канал, причем последние сказываются на весьма больших расстояниях от входа (100 калибров и более). Поэтому широко используемые (особенно в зарубежной литературе) различные диаграммы режимов течения, где границы режимов установлены в зависимости от режимных параметров и физических свойств фаз, следует рассматривать как весьма приближенные, скорее качественные, чем количественные, ориентиры при определении режимов течения смеси.

Более перспективны расчетные рекомендации, опирающиеся на определенные физические модели [32, 104]. Для вертикальных восходящих потоков принципиально важен переход от тех режимов, при которых поток в грубом приближении еще можно считать гомогенным (пузырьковый, снарядный, эмульсионный режимы), к дисперсно-кольцевому режиму течения. Согласно [104] такой переход достигается, когда скорость газовой фазы в ядре потока превышает скорость витания капли. Критерий перехода имеет вид, соответствующий формуле (1.214):

$$w_0'' \rho''^{1/2} / [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{1/4} \geq 3,1 \quad (1.230)$$

Значение константы в (1.230) отличается от значения в (1.214), что естественно: в условиях дисперсно-кольцевого режима течения процессы срыва и осаждения капель исключают достижение капель скорости и свободного падения.

Для горизонтальных каналов в [32] рекомендуется карта режимов течения Тейлора и Даклера, отражающая определенную физическую модель (рис. 1.88). При этом *снарядный* и *эмульсионный* режимы объединены в *перемежающийся* режим течения. Граница расслоенного или волнового течения



Рис. 1.88. Карта режимов Тейлора и Даклера для горизонтальных каналов [32]

1 —  $Fr$  относится к  $X$ ; 2 —  $X = 1,6$ ; 3 —  $T$  относится к  $X$

с перемежающимся или кольцевым определяется числом Фруда и параметром Мартинсли:

$$Fr = \rho''^{1/2} w_0'' / [(\rho' - \rho'') g D]^{1/2},$$

$$X = [(dp/dz)' / (dp/dz)']^{1/2},$$

где  $D$  — диаметр канала,  $(dp/dz)'$  и  $(dp/dz)''$  — градиенты давления в рассматриваемом канале при течении в них соответственно только жидкой или только газовой фазы (с их собственными массовыми расходами).

Для границы пузырькового или перемежающегося режима с кольцевым параметр  $X$  постояен и равен 1,6. При  $X > 1,6$  волновой (расслоенный) режим переходит в перемежающийся, при  $X < 1,6$  — в кольцевой. Граница пузырькового и перемежающегося режимов течения определяется параметром  $X$  и числом  $T = [(dp/dz)' / g(\rho' - \rho'')]^{1/2}$  (которое, по существу, является модификацией числа  $Fr$ , построенного по скорости жидкой фазы).

В [103] предлагается методика расчета границ режимов *адиабатных потоков*, рекомендуемая автором как «универсальная», т. е. пригодная для каналов любой ориентации (горизонтальных, наклонных и вертикальных при подъемном и опускном движении). Методика изложена в форме, удобной для создания компьютерной программы, но ее объем не позволяет воспроизвести эту методику в настоящем издании.

### 1.16.3. ИСТИННОЕ ОБЪЕМНОЕ ПАРСОДЕРЖАНИЕ АДИАБАТНЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Нахождение связи  $\varphi = \varphi(\beta)$  — одна из главных задач анализа двухфазных течений. В отсутствие локального скольжения фаз, т. е. в гомогенном потоке, различие истинного и расходуемого объемных паросодержаний связано с реальной неоднородностью потока, с изменением скорости и паросодержания по сечению канала. В соответствии с анализом Бэнкова [81, 83] для гомогенного потока

$$\varphi = \frac{1}{C_0} \beta, \quad (1.231)$$

где  $C_0$  — так называемый параметр распределения.

Эта формула, по существу, тождественна эмпирической формуле Арманда [45, 81]. Для пузырькового и эмульсионного режимов течения на основе опытных данных можно принять  $C_0 \approx 1,2$  [81, 83]. Формула (1.231) эквивалентна соотношению

$$w'' = C_0 w_{см}. \quad (1.231a)$$

По формулам (1.231) и (1.231a) можно рассчитывать  $\varphi$  в эмульсионном, снарядном и пузырьковом режимах течения в горизонтальных трубах.

В вертикальных каналах газовая фаза при пузырьковом, снарядном и эмульсионном режимах

течения имеет заметное скольжение относительно жидкости, что наряду с неоднородностью распределения фаз по сечению канала вызывает различие истинных скоростей фаз и скорости смеси. Согласно [50]

$$\frac{\beta}{\varphi} = C \pm \frac{\Delta w}{w_{см}}, \quad (1.232)$$

где  $C$  — константа, аналогичная по физическому смыслу параметру распределения. Величина  $\Delta w$ , учитывающая локальное скольжение фаз, связана со скоростью всплытия одиночного пузырька  $U_{\infty}$  соотношением

$$\Delta w = k_0 U_{\infty}, \quad (1.233)$$

где  $k_0$  отражает влияние взаимодействия паровых пузырьков. Знак «+» в (1.232) соответствует подъемному течению в вертикальных каналах, знак «-» — опускному. Формулы (1.232) и (1.233) позволяют с хорошей точностью рассчитывать истинное объемное паросодержание в вертикальных каналах при  $\beta \leq 0,7$  если для  $k_0$  использовать эмпирическую формулу

$$k_0 = 1,4(\rho'/\rho'')^{1/5} (1 - \rho''/\rho')^5 \quad (1.233a)$$

Для безнапорного движения (барботаж) в каналах большого сечения [при  $Bo = g(\rho' - \rho'') D_3^2 / \sigma \geq 100$ ]  $C = 1,0$ . Скорость всплытия  $U_{\infty}$  рассчитывается по формуле (1.210) при  $k_1 = 1,5$ . Таким образом, для барботажа, где  $w_{см} = w''_0$ , имеем

$$\frac{\beta}{\varphi} = 1 + \frac{\Delta w}{w''_0}; \quad (1.234)$$

$$\Delta w = 2,1 \left( \frac{\rho'}{\rho''} \right)^{1/5} \left( 1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right)^5 \sqrt[4]{\frac{\sigma g (\rho' - \rho'')}{\rho'^2}} \quad (1.234a)$$

Для напорного течения в каналах малого диаметра ( $Bo < 100$ )

$$U_{\infty} = 0,35 \sqrt{g D_3 (\rho' - \rho'') / \rho'}, \quad (1.234б)$$

и параметр  $C = 1,1$ . Таким образом,

$$\varphi = \frac{\beta}{1,1 \pm \frac{U_{\infty} k_0}{w_{см}}}, \quad (1.235)$$

где по-прежнему «+» — для подъемного течения, «-» — для опускного;  $U_{\infty}$  и  $k_0$  рассчитываются соответственно по (1.234б) и по (1.233a). Формула (1.235) пригодна и для кольцевых каналов, если за эквивалентный диаметр  $D_3$  принимается ширина зазора

В [81, 83] на основе опытных данных для водоподушных потоков при пузырьковом и эмульсион-

ном режимах вместо соотношений (1.232) рекомендуется формула

$$w'' = C_0 w_{см} + 1,53 \sqrt[4]{\frac{\sigma g (\rho' - \rho'')}{\rho'^2}},$$

а для снарядного режима — формула

$$w = C_0 w_{см} + U_{\infty},$$

где  $C_0 = 1,2$ ;  $U_{\infty}$  определяется по (1.234 б). Есть основания утверждать, что, по крайней мере, для наиболее важных в энергетике пароводяных систем расчет по формулам (1.234) и (1.235) предпочтительнее. Эти формулы подтверждены опытными данными в условиях барботажа, а также при напорном течении пароводяных потоков в трубах диаметром от 10 до 35 мм и кольцевых каналах с шириной кольцевой щели 5,1 мм при массовых скоростях  $\rho w = 200-3500$  кг/(м<sup>2</sup>·с) и давлениях  $p = 0,5-10$  МПа [50].

Поскольку все существующие на сегодня соотношения для расчета истинного объемного паросодержания являются приближенными и имеют ограниченную область применения, в практике расчета и проектировании котлов пользуются номограммами ВТИ — ЦКТИ, построенными по опытным данным для пароводяных потоков [62]. Эти номограммы для вертикального подъемного движения приведены на рис. 1.89. По рис. 1.89, а находится значение  $C$  для заданных давления и скорости смеси. Истинное объемное паросодержание при  $\beta \leq 0,9$  определяется по формуле Арманда

$$\varphi = C \beta.$$

При  $\beta \geq 0,9$  найденное значение  $C$  используется для определения  $\varphi$  по номограммам рис. 1.89, б. Номограммы рис. 1.89 построены для каналов диаметром более 30 мм и скоростей смеси  $w_{см} \leq 3,5$  м/с. При больших скоростях смеси  $C$  и  $\varphi$  определяют по значению  $w_{см} = 3,5$  м/с. Влияние диаметра канала  $D \leq 30$  мм учитывается введением множителя  $\sqrt{30/D}$ , на который умножается действительная скорость смеси (здесь  $D$  — диаметр трубы, мм)

Для наклонных труб истинное паросодержание определяется как

$$\varphi_{\alpha} = k_{\alpha} \varphi.$$

где  $k_{\alpha}$  — поправочный множитель, значения которого можно найти в номограммах [62] в зависимости от угла наклона к горизонту  $\alpha$ , давления и скорости смеси.

#### 1.16.4. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

Полный перепад давлений. В инженерной практике используются, как правило, однмерные модели двухфазных потоков. Падение давления

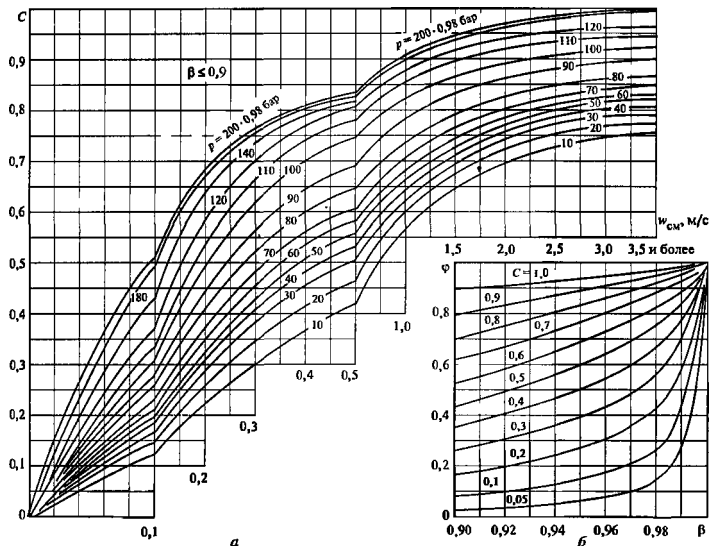


Рис. 1.89. Номограммы для расчета истинного объемного паросодержания пароводящих потоков в вертикальных трубах

*a* — значение коэффициента *C* в формуле Арманда для  $\beta \leq 0,9$ ; *b* — значения  $\varphi$  при  $\beta \geq 0,9$  для прямоточных элементов паровых котлов ( $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$ )

в направлении оси канала  $z$  для одномерного двухфазного потока выражается уравнением

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{G_{cm}}{S} \frac{d}{dz} [w''x + w'(1-x)] + \frac{4\tau_{cm}}{D} + \rho_{\varphi} g_z, \quad (1.236)$$

где  $D$  — гидравлический диаметр канала;  $g_z$  — проекция ускорения свободного падения на направление  $z$ ;  $\tau_{cm}$  — касательное напряжение на стенке канала при течении смеси.

Первый член правой части (1.236) отражает потери давления за счет ускорения потока, связанного либо с изменением паросодержания  $x$ , либо с изменением площади поперечного сечения канала  $S$ . При адиабатном течении в канале постоянного сечения этот член уравнения равен нулю. Второй и третий члены правой части уравнения (1.236) выражают соответственно потери давления на трение и на работу против массовых сил. При не слишком

малых скоростях смеси основной вклад в гидравлическое сопротивление вносят потери на трение.

**Гомогенная модель.** Простейшая методика расчета сопротивления трения в двухфазных потоках связана с гомогенной моделью, согласно которой двухфазный поток рассматривается как однородная жидкость с плотностью  $\rho_{\beta}$  и средней скоростью течения  $w_{cm}$ . Тогда

$$\tau_{cm} = \frac{\xi_{cm}}{8} \rho_{\beta} w_{cm}^2 = \frac{\xi_{cm}}{8} \rho' w_0^2 \left(1 + \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} x\right). \quad (1.237)$$

Коэффициент трения  $\xi_{cm}$  в пузырьковом, снарядном и эмульсионном режимах течения рассчитывается как для однофазного потока жидкости по формулам табл. 1.3, причем число Рейнольдса можно приблизительно рассчитывать как  $Re_{cm} = \rho' w_0 D / \mu'$ . При турбулентном течении удовлетворительные результаты получаются, если при-



пять  $\xi_{см} = 0,02$ , что соответствует развитому турбулентному течению жидкости в гладких трубах [83]

Формула (1.237) может быть представлена как

$$\frac{\tau_{см}}{\tau_0} = \frac{\Delta p_{см}^{тр}}{\Delta p_0^{тр}} = 1 + \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} x. \quad (1.237a)$$

где  $\tau_0$  — касательное напряжение на стенке при течи в том же канале однофазной жидкости с расходом  $G_{см} \cdot \Delta p_{см}^{тр}$ ,  $\Delta p_0^{тр}$  — перепады давления в канале за счет трения ( $\Delta p = 4 \tau L/D$ , где  $L$  — длина канала).

Согласно гомогенной модели потери на трение в двухфазном потоке с ростом паросодержания растут линейно и при полном испарении жидкости ( $x = 1$ )  $\Delta p_{см}^{тр}/\Delta p_0^{тр} = \rho'/\rho''$ . Однако физически оправданно применение формул (1.237) и (1.237a) в потоках с гомогенной структурой, т.е. в пузырьковом и эмульсионном режимах течения, при  $\varphi \leq 0,7$ . Соотношения гомогенной модели (1.237) и (1.237a) хорошо согласуются с опытными данными при больших скоростях смеси (эмульсионный режим течения), а при малых скоростях смеси дают заниженные значения  $\tau_{см}$  (для пароводяных потоков при некоторых режимах на 50 % и более). Лучший результат достигается, если принять

$$\tau_{см} = \frac{\xi_{см}}{8} \rho_{\varphi} w_{см}^2, \quad (1.237b)$$

причем плотность смеси  $\rho_{\varphi}$  рассчитывается по (1.229a), в истинное паросодержание  $\varphi$  — по (1.235)

Гидравлическое сопротивление в дисперсно-кольцевом потоке. Для восходящего дисперсно-кольцевого режима течения в вертикальном канале справедливы соотношения [83]:

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dp}{dz} &= \frac{4\tau_i}{D-2\delta}, \\ \tau_i &= \tau_w + g(\rho' - \rho'')\delta, \end{aligned} \right\} \quad (1.238)$$

где  $\tau_i$  и  $\tau_w$  — касательные напряжения на свободной поверхности пленки и на стенке соответственно,  $\delta$  — толщина пленки;  $D$  — диаметр канала.

Истинное объемное паросодержание

$$\varphi = \left( \frac{D-2\delta}{D} \right)^2, \quad (1.239)$$

если не учитывать расход жидкости в виде капель в газовом ядре

Касательное напряжение на стенке

$$\tau_w = \frac{\xi_w}{8} \frac{\rho' w_0'^2}{(1-\varphi)^2}, \quad (1.240)$$

где  $\xi_w$  — коэффициент трения на границе жидкая пленка — стенка, определяемый по соотношениям табл. 1.3 в зависимости от  $Re' = \rho' w_0' D/\mu'$ .

Касательное напряжение на поверхности пленки

$$\tau_i = \frac{\xi_i}{8} \frac{\rho' w_0'^2}{\varphi^2} \quad (1.241)$$

Коэффициент трения на межфазной поверхности согласно [83] можно рассчитывать по соотношению

$$\xi_i = \xi_0 \left( 1 + k_i \frac{\delta}{D} \right), \quad (1.242)$$

где  $\xi_0$  — коэффициент трения газового потока в гладком канале, определяемый по  $Re'' = \rho'' w_0'' D/\mu''$ . Значение  $k_i$  согласно опытным данным может быть принято равным 300. В [61] предлагается  $k_i = 240$ . Формула (1.242) основана на предположении о том, что жидкая пленка с волнистой поверхностью воздействует на поток газа подобно шероховатости на твердой стенке. Поскольку восходящее кольцевое течение возможно лишь при значительных скоростях газа (при  $Fr'' = \rho'' w_0''^2 D/[g(\rho' - \rho'')D] \geq 1$ ), в большинстве случаев можно принять  $\xi_0 = 0,02$ , так что получают

$$\xi_i = 0,02 \left( 1 + 300 \frac{\delta}{D} \right) \quad (1.242a)$$

Уравнения (1.238) и (1.242a) позволяют рассчитывать истинное объемное паросодержание и гидравлическое сопротивление восходящего кольцевого газожидкостного потока, решая уравнение 9-й степени относительно  $\delta$ , к которому преобразуется второе из уравнений (1.238) после подстановки в него значений  $\tau_i$  и  $\tau_w$ .

Изложенная модель кольцевого потока не учитывает обмен каплями между жидкой пленкой и газовым ядром. Как справедливо утверждается в [97], понимание действительной картины процессов срыва и осаждения капель, а также механизмов межфазного трения еще далеко не достигнуто. Хотя согласно [61, 83] расчеты параметров кольцевых двухфазных течений на основе уравнений (1.238), (1.242a) согласуются с большим массивом опытных данных, в некоторых случаях погрешность в определении гидравлического сопротивления достигает 100 % [95].

В [95], в свою очередь, приводится эмпирическая методика расчета межфазного трения, которая проверена на опытных данных для восходящих вертикальных газожидкостных потоков в круглых трубах диаметром 9,5—31,8 мм при давлениях 0,1—0,6 МПа и приведенных скоростях  $w_0' =$

= 0,04—0,3 м/с,  $w_0'' = 15—50$  м/с. Согласно этой методике

$$\xi_l = 1,7 \left( 12 + \frac{v_l}{v_w} \right)^{-1,33} \left( 1 + 12 \frac{\delta}{D} \right)^8, \quad (1.242)$$

где  $\frac{\delta}{D} = 0,0594 \exp[-0,34 Fr_0^{0,25} (Re')^{0,19} x^{0,6}]$ ;

$Fr_0 = w_0''/\sqrt{gD}$ ,  $v_l$  — кинематическая вязкость рассматриваемой жидкости;  $v_w$  — то же для воды при 20 °С. В приведенном диапазоне параметров использование (1.242) в изложенной выше методике позволяет согласно [95] рассчитывать гидравлическое сопротивление с погрешностью  $\pm 20\%$ .

При больших приведенных скоростях газа для дисперсно-кольцевого режима течения справедливо эмпирическое соотношение [45]

$$\frac{\Delta p}{\Delta p_0} = 1 + 0,1 \left( \frac{w_0''}{w_0'} \sqrt{\frac{\rho''}{\rho'}} Re' \right)^{1,3}, \quad (1.243)$$

где  $\Delta p$  — падение давления в двухфазном потоке;  $\Delta p_0$  — падение давления в однофазном потоке жидкости, имеющей скорость  $w_0'$

Формула (1.243) применима при  $\frac{w_0''}{w_0'} \sqrt{\frac{\rho''}{\rho'}} Re' >$

$> 40$  и ламинарном течении жидкости в пленке. При этом для расчета истинного паросодержания используется формула

$$1 - \varphi = \sqrt{\Delta p_0 / \Delta p} \quad (1.244)$$

Для пароводяных потоков истинное паросодержание в дисперсно-кольцевом режиме может быть также найдено по номограммам рис. 1.89

**Нормативный метод.** Метод основан на использовании гомогенной модели при любых режимах течения, т.е. во всем диапазоне паросодержаний при  $0 \leq x \leq 1$ . При этом на основе опытных данных для пароводяных потоков вводится так называемый относительный коэффициент гидравлического сопротивления  $\psi$  [48, 77], так что искомый перепад давлений

$$\Delta p_{см}^{тр} = \xi_{см} \frac{L}{D} \frac{\rho' w_0'^2}{2} \left( 1 + \psi \frac{\rho' - \rho''}{\rho''} x \right). \quad (1.245)$$

Значение  $\psi$  находится по номограммам рис. 1.91,б (см. п. 1.17.3).

Местные сопротивления в двухфазных потоках (вход в трубу и выход из нее, повороты, разветвления, арматура, изменение сечения и т.п.) рассчитываются на основе соотношения (1.56), т.е. для гомогенного потока

$$\Delta p_m = \zeta_m \frac{\rho \beta w_{см}^2}{2},$$

где коэффициент местного сопротивления  $\zeta_m$  можно приближенно выбирать в соответствии с табл. 1.4, 1.5. Для пароводяных потоков значения  $\zeta_m$  приводятся в [62].

## 1.17. ПАРОЖИДКОСТНЫЕ ПОТОКИ В УСЛОВИЯХ ТЕПЛООБМЕНА

### 1.17.1. ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА ПО ДЛИНЕ ОБОГРЕВАЕМОГО КАНАЛА

В обогреваемых трубах среднemasовая энтальпия потока непрерывно растет по длине канала. Если поток термодинамически равновесный, то массовое расходное паросодержание  $x$  однозначно связано со среднemasовой энтальпией потока

$$\bar{h} = h''x + h'(1-x) = h' + xr, \quad (1.246)$$

где  $h'$  и  $h''$  — энтальпии жидкости и пара на линии насыщения;  $r = h'' - h'$  — теплота парообразования. В общем случае поток может быть неравновесным, так что массовое расходное паросодержание потока не совпадает с величиной, определяемой формулой (1.246). Тогда величину, получающуюся из условия термодинамического равновесия,

$$x_6 = (\bar{h} - h')/r \quad (1.247)$$

называют *относительной энтальпией потока* или балансовым паросодержанием. Если следует отличать от действительного массового расходного паросодержания  $x$  (см. п. 1.16.1). Значения  $x_6$  могут быть, очевидно, и отрицательными.

Если на вход в обогреваемый канал поступает жидкость, неогретая до температуры насыщения  $T_s$ , то по длине канала можно выделить следующие характерные области [45, 60].

*Область I* (рис. 1.90) — область однофазного конвективного теплообмена. Расчет параметров

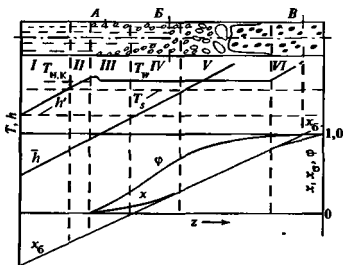


Рис. 1.90. Режимы течения и изменения параметров потока по длине обогреваемого канала (качественная схема)

потока в этой области проводится в соответствии с рекомендациями разд. 3 настоящей книги. В конце области I температура стенки канала достигает значения  $T_s$  (которому соответствует энтальпия жидкости на линии насыщения).

Область II охватывает участок канала от сечения, где температура стенки  $T_w$  сравнялась с  $T_s$ , до сечения, где действительное паросодержание в канале стало отличным от нуля. Температура стенки в конце области II равна температуре начала кипения  $T_{НК}$  (см. п. 1.17.3),  $T_w = T_{НК} > T_s$ , а среднemasовая энтальпия потока  $\bar{h}$  остается меньше энтальпии насыщения  $h'_s$ , т.е. жидкость в среднем по-прежнему недогрета до  $T_s$ . Параметры потока в области II с достаточной точностью можно рассчитывать (как и в области I) по формулам однофазного теплообмена (п. 1.17.3). В областях I и II относительная энтальпия  $x_G < 0$ .

Область III расположена между сечением начала кипения и сечением, где среднemasовая энтальпия потока становится равной энтальпии насыщения, т.е.  $x_G = 0$ . В области III поток является существенно неравновесным, относительная энтальпия потока  $x_G$  остается отрицательной, тогда как расходное массовое паросодержание  $x$  и соответствующее ему истинное объемное паросодержание  $\phi$  уже отличны от нуля и наличие паровой фазы в потоке обнаруживается экспериментально. Внутри этой области иногда выделяют сечение (А, рис. 1.90), соответствующее началу интенсивного парообразования [60], после которого заметно повышается интенсивность теплоотдачи, возрастает гидравлическое сопротивление, а температура стенки либо остается постоянной, либо несколько уменьшается. Граница областей III и IV не отражает каких-либо физических изменений, происходящих с потоком.

Область IV, начинающаяся в сечении с  $x_G = 0$ , заканчивается сечением, характеризующимся тем, что средняя температура жидкости становится равной  $T_s$ , после чего поток становится термически равновесным. Внутри области IV выделяют сечение Б, в котором смыкаются пристенные двухфазные слои. Во всей области IV, несмотря на то что среднemasовая энтальпия превышает энтальпию насыщения ( $x_G > 0$ ), поток остается неравновесным, так как в ядре потока сохраняется недогретая жидкость. В области IV режим течения смеси, как правило, пузырьковый или эмульсионный.

Область V — область равновесного течения смеси, начинающаяся от сечения, где средняя температура жидкости сравнялась с  $T_s$ , и заканчивающаяся сечением, где наступает новая неравновесность: в потоке движется перегретый пар и насыщенная жидкость. В этой области происходит по-

следовательная смена режимов течения — от пузырькового к эмульсионному и далее к дисперсно-кольцевому (спарядный режим течения обычно имеет место при небольших скоростях смеси и относительно низких давлениях — для воды близких к атмосферному). Значения  $x$  и  $x_G$  в области V совпадают.

Область VI — область закризисного течения смеси (см. разд. 3 настоящей книги), где поток обычно является неравновесным (капли жидкости в перегретом паре), причем эта неравновесность может быть очень существенной — большие перегревы пара относительно  $T_s$ . При очень больших значениях теплового потока на стенке возможна так называемая двойная неравновесность: недогретая жидкость в перегретом паре. Внутри области VI может находиться сечение В, в котором  $x_G = 1$ , хотя действительное значение  $x < 1$ .

В практических случаях набор областей по длине обогреваемого канала редко является полным, а длина этих областей зависит от параметров потока и плотности теплового потока на стенке. К примеру, для воды даже при высоком  $q = 1 \text{ МВт/м}^2$ ,  $p_v = 3,0 \text{ МПа}$ ,  $p'_{u0} = 2000 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$ ,  $D = 8 \text{ мм}$ , чтобы достигнуть  $x_G = 1,0$  при входном значении  $x_G = -0,3$ , требуется длина канала около 10 м. Расчет параметров двухфазного потока, особенно в областях III, IV, VI, отличающихся существенной неравновесностью, является сложным и в настоящее время проводится только по эмпирическим и полумпирическим методикам (см. п. 1.17.2, 1.17.3).

### 1.17.2. ПАРОСОДЕРЖАНИЕ НЕАДИАБАТНЫХ ПОТОКОВ

В термодинамически равновесных потоках массовое расходное паросодержание в любом сечении  $z$  может быть найдено с учетом формулы (1.247) из уравнения теплового баланса

$$G_{\text{см}} \frac{dx}{dz} = \frac{q\pi}{r},$$

где  $q$  — плотность теплового потока на стенке канала;  $\pi$  — обогреваемый периметр канала.

Если подвод тепла по длине равномерный, а канал круглый, то

$$x(z) = \frac{\pi D q}{G_{\text{см}} r} (z - z_0), \quad (1.248)$$

где  $z_0$  — сечение с нулевым паросодержанием (при  $z = z_0$ ,  $x = x_G = 0$ ). Расчет истинных объемных паросодержаний термодинамически равновесных потоков при известном значении  $x(z)$  можно проводить в соответствии с рекомендациями, приведенными в пп. 1.16.3, 1.16.4. По этим же рекомендациям следует вести расчет  $\phi$  в зоне V (рис. 1.90), если на вход

в обогреваемую трубу подается недогретая жидкость. При этом необходимо помнить, что паросодержание в условиях теплообмена непрерывно меняется по длине канала и расчет дает значение  $\varphi(z)$ , соответствующее найденному по формуле (1.248) значению  $x(z)$  для данного сечения канала.

Для расчета действительных значений массового расходного паросодержания  $x$  и соответствующих значений  $\varphi$  в неравновесных потоках (области III и IV рис. 1.90) существует несколько эмпирических и полумпирических методик, пригодных в определенных областях режимных параметров. Основные из этих методик описаны в [57]. В настоящее время, по-видимому, недостаточно опытных данных, чтобы на основе их сопоставления с расчетными рекомендациями отдать предпочтение той или иной из них. Здесь приводятся две методики.

**Методика Миронольского и др. [48].** Истинное объемное паросодержание в сечении, в котором  $x_{6\text{нк}} = 0$ , определяется как

$$\varphi_0 = 0,43[q/(\rho' w_0 r)]^{0,15} Re_q^{0,2} (\rho_{кр}/\rho)^{0,225}, \quad (1.249)$$

где  $Re_q = qb/(\rho \mu')$ ,  $b$  — капиллярная постоянная, определяемая по (1.170),  $\mu'$  — вязкость жидкости,  $\rho_{кр}$  и  $\rho$  — критическое и текущее давление. Сечение, в котором начинается кипение, характеризуется относительной энтальпией потока  $x_{6\text{нк}} < 0$ , которая находится как

$$x_{6\text{нк}} = -0,49[q/(\rho' w_0 r)]^{0,3} \times \\ \times Re_q^{0,4} (\rho/\rho_{кр})^{0,15}. \quad (1.250)$$

При отрицательных относительных энтальпиях потока, т.е. в интервале  $x_{6\text{нк}} \leq x_6 \leq 0$  (область III рис. 1.90), истинное объемное паросодержание рассчитывается по формуле

$$\varphi = \varphi_0(1 - x_6/x_{6\text{нк}})^{1,35}. \quad (1.251)$$

Граница неравновесного течения при  $x_6 > 0$ , т.е. граница областей IV и V рис. 1.90, определяется значением расходного объемного паросодержания

$$\beta_{6p} = 3,22[q/(\rho' w_0 r)]^{0,2}. \quad (1.252)$$

Соответствующее значение  $x_{6p}$  находится по формуле (1.247), а истинное объемное паросодержание  $\varphi_{6p}$  — по номограммам рис. 1.89 для адiabатных потоков или по формуле (1.235). При известных  $\varphi_0$  и  $\varphi_{6p}$  значение истинного объемного паросодержания в области IV рис. 1.90 (при  $0 \leq x_6 \leq x_{6p}$ ) находится путем линейной интерполяции:

$$\frac{\varphi - \varphi_0}{\varphi_{6p} - \varphi_0} = \frac{x_6}{x_{6p}}. \quad (1.253)$$

Методика расчета паросодержания в неравновесном потоке в соответствии с (1.249)—(1.253)

была получена на основе обобщений опытных данных по движению пароводяных потоков в обогреваемых трубах при следующих условиях:  $D = 11,7\text{—}34,3$  мм;  $Re_q = 5 \cdot 10^3\text{—}1 \cdot 10^5$ ;  $q/(\rho' w_0 r) = 1,7 \cdot 10^{-2}\text{—}1 \cdot 10^2$ ;  $\rho/\rho_{кр} = 0,02\text{—}0,44$ , в канале имеется участок гидродинамической стабилизации, относительная энтальпия на входе в канал  $x_{6\text{вх}} < x_{6\text{нк}}$ .

**Методика Лабунова и др. [50, 77]** В основу методики положена физическая модель, согласно которой при кипении с недогревом, во-первых, профили энтальпий и массовых скоростей сохраняются такими же, как в предшествующей однофазной области, а во-вторых, устанавливается определенная связь между истинным объемным паросодержанием и толщиной пристенного двухфазного слоя, в котором энтальпия больше, чем энтальпия насыщенной жидкости  $h'$ . На основе этой модели при  $x_{6\text{нк}} \leq x_6 \leq 0$

$$\varphi = 1 - [1 - x(1 - \Phi)^8/3,62]^2, \quad (1.254)$$

где  $x = 30[\lambda \Delta T/(\mu r)]^{1,15}$ ,  $\Delta T$  — температурный напор при кипении;  $\lambda$  — теплопроводность жидкости

Параметр  $\Phi = St_*/St$ , где  $St_*$  — число Стантона для однофазной области (см. разд. 3 настоящей книги), а  $St = q/[\rho' w_0 (h' - \bar{h})]$ . Формула (1.254) рекомендуется для пароводяных потоков при  $p = 0,2\text{—}14$  МПа,  $q = (0,3\text{—}2,5)10^6$  Вт/м<sup>2</sup>,  $w_0 = 0,5\text{—}4$  м/с

### 1.17.3. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ В УСЛОВИЯХ ТЕПЛОБМЕНА

В условиях теплообмена в уравнении (1.236) для градиента давления по длине канала постоянного сечения первый член становится отличным от нуля, причем массовое расходное паросодержание для равновесных потоков определяется формулой (1.248). Для равновесного потока без скольжения фаз ( $w'' = w' = w_{\text{см}}$ ) уравнение (1.236) с учетом формулы (1.228) принимает вид

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{G_{\text{см}} w_0 (\rho' - \rho'')}{\rho'' S} \frac{dx}{dz} + \frac{4\tau_{\text{см}}}{D} + \rho_{\text{ф}} g_z. \quad (1.255)$$

При постоянной плотности теплового потока для круглого канала с учетом (1.248) градиент давления запишется как

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{4w_0(\rho' - \rho'')q}{D\rho''r} + \frac{4\tau_{\text{см}}}{D} + \rho_{\text{ф}} g_z \quad (1.255a)$$

Первый член правой части уравнения (1.255a), отражающий потери давления за счет ускорения потока, положителен при подводе теплоты к стенкам канала, т.е. при испарении или кипении, и от-

риштелен при конденсации. Другими словами, в парообразующих трубах потери давления возрастают в сравнении с адиабатными условиями, а при конденсации пара в трубе эти потери уменьшаются и при некоторых сочетаниях скорости смеси и теплового потока на стенке в некотором сечении может произойти полное восстановление давления.

Во многих практических важных случаях доля потерь давления за счет ускорения потока в общем перепаде давления по длине канала мала, так что этими потерями либо пренебрегают, либо оценивают их приблизительно — без учета скольжения фаз и возможной неравномерности потока. В частности, потери на ускорение потока не учитываются при расчете циркуляции в котлах и парогенераторах электростанций [77]. В области низких давлений относительная роль потерь давления за счет ускорения потока возрастает. В этом случае целесообразно сначала приблизительно оценить составляющие градиента давления по уравнению (1.255а), а затем, если первый член правой части этого уравнения окажется соизмеримым с остальными, провести более точный его расчет по уравнению (1.236). Для нахождения истинных скоростей фаз  $w'$  и  $w''$ , входящих в это уравнение, необходимо найти истинное паросодержание, расчет которого в зависимости от режима течения производится в соответствии с рекомендациями, приведенными в п. 1.17.2.

В обогреваемых трубах при больших тепловых нагрузках отмечают некоторое увеличение потерь давления на трение в сравнении с адиабатными условиями [48, 77]. Для учета этого увеличения существуют эмпирические формулы, однако согласно [48] в практически важных случаях точность в определении  $\Delta p_{\text{см}}^{\text{тр}}$  достигаемая без учета влияния теплового потока, оказывается достаточной. Расчет гидравлического сопротивления трения в двухфазных потоках в условиях теплообмена можно проводить, следовательно, в соответствии с рекомендациями, приведенными в п. 1.16.4.

Для пароводяных потоков в обогреваемых трубах, как и в адиабатных условиях, согласно [62] расчет во всей области паросодержания ведется по формулам (1.237) или (1.237а) гомогенной модели, но с использованием поправочного множителя  $\psi$  в соответствии с (1.245). Множитель  $\psi$  для обогреваемых труб определяется по номограммам рис. 1.91, а. На этих номограммах значения  $x$  соответствуют средним значениям паросодержания в канале, это же среднее значение  $x$  должно использоваться в формулах (1.237) и (1.237а). По заданным давлению и массовой скорости определяется параметр  $(p'w_0 p)$ , затем определяется среднее массовое расходное паросодержание в канале. Если давление в канале меньше 17,6 МПа, то из точки пересечения линии  $x = \text{const}$  с кривой, соответствующей

нужному значению параметра  $(p'w_0 p)$ , проводится горизонталь, определяющая искомым поправочный множитель  $\psi$ . При давлении  $p \geq 17,6$  МПа из этой точки проводится горизонталь до пересечения с кривыми  $p = \text{const}$  в правой части рис. 1.91. Вертикальная линия, проведенная из этой новой точки пересечения, дает искомое  $\psi$ .

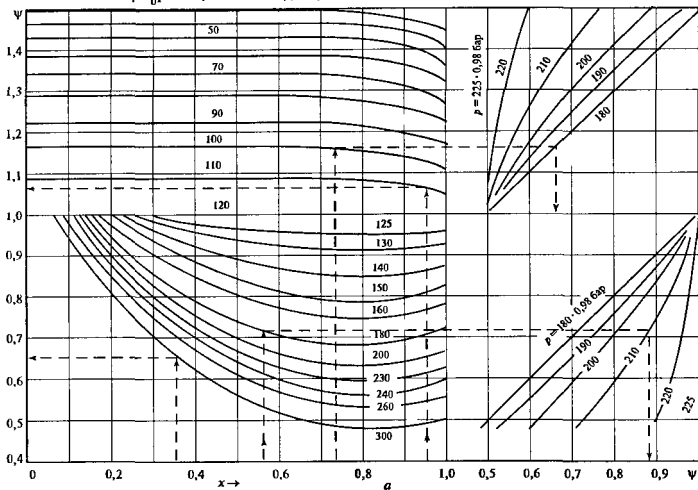
Для расчета гидравлического сопротивления неравновесных пароводяных потоков можно использовать рекомендации, изложенные в настоящем параграфе, а действительные значения расходного паросодержания определять по одной из методик, приведенных в п. 1.17.2.

## 1.1в. КРИТИЧЕСКИЕ ИСТЕЧЕНИЯ ДВУХФАЗНЫХ СМЕСЕЙ

Необходимость расчета истечения двухфазных смесей через отверстия и насадки актуальна для различных технических устройств, в частности, для систем аварийной защиты АЭС. Наиболее важной является задача об истечении насыщенной или недогретой до температуры насыщения жидкости. Истечение такой жидкости сопровождается падением давления ниже локального давления насыщения, что приводит к парообразованию внутри канала. Наличие в потоке сжимаемой фазы создаст возможность появления критического режима. Критические режимы истечения двухфазных потоков значительно отличаются от аналогичных режимов при истечении однофазной сжимаемой среды, где наступление критического режима связано с достижением в критическом сечении локальной скорости звука (см п. 1.11.6). Так, если при однофазном критическом истечении в критическом сечении устанавливается давление, отличное от противодействия  $p_{\text{пр}}$  и не изменяющееся при дальнейшем снижении противодействия, то в двухфазном потоке достижение максимального критического расхода смеси не обязательно сопряжено с установлением в критическом сечении давления, не зависящего от противодействия [85]. При достижении максимальной плотности потока  $\rho_{\text{макс}}$ , хотя и устанавливается давление  $p_{\text{кр}}$ , отличное от противодействия, но оно зависит от последнего в некотором диапазоне его изменения (рис. 1.92). Само определение скорости звука в двухфазном потоке не является однозначным, ибо оно зависит как от действительной структуры потока, так и от принятой физической модели процесса распространения волны возмущения, причем согласно [85] расчетные скорости звука в зависимости от принятой модели могут отличаться на порядок.

В настоящее время не сложилась еще общепринятая точка зрения на механизм истечения и возникновения критических режимов в двухфазных

$$\rho'w_0 p = 30 \cdot 0,98 \cdot 10^2 \text{ кг} \cdot \text{МПа}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$$



$$\rho'w_0 p = 30 \cdot 0,98 \cdot 10^2 \text{ кг} \cdot \text{МПа}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$$

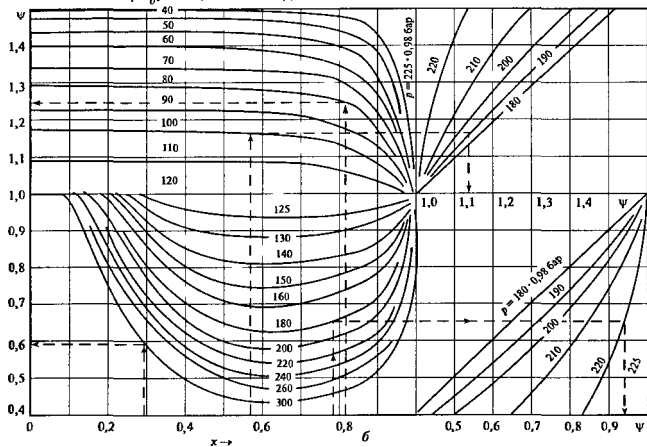


Рис. 1.91. Номограмма для определения коэффициента  $\psi$  для пароводяных потоков

$a$  — обогреваемые трубы;  $b$  — необогреваемые трубы (при  $p \leq 17,6$  МПа  $\psi$  определяется по оси ординат, при  $p \geq 17,6$  МПа — по оси абсцисс, 1 бар =  $10^5$  Па)

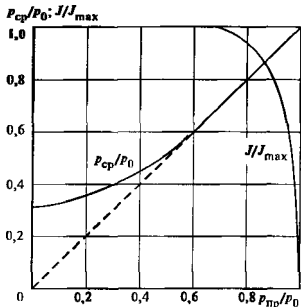


Рис. 1.92. Кривые изменения относительного расхода и относительного давления на срезе в зависимости от относительного противодавления

потоках. Опытные наблюдения показывают, что парообразование во вскипающей жидкости начинается на стенках канала, при этом в ядре потока сохраняется метастабильная жидкость, а у стенок канала наблюдается пузырьковый режим течения смеси [1, 14]. Есть опытное подтверждение тому, что скольжение фаз в потоке вскипающей жидкости мало, т. е. фактор скольжения  $\Phi \approx 1$  [1]. Модели критических потоков, основанные на предположении их термодинамической равновесности, должны рассматриваться как эмпирические методики, ибо в них либо используются эмпирические поправочные множители, либо постулируются те или иные законы для распределения паросодержания по длине канала или для фактора скольжения.

Результаты опытов позволяют сделать заключение о заметном различии истечения из коротких и длинных каналов. При этом относительная длина канала  $L/D$  не является параметром, однозначно определяющим плотность потока смеси  $i$ , ибо в экспериментах при одинаковых значениях  $L/D$  обнаружено уменьшение  $i$  с ростом диаметра канала  $D$  [14]. При истечении через каналы с острой кромкой поток на входе в канал подвергается сжатию с образованием кольцевой каверны, заполненной паром и для коротких каналов связанной с атмосферой [14]. Из-за отсутствия непосредственного контакта жидкости со стенками канала парообразование при этом ограничено и режим истечения близок к гидравлическому (см. п. 1.6.3). Однако в отличие от чисто гидравлического истечения в опытах при истечении вскипающей жидкости из насадки с  $L/D = 0,5$  давление в выходном сечении отличалось от противодавления, что свидетельствует о запыривании потока [85]

На основе обработки опытных данных по истечению насыщенной и недогретой до насыщения воды из коротких ( $L/D \leq 6$ ) каналов небольшого диаметра ( $D \leq 9$  мм) для плотности потока может быть рекомендована следующая формула, предложенная Ю. А. Калайдой с сотрудниками [14].

$$i = \mu_r \sqrt{2\rho'_0(1 - \beta_{ср})\rho'_0}, \quad (1.256)$$

где  $\rho_0, \rho'_0$  — давление и плотность заторможенного потока на уровне входного отверстия,  $\beta_{ср} = p_{ср}/p_0$ , где  $p_{ср}$  — давление на выходном срезе канала;  $\mu_r$  — гидравлический коэффициент расхода, который для каналов с острой кромкой рекомендуется принимать равным 0,61.

Отличие формулы (1.256) от формулы (1.57) для чисто гидравлического истечения состоит в том, что при определении плотности потока массы двухфазной смеси используется перепад давлений  $p_0 - p_{ср}$ , а не полная разность между давлением  $p_0$  и противодавлением  $p_{np}$ . Значение  $\beta_{ср}$  определяется из номограммы рис. 1.93, которая построена для истечения воды в атмосферу при начальных недогревах  $\Delta T_n = T_x - T_0 = 0 - 100$  К, где  $T_0$  — температура заторможенного потока, и давлении  $p_0 \leq \leq 10$  МПа. По мере роста недогрева, снижения начального давления и уменьшения относительной длины канала формула (1.256) даст результат, все более близкий к результату расчета по гидравлической формуле (1.57). При давлении  $p_0 > 10$  МПа критическое отношение давлений определяется по формуле

$$\beta_{ср} = 0,27(L/D)^{0,36} [1 - 0,01(\Delta T_n - 20)],$$

если  $\Delta T_n \geq 20$  К, а при  $\Delta T_n < 20$  К — по формуле

$$\beta_{ср} = 0,27(L/D)^{0,36}.$$

Для коротких каналов большего диаметра ( $D > 9$  мм) расчет по изложенной выше методике должен давать несколько завышенные результаты, но в настоящее время отсутствует расчетная методика, которая количественно оценивала бы уменьшение расхода с ростом диаметра канала при  $L/D < 6$ .

В длинных каналах ( $L/D > 6$ ) при значительных недогревах ( $\Delta T_n \geq 20$  К) расход воды можно также рассчитывать по формуле, аналогичной формулам для гидравлического истечения [14]:

$$i = \mu_r \sqrt{2\rho'_0(p_0 - p_x)}, \quad (1.257)$$

где  $p_x$  — давление насыщения при температуре  $T_0$ .

Однако для длинных каналов ( $L/D > 8$ ) наибольшей общностью обладает критериальное соотношение [49], которое получено на основе обобщения методами размерностей и теории соответственных состояний опытных данных по критическому истечению воды, некоторых фреонов и углеводоро-

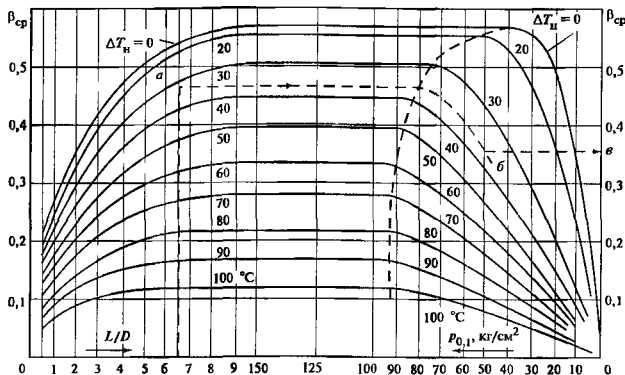


Рис. 1.93. Номограммы для определения критического отношения давлений в коротких каналах [14]

дов. а также численных экспериментов работы [1]. Это критериальное соотношение имеет вид

$$\tilde{W}_0 = 0,09\pi^{0,65}\theta^{-0,2}\gamma^{0,34}(\pi-1), \quad (1.258)$$

где безразмерные величины  $\tilde{W}_0$ ,  $\pi$ ,  $\theta$ ,  $\gamma$  выражены с помощью масштабов, полученных с использованием молекулярной массы  $m$ , индивидуальной газовой постоянной  $R$ , давления и температуры в критической точке  $p_{кр}$ ,  $T_{кр}$ . Указанные безразмерные величины записываются как

$$\tilde{W}_0 = w_0 / \sqrt{RT_{кр}}, \quad \pi = p_{вх} / p_{кр};$$

$$\theta = \Delta T_{вх} / T_{кр}; \quad \gamma = 0,8 \bar{L} / \bar{D}^{0,6},$$

где  $w_0$  — скорость жидкости на входе в канал, отнесенная к полному сечению канала;  $p_{вх}$  — давление на входе в канал, определяемое по (1.259);  $\Delta T_{вх} = T_0 - T_c(p_{вх})$  — перегрев жидкости на входе в канал. Безразмерные длина и диаметр канала, входящие в параметр  $\gamma$ , вычисляются по формулам

$$\bar{L} = L / 3 \sqrt{\frac{mRT_{кр}}{p_{кр}}};$$

$$\bar{D} = D / 3 \sqrt{\frac{mRT_{кр}}{p_{кр}}}$$

Формула (1.258) позволяет рассчитывать расход при истечении неогретых и насыщенных жидкостей при учете соотношения, связывающего давление и скорость на входе в канал.

$$p_{вх} = p_0 - \frac{\rho_0^* w_0^2}{2\mu_r} \quad (1.259)$$

Это соотношение справедливо как при гидравлическом, так и при критическом режиме истечения

Формула (1.258) применима в диапазоне  $p = 0,025—0,52$  (при этом  $p_0 / p_{кр}$  может превышать 0,6),  $\theta = 0,0002—0,03$ . Область изменения геометрических размеров канала, охваченных этой формулой, отражена на рис. 1.94. Область / этого рисунка, отмеченная двойной штриховкой, хорошо заполнена опытными точками. Здесь формула (1.258) подбиралась по экспериментальным данным, причем 95 % всех опытных точек отклоняются от расчетной зависимости не более чем на 10 %, а среднеквадратическое отклонение не превышает

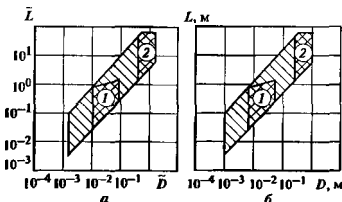


Рис. 1.94. Область изменения геометрических характеристик канала, описываемых формулой (1.258)

$a$  — в безразмерных координатах;  $b$  — частный случай для воды



4 %. За пределами области 1 (рис. 1.94) формула (1.258) обобщает результаты численного решения работы [1], причем отклонение результатов численных экспериментов от обобщающей зависимости не превышает 10 % и лишь в области 2 составляет 15 %. При длинах канала, больших, чем указаны на рис. 1.94, формула (1.258) дает систематическое завышение расхода и может быть использована для его верхней оценки

Порядок расчета по (1.258) следующий:

1) задаются значением  $w_0$  и с помощью формулы (1.259) находят  $\rho_{вк}$ , при этом  $\mu_r = 0,61$  для каналов с острой входной кромкой;

2) рассчитывают входной перегрев жидкости  $\Delta T_{вк} = T_0 - T_x(\rho_{вк})$ , если  $\Delta T_{вк} < 0$ , то задаются большим значением  $w_0$ ;

3) рассматривают соотношение (1.258) как уравнение и рассчитывают его левую и правую части. Если расхождение между ними значительно, то задаются новым значением  $w_0$  и расчет повторяют до тех пор, пока уравнение (1.258) не будет удовлетворяться с заданной точностью;

4) проверяют, находятся ли значения  $\pi$  и  $\theta$  в диапазоне применимости формулы (1.258).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авдеев А.А. Критическое истечение вскипающей жидкости. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. М., 1978
2. Альтшуль А.Д. Гидравлическое сопротивление М. Стройиздат, 1973
3. Аржанников Н.С., Садекова Г.С. Аэродинамика больших скоростей. М. Высшая школа, 1965
4. Астарита Дж., Марруччи Дж. Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей: Пер. с англ. М. Мир, 1978.
5. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982.
6. Березин Н.С., Жидков Н.П. Методы вычислений. Т. II. М.: Физматгиз, 1952.
7. Богданов С.П., Пванов О.П., Куприянова А.П. Холодильная техника. Свойства веществ: Справочник. Л.: Машиностроение, 1976.
8. Жидкометаллические носители / В.М. Боршанский, С.С. Кутателадзе, И.И. Новиков, О.О. Фельдский. — 3-е изд. М. Энергия, 1976.
9. Брановер Г.Г., Цирибер А.Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. М.: Наука, 1970.
10. Брэдшоу П., Себесен Т., Феригольц Г.Г. Турбулентность. Пер. с англ. / Под ред. П. Брэдшоу М.: Машиностроение, 1980
11. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
12. Варгафтик П.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972
13. Варгафтик П.Б., Волков Б.Н., Воляк Л.Д. О международных таблицах поверхностного натяжения воды // Теплоэнергетика. 1979. № 5. С. 73—75

14. Вскипающие адиабатные потоки / В.А. Зысин, Г.А. Баранов, В.А. Барилевич М.: Атомиздат, 1976.
15. Вулкс Л.А. Газовая динамика (стационарные одномерные течения). М.: МАИ, 1949
16. Вулкс Л.А., Фоменко Б.А. О переходных режимах течения в магнитной гидродинамике // Магнитная гидродинамика. 1966. № 1. С. 74—84
17. Вычислительные методы в гидродинамике: Пер. с англ. М.: Мир, 1967
18. Гельфгат Ю.М., Лиелаусис О.А., Щербинин Э.В. Жидкий металл под действием электромагнитных сил Рига Зинатне, 1976.
19. Генни Л.Г., Жилин В.Г., Петухов Б.С. Экспериментальное исследование турбулентного течения ртути в круглой трубе в продольном магнитном поле // Теплофизика высоких температур. 1967. Т. 5. № 2. С. 302—307.
20. Теплообмен жидких металлов в трубе в продольном поле солениода с учетом концевых эффектов / Л.Г. Генни, Као Ба Нинь, Ю.А. Пахотин, В.Г. Свиридов // Магнитная гидродинамика 1983 № 3. С. 46—52.
21. Генни Л.Г., Краснощекова Т.Е., Петрица Л.В. Гидродинамика и теплообмен электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле // Магнитная гидродинамика 1990. № 1. С. 60—66
22. Генни Л.Г., Краснощекова Т.Е., Свиридов Е.В. Гидродинамика и теплообмен при течении электропроводной жидкости в плоском канале в поперечном магнитном поле // Теплофизика высоких температур 1998 Т. 36. № 3 С. 461—469.
23. Глухих В.А., Таванаяв А.В., Кириллов И.Р. Магнитная гидродинамика в ядерной энергетике М.: Энергоатомиздат, 1987.
24. Гидрометаллика невесомости / В.Г. Бабский, Н.Д. Конечевский, А.Д. Мышкис и др. М.: Наука, 1976.
25. Гиневский А.С. Геория турбулентных струй и следов. М. Машиностроение, 1969
26. Гогиш Л.В., Степанов Г.Ю. Турбулентные отрывные течения М.: Наука, 1979.
27. Численные методы исследования течений вязкой жидкости / В.М. Пан, А.К. Ранчел и др. М.: Мир, 1972.
28. Гохштейн А.Я. Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция. М. Наука, 1976
29. Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергия, 1977.
30. Гуревич М.П. Теория струй идеальной жидкости М. Наука, 1979
31. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974
32. Делайе Дж., Гю М., Ритмюллер М. Теплообмен и гидродинамика в атомной и тепловой энергетике М.: Энергоатомиздат, 1984.
33. Дулян Э., Миллер Дж., Шилдс У. Равномерные численные методы решения задач с пограничным слоем М.: Мир, 1983.
34. Емшев Б.Т. Техническая гидромеханика М.: Машиностроение, 1978.

- 35 Зинин А.Д. Агезия жидкостей и смачивание. М.: Химия, 1974.
- 36 Идельчик И.Е. Гидравлические сопротивления. М.: Госэнергоиздат, 1954
- 37 Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975.
- 38 Кикоин А.К., Кикоин И.К. Молекулярная физика. М.: Наука, 1976
- 39 Измерение пульсаций скорости в неизоэнтальпическом потоке жидкого металла в продольном магнитном поле / С.И. Ковалев, В.П. Огородников, В.В. Осипов и др. // Магнитная гидродинамика. 1992. № 3 С 99—104
- 40 Кокошинская А.С., Павлов Б.М., Пасионов В.М. Численные исследования сверхзвукового обтекания тел вязким газом. М.: Изд-во МИ У, 1980
- 41 Колесников Ю.Б., Цицобер А.Б. Экспериментальное исследование двумерной турбулентности за решеткой // Механика жидкости и газа. 1974. № 4 С. 150—164.
- 42 Кочин Н.Е., Кибель Н.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Т 1 М.: Гостехиздат, 1955
- 43 Кочин Н.Е., Кибель Н.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика Т II М.: Физматгиз, 1963
- 44 Экспериментальное исследование течения электропроводной жидкости в круглой трубе в продольном магнитном поле / Е.Ю. Красильников, В.Г. Луцкий, В.С. Николаевко, И.Г. Паневич // Изв. АН СССР Механика жидкости и газов. 1971. № 1. С. 151—155.
- 45 Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976.
- 46 Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Тепло-массообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984.
- 47 Кутателадзе С.С., Леоютьев А.И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск: Изд-во АН СССР, 1962.
- 48 Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стошин П.Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании. — 3-е изд. М.: Высшая школа, 1986.
- 49 Лабунцов Д.А., Авдеев А.А. Обобщение опытных данных по критическому истечению вскипавших жидкостей // Теплоэнергетика. 1978. № 9. С. 71—75
- 50 Основные закономерности изменения паросодержания равновесных и неравновесных двухфазных потоков в каналах различной геометрии / Д.А. Лабунцов, А.Г. Лобачев, Б.А. Кольчугин, Э.А. Захарова // Теплоэнергетика. 1984 № 9. С. 45—47.
- 51 Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Гидростатическое равновесие и волновые движения газожидкостных систем. М.: МЭИ, 1977.
- 52 Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика простых газожидкостных структур. М.: МЭИ, 1978
- 53 Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Об условии отрыва паровых пузырьков при кипении в области низких приведенных давлений // ТВТ. 1988. Т. 26. № 6 С. 1233—1236.
- 54 Липман Г.В., Пакет А.Е. Введение в аэродинамику сжимаемой жидкости. Пер. с англ. / Под ред. А.И. Бунимовича. М.: Изд-во иностр. лит., 1949
- 55 Лойцинский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970
- 56 Методы расчета турбулентных течений: Пер. с англ. / Под ред. В. Колльмана. М.: Мир, 1984
- 57 Молочников Ю.С., Баташов Г.И. Истинное паросодержание при кипении воды с подогревом в трубах // Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. Л.: Наука, 1973. С. 79—96.
- 58 Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Наука, 1965.
- 59 Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967
- 60 Невструева Е.И. Гидродинамические и теплообменные характеристики двухфазных неравновесных потоков в парогенерирующих каналах // Достижения в области исследования теплообмена и гидравлики двухфазных потоков в элементах энергооборудования. Л.: Наука, 1973. С. 66—79.
- 61 Нигматуллин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. II. М.: Наука, 1987.
- 62 Нормативный метод расчета паровых котлов. Т. I Л.: Машиностроение, 1973.
- 63 Оно С., Коно С. Молекулярная теория поверхностного натяжения. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
- 64 Пятаков С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 65 Новх Н.Л. Техническая гидромеханика. Л.: Машиностроение, 1976
- 66 Попов В.И., Бельев В.М. Теплоотдача при переходном и турбулентном с малыми числами Рейнольдса режимах течения жидкости в круглой трубе // Теплофизика высоких температур. 1975. Т. 13. № 2. С. 370—378.
- 67 Рассохин Н.Г. Парогенераторные установки атомных электростанций. М.: Энергоатомиздат, 1987.
- 68 Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980.
- 69 Салтанов Г.А. Сверхзвуковые двухфазные течения. Минск: Вышэйшая школа, 1972
- 70 Стяган Дж., Шерман А. Основы технической магнитной гидродинамики. М.: Мир, 1968
- 71 Седов Л.И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. 2-е изд. М.: Наука, 1965
- 72 Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: Гостехиздат, 1955.
- 73 Справочник по гидравлическим расчетам / Под ред. П.Г. Киселева. М.: Энергия, 1972.
- 74 Справочник по физико-техническим основам криогеники / Под ред. М.П. Малкова. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- 75 Сретенский Л.Н. Теория волновых движений жидкости. М.: Наука, 1977
- 76 Степанов Г.Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. М.: Физматгиз, 1962
- 77 Стырикович М.А., Мартынова О.И., Миропольский З.Л. Процессы генерации пара на электростанциях. М.: Энергия, 1969.

78. Танинцев А.В. Течения в каналах МГД-устройств. М.: Атомиздат, 1979.
79. Тарг С.М. Основные задачи теории ламинарных течений М.—Л.: Гостехтеориздат, 1951.
80. Теория турбулентных струй / Г.Н. Абрамович, Т.А. Гиршович, С.Ю. Крашенинников и др. / Под ред. Г.Н. Абрамовича М.: Наука, 1984.
81. Теплопередача в двухфазном потоке / Под ред. Д. Блгерворса и Г. Хюнтта М.: Энергия 1980.
82. Турбулентность. Принципы и применения. Пер. с англ. / Под ред. У. Фроста и Т. Моулдена. М.: Мир, 1980.
83. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения. Пер. с англ. / Под ред. И.Т. Алдышева. М.: Мир, 1972.
84. Федяевский К.К., Гниевский А.С., Колесников А.В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости Л.: Судостроение, 1973.
85. Фисенко В.В. Критическое двухфазное течение М.: Атомиздат, 1978.
86. Хинце Ю.О. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963.
87. Шерклиф Дж. Курс вязкой гидродинамики. М.: Мир, 1967.
88. Шерстюк А.Н. Турбулентный пограничный слой М.: Энергия, 1974.
89. Шляхтин Г. Теория пограничного слоя. Пер. с нем. / Под ред. Л.Г. Лойцянского М.: Наука, 1974.
90. Ягов В.В. Зарождение и рост паровых пузырей в объеме жидкости и на твердой поверхности // Парожидкостные потоки Минск, ИТМО им. А.В. Лыкова, 1977 С. 34—63.
91. Ягов В.В. О предельном законе роста паровых пузырей в области весьма низких давлений (большие числа Якоба) // ТВТ. 1988. Т. 26 № 2. С. 335—341.
92. Blas L., Prosperetti A., Tozzi A. Collapse of a condensing bubble in compressible liquids // Chem. Engng. Sci. 1972. Vol. 27 N 4 P 815—822.
93. Chang C.C., Lundgren T.S. Duct flow in magnetohydrodynamics // Z. angew. Math. Und Phys 1961. Bd 12 N. 2. S. 100—114.
94. Frahm F.W., Haiser W.H. The effect of strong longitudinal magnetic field on the flow of mercury in a circular tube // J. Fluid Mechanics 1968. Vol. 33. № 2. P. 397.
95. Fukano T., Furukawa T. Prediction of the effect of liquid viscosity on interfacial shear stress and frictional pressure drop in vertical upward gas — liquid annular flow // Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodynamics 1997 Edited by M. Giot, F. Mayinger, G.P. Celata Vol. 2 P. 1161—1168.
96. Haberman W.L., Morton R.K. An experimental study of bubble moving in liquids // Trans. of the Amer. Soc. Civ. Eng. 1956 Vol 121 P 227—252.
97. Hanratty T.J., Dykhnо L.A. Physical issues in analysing gas — liquid annular flows // Exp. Heat Transfer, Fluid Mech. and Thermodynamics 1997. Edited by M. Giot, F. Mayinger, G.P. Celata Vol 2 P. 1127—1136.
98. Hartmann J. Det. Kgl. Danske Videnskab Math — fys Medd 1937. Bd 15 5 6.
99. Higashi Y., Okada M. Measurements of the surface tension for CFC alternatives // Proc 18th Int Conf of Refrigeration. Montreal. 1991 Vol. 2. P. 675—679.
100. Shercliff J.A. Magneto-hydrodynamic pipe flow. Part 2. High Hartmann number. // J. Fluid Mech. 1962. Vol 13. N 4. P. 513.
101. The departure size of pool boiling bubbles from artificial cavities of moderate and high pressures / W.M. Sluyter, P.C. Slooten, C.A. Copraij, A.K. Chesters // Int. J. Multiphase flow. 1991, Vol 17 P. 153—158.
102. Heat transfer enhancement possibilities and implication for liquid metal blanket design / S. Sukoriansky, H. Branover, D. Klamann, E. Greenspan // Proc 12th IEEE Symp On Fusion Engineering Monterey, CA, Oct. 1987.
103. Taitel Y. Flow pattern transition in two-phase flow // Proc. 9-th Int. Heat Transfer Conf. Jerusalem. 1990. Vol. 1 P. 237—254.
104. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes // Y. Taitel, D. Boerne, A.E. Dukler // AIChE Journal 1980 Vol 26 № 3. P. 345—354.
105. Yagov V.V. Vapour bubble departure conditions at pool boiling // Eurotherm Seminar N 48: Pool Boiling 2 Paderborn, Germany, 1996 P. 95—104.
106. Yagov V.V. Approximate model for vapour bubble departure at turbulent flow boiling // Proc. of 2-nd Internat. Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Pisa, Italy. 1999. Vol. 1 P. 279—285.

# РАЗДЕЛ ВТОРОЙ

## ТЕРМОДИНАМИКА

### 2.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

*Термодинамика* — наука о закономерностях превращения энергии

*Термодинамической системой* называется совокупность материальных тел, взаимодействующих как между собой, так и с окружающей средой; все другие материальные тела, находящиеся за пределами границ рассматриваемой системы, принято называть *окружающей* или *внешней средой*

Величины, характеризующие состояние термодинамической системы, называются термодинамическими *параметрами состояния*. Параметры состояния могут быть интенсивными и экстенсивными. *Интенсивными* называются параметры, не зависящие от количества вещества в системе (давление, температура и др.).

Параметры, зависящие от количества вещества, называются *экстенсивными*. Примером экстенсивных параметров является объем, который изменяется в данных условиях пропорционально количеству вещества. Удельные, т.е. отнесенные к единице количества вещества, экстенсивные параметры приобретают смысл интенсивных параметров. Так, удельный объем, удельная теплосмкость и т.п. могут рассматриваться как интенсивные параметры.

Термодинамические параметры состояния называют также функциями состояния или термодинамическими свойствами. Термодинамические свойства условно подразделяют на термические и калорические. К *термическим свойствам* относят температуру  $T$ , давление  $p$ , плотность  $\rho$ , удельный объем  $v$ , а также термические коэффициенты: изобарный коэффициент расширения  $\alpha$ , изотермический коэффициент сжимаемости  $\beta_T$  и изохорный коэффициент давления  $\gamma$  (см. § 2.2). К *калорическим свойствам* относят удельную внутреннюю энергию  $u$ , энтальпию  $h$ , изобарную и изохорную теплосмкости  $c_p$  и  $c_v$ , энтропию  $s$ , а также производные от них. К термодинамическим свойствам также относят скорость звука  $a$  и величины, характеризующие фазовое равновесие (давление (или температуру) и теплоту фазовых переходов, поверхностное натяжение  $\sigma$ ).

Если хотя бы один из параметров состояния термодинамической системы меняется, то изменяется состояние системы, т.е. происходит *термодинами-*

*ческий процесс*, представляющий собой совокупность изменяющихся состояний рассматриваемой системы. *Равновесными* называются процессы, представляющие собой непрерывную последовательность равновесных состояний системы (равновесное состояние системы подробно рассматривается в § 2.3; оно характеризуется, в частности, тем, что все части системы имеют одинаковые температуру и давление). *Неровновесным* называется процесс, при протекании которого система не находится в состоянии равновесия (т.е. при протекании процесса различные части системы имеют разные температуры, давления, плотности, концентрации и т.д.)

Термодинамика базируется на двух основных законах и тепловой теореме Нернста, называемой также третьим законом термодинамики.

Первый закон термодинамики — закон сохранения и превращения энергии — является фундаментальным законом природы, имеющим всеобщий характер. Этот закон гласит: *энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных физических и химических процессах*. Иными словами, для любой изолированной системы (т.е. такой термодинамической системы, которая не обменивается с окружающей средой ни теплотой, ни работой, ни веществом) количество энергии, заключенной в этой системе, сохраняется неизменным.

В общем случае подведенная к телу, совершающему термодинамический процесс, теплота  $Q$  расходуется на изменение внутренней энергии тела  $U$  и на совершение работы  $L$ :

$$Q = \Delta U + L. \quad (2.1)$$

Это же уравнение, записанное в дифференциальной форме, имеет вид

$$dQ = dU + dL. \quad (2.2)$$

Здесь и далее принято: теплота, подводимая к системе, считается положительной, а теплота, отводимая от системы — отрицательной, соответственно работа, производимая системой, считается положительной, а работа, совершаемая над системой, — отрицательной.

Если масса  $m$  вещества в системе сохраняется постоянной, то уравнения первого закона термодинамики (2.1) и (2.2) могут быть записаны следующим образом.

$$q = \Delta u + l, \quad (2.3)$$

$$dq = du + dl, \quad (2.4)$$

где  $q$  — количество теплоты, подводимой к единице массы вещества (или отводимой от нее);  $l$  — работа, произведенная единицей массы вещества (или произведенная над этим количеством вещества).

Внутренняя энергия тела  $U$  складывается из энергии поступательного и вращательного движения молекул, составляющих тело, энергии внутримолекулярных колебаний, потенциальной энергии сил сцепления между молекулами, внутримолекулярной, внутриатомной (энергии электронных оболочек атомов) и внутривалентной энергии. Внутренняя энергия — экстенсивное свойство, т.е. она пропорциональна количеству вещества  $m$  в системе. Величина  $u = U/m$ , называемая *удельной внутренней энергией*, представляет собой внутреннюю энергию единицы массы вещества.

Внутренняя энергия является функцией состояния, т.е. изменение внутренней энергии тела в каком-либо процессе не зависит от характера процесса и однозначно определяется начальным и конечным состояниями тела.

В общем случае работа  $L$  складывается из работы против сил внешнего давления (работы расширения), связанной с увеличением объема системы, работы увеличения поверхности тела против сил поверхностного натяжения; работы перемещения тела в поле тяготения, в электрическом или магнитном поле и т.д.

Соотношения для расчета каждого из видов работ структурно одинаковы

$$dL = y dY, \quad (2.5)$$

$$L = \int_{Y_1}^{Y_2} y dY, \quad (2.6)$$

где  $y$  — обобщенная сила,  $Y$  — обобщенная координата (подробнее — см. § 2.7).

Если работа  $L$  совершается только против сил внешнего давления  $p_c$ , то работа расширения

$$dL = p_c dV, \quad (2.7)$$

где  $V$  — объем системы.

В термодинамике рассматриваются главным образом равновесные процессы, для которых справедливо равенство  $p_c = p$ . Поэтому в дальнейшем, за исключением особо оговариваемых случаев, для работы расширения в данном разделе используется соотношение

$$dL = p dV. \quad (2.8)$$

Как следует из (2.6) и (2.8), работа расширения равна площади под кривой процесса, изображенной в  $p, V$ -диаграмме (рис. 2.1), и, следовательно, является функцией процесса, т.е. зависит от того, каким путем система переходит от состояния 1 к состоянию 2 (процессы  $A$ ,  $B$  или  $C$  на рис. 2.1).

Если на систему одновременно воздействуют несколько различных сил, то работа системы равна

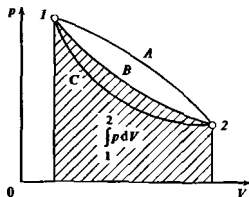


Рис. 2.1. Работа расширения в  $p, V$ -диаграмме

сумме работ, производимых системой под действием каждой из сил. Выделяя отдельно работу расширения, получаем

$$dL = p dV + dL^*, \quad (2.9)$$

где  $L^*$  — любой вид работы, за исключением работы расширения.

В расчете на единицу массы вещества уравнение (2.9) примет вид

$$dl = p dv + dl^*. \quad (2.10)$$

С учетом выражений (2.9), (2.10) уравнения первого закона термодинамики (2.1)–(2.4) имеют вид

$$dQ = dU + p dV + dL^*; \quad (2.11)$$

$$dq = du + p dv + dl^*. \quad (2.12)$$

Для случая, когда единственным видом работы, которую совершает система, является работа расширения

$$dQ = dU + p dV, \quad (2.13)$$

$$dq = du + p dv \quad (2.14)$$

Количество подводимой к системе теплоты, как и работа расширения, зависит от пути, по которому идет процесс, т.е. является функцией процесса.

Уравнения (2.13) и (2.14) преобразуются к виду

$$dQ = dH - V dp; \quad (2.15)$$

$$dq = dh - v dp, \quad (2.16)$$

где  $H = U + pV$  — энтальпия;  $h = u + pv$  — удельная энтальпия термодинамической системы.

Первый закон термодинамики имеет общий характер и справедлив для любых систем — и неподвижных, и движущихся. Для потока газа или жидкости уравнение первого закона термодинамики, записанное для удельных величин, имеет вид

$$q = (h_2 - h_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1) + l_{\text{техн}}; \quad (2.17)$$

$$dq = dh + w dw + g dz + dl_{\text{техн}}. \quad (2.18)$$

где  $q$  — теплота, подводимая к потоку извне (или отводимая от него во внешнюю среду);  $w$  — скорость потока,  $z$  — высота;  $l_{\text{техн}}$  — техническая работа потока (примером технической работы, совершаемой потоками, может служить вращение ко-

леса турбины, насоса, компрессора, вентилятора и т. п.),  $g$  — ускорение свободного падения

Если первый закон термодинамики характеризует процессы превращения энергии с количественной стороны, то второй закон термодинамики характеризует качественную сторону этих процессов. Наиболее общая формулировка второго закона термодинамики *любой самопроизвольный процесс является необратимым*.

*Обратимыми* называются такие процессы, в результате совершения которых в прямом и обратном направлениях термодинамическая система приходит в исходное состояние и при этом не происходит никаких изменений в окружающей среде. Все остальные процессы являются *необратимыми*.

Существует целый ряд других, частных, формулировок второго закона термодинамики. Примеры: формулировка Клаузиуса — «теплота не может сама собой переходить от более холодного тела к более нагретому», формулировка Планка — «невозможно построить периодически действующую машину, все действие которой сводилось бы к поднятию некоторого груза и охлаждению источника». Согласно последней формулировке для создания теплового двигателя необходимо иметь как минимум два тепловых источника.

Аналитическое выражение второго закона термодинамики записывается следующим образом:

$$T dS \geq dQ, \quad (2.19)$$

где знак равенства соответствует обратимым процессам, а знак неравенства — необратимым,  $S$  — энтропия системы. Таким образом, для необратимых процессов

$$dQ < T dS \quad (2.20)$$

или в интегральной форме

$$Q = \int_{S_1}^{S_2} T dS. \quad (2.21)$$

где  $Q$  — теплота, подводимая к системе (или отводимая от нее) в обратимом процессе 1—2

Энтропия  $S$  может быть определена как

$$S = k \ln W, \quad (2.22)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $W$  — термодинамическая вероятность, равна числу микросостояний, реализующих данное макросостояние. Эта зависимость является количественной характеристикой формулировки второго закона термодинамики, данной Больцманом: «природа стремится от состояний менее вероятных к состояниям более вероятным».

Из соотношений (2.2) и (2.19) следует объединенное уравнение первого и второго законов термодинамики

$$T dS \geq dU + dL, \quad (2.23)$$

Для обратимых процессов это соотношение имеет вид

$$T dS = dU + dL. \quad (2.24)$$

Для систем, совершающих помимо работы расширения другие виды работ,

$$T dS \geq dU + dL + dL^* \quad (2.25)$$

Если единственным видом работы, которую совершает система, является работа расширения, то

$$T dS = dU + p dV; \quad (2.26)$$

$$T dS = dH - V dp. \quad (2.27)$$

Для сложной термодинамической системы

$$T dS = dU + \sum y dY. \quad (2.28)$$

Соотношения (2.26)—(2.28) называют также *термодинамическими тождествами*. Более подробные сведения об основных законах термодинамики см. в [5, 6, 8, 12]

## 2.2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

Рассматривая термическое уравнение состояния  $v = v(p, T)$  — некоторую функциональную зависимость удельного объема от давления и температуры, можно получить выражение, связывающее частные производные:

$$(\partial v / \partial T)_p (\partial T / \partial p)_v (\partial p / \partial v)_T = -1. \quad (2.29)$$

Аналогичные соотношения можно получить для любых функций состояния.  $u = u(v, T)$ ,  $h = h(p, T)$  и т.д.

Уравнение (2.29) иногда записывают в форме взаимосвязи *термических коэффициентов*  $\alpha$ ,  $\beta_T$  и  $\gamma$ :

$$\alpha = \beta_T \gamma p, \quad (2.30)$$

где  $\alpha = (\partial v / \partial T)_p / v$  — изобарный коэффициент расширения,  $\beta_T = -(\partial v / \partial p)_T / v$  — изотермический коэффициент сжимаемости;  $\gamma = (\partial p / \partial T)_v / p$  — изохорный коэффициент давления.

Применяя принцип независимости смешанной производной от порядка дифференцирования к термодинамическому тождеству (2.26) и (2.27), получаем четыре дифференциальных уравнения, называемых *уравнениями Максвелла*:

$$(\partial v / \partial S)_p = (\partial T / \partial p)_v; \quad (2.31)$$

$$(\partial v / \partial T)_S = -(\partial S / \partial p)_v; \quad (2.32)$$

$$(\partial v / \partial T)_p = -(\partial S / \partial p)_T; \quad (2.33)$$

$$(\partial v / \partial S)_T = (\partial T / \partial p)_v. \quad (2.34)$$

Из термодинамического тождества (2.26) и (2.27), используя определение энтальпии и теплоемкостей, а также формулы (2.31)—(2.34), можно получить дифференциальные уравнения, связывающие калорические ( $h$ ,  $u$ ,  $s$ ,  $c_p$ ,  $c_v$ ) и термические ( $v$ ,  $p$ ,  $T$ ) свойства

$$(\partial u/\partial v)_T = T(\partial p/\partial T)_v - p; \quad (2.35)$$

$$(\partial h/\partial p)_T = v - T(\partial v/\partial T)_p; \quad (2.36)$$

$$c_p = T(\partial s/\partial T)_p; \quad (2.37)$$

$$c_v = T(\partial s/\partial T)_v; \quad (2.38)$$

$$c_p = (\partial h/\partial T)_p; \quad (2.39)$$

$$c_v = (\partial u/\partial T)_v; \quad (2.40)$$

$$c_p - c_v = T(\partial p/\partial T)_v(\partial v/\partial T)_p; \quad (2.41)$$

$$(\partial c_p/\partial p)_T = -T(\partial^2 v/\partial T^2)_p; \quad (2.42)$$

$$(\partial c_v/\partial v)_T = T(\partial^2 p/\partial T^2)_v; \quad (2.43)$$

$$(\partial p/\partial v)_v = (c_p/c_v)(\partial p/\partial v)_T; \quad (2.44)$$

$$(\partial v/\partial p)_v = (\partial v/\partial p)_T + (T/c_p)(\partial v/\partial T)_p^2; \quad (2.45)$$

$$(\partial p/\partial v)_v = (\partial p/\partial v)_T - (T/c_v)(\partial p/\partial T)_v^2; \quad (2.46)$$

где  $c_p, c_v$  — изохорная и изобарная удельные теплоемкости.

Уравнения (2.33), (2.35), (2.36), (2.42), (2.43) используются для расчета калорических величин по известному уравнению состояния

$$u(v, T) = u(v_0, T) + \int_{v_0}^v [T(\partial p/\partial T)_v - p] dv, \quad (2.47)$$

$$h(p, T) = h(p_0, T) + \int_{p_0}^p [v - T(\partial v/\partial T)_p] dp; \quad (2.48)$$

$$c_p(p_0, T) = c_p(p_0, T) - T \int_{p_0}^p (\partial^2 v/\partial T^2)_p dp, \quad (2.49)$$

$$c_v(v, T) = c_v(v_0, T) + T \int_{v_0}^v (\partial^2 p/\partial T^2)_v dv; \quad (2.50)$$

$$s(p, T) = s(p_0, T) - \int_{p_0}^p (\partial v/\partial T)_p dp, \quad (2.51)$$

где  $u(v_0, T)$ ,  $h(p_0, T)$ ,  $c_p(p_0, T)$ ,  $c_v(v_0, T)$ ,  $s(p_0, T)$  — калорические величины при некотором начальном давлении  $p_0$  или начальном удельном объеме  $v_0$ .

Для основных термодинамических величин можно составить несколько сотен частных производных первого порядка. Число частных производных второго порядка исчисляется десятками тысяч. Для получения наиболее употребительных дифференциальных уравнений можно воспользоваться таблицами Бриджмена [8] (табл. 2.1). В табл. 2.1  $f = F/m$  — удельная энергия Гельмгольца (изохор-

Таблица 2.1 Таблица для расчета частных производных (таблица Бриджмена)

$p = \text{const}$	$v = \text{const}$
$(\partial T)_p = 1$	$(\partial p)_v = \alpha v$
$(\partial v)_p = \alpha v$	$(\partial T)_v = -\beta p$
$(\partial s)_p = c_p/T$	$(\partial s)_v = -\beta p c_v/T$
$(\partial u)_p = c_p - \alpha p v$	$(\partial u)_v = -\beta p c_v$
$(\partial h)_p = c_p$	$(\partial h)_v = -\alpha(\beta p c_v + \alpha v)$
$(\partial f)_p = -s - \alpha p v$	$(\partial f)_v = \beta p v s$
$(\partial g)_p = -s$	$(\partial g)_v = v(\beta p s - \alpha v)$
$T = \text{const}$	$s = \text{const}$
$(\partial p)_T = 1$	$(\partial p)_h = -c_p/T$
$(\partial v)_T = \beta p v$	$(\partial T)_h = -\alpha v$
$(\partial s)_T = \alpha v$	$(\partial v)_h = \beta p c_p/T$
$(\partial u)_T = u(\alpha T - \beta_T p)$	$(\partial h)_T = -\alpha c_p/T$
$(\partial h)_T = u(\alpha T - 1)$	$(\partial f)_h = \beta p v s$
$(\partial g)_T = -\beta_T p v$	$(\partial g)_h = -v(\beta_T p s - \alpha v)$

но-изотермический потенциал);  $F$  — энергия Гельмгольца;

$$f = u - Ts, \quad (2.52)$$

$$F = U - TS. \quad (2.53)$$

$g = G/m$  — удельная энергия Гиббса (изобарно-термический потенциал, химический потенциал),  $G$  — энергия Гиббса

$$g = h - Ts; \quad (2.54)$$

$$G = H - TS. \quad (2.55)$$

Табл. 2.1 содержит в условном виде компактную запись формул для наиболее употребительных частных производных. Каждая строка таблицы означает как бы числитель или знаменатель формулы

Пример: для определения частной производной от энтропии по температуре при неизменном объеме, т.е.  $(\partial h/\partial T)_v$  из табл. 2.1 выписываем  $(\partial h)_v = -\alpha(\beta p c_v + \alpha v)$  и  $(\partial T)_v = -\beta p v$ . Разделив первое выражение на второе, получим

$$(\partial h/\partial T)_v = c_v + \alpha v/\beta p.$$

Если необходимо рассчитать частную производную при постоянных  $u, h, f$  и  $g$ , то предварительно нужно воспользоваться уравнением типа (2.29), после чего определить производную по табл. 2.1

Пример: получить выражение для частной производной  $(\partial p/\partial v)_h$ . Для  $p = p(v, T)$  запишем

$$(\partial p/\partial v)_h(\partial v/\partial p)_p(\partial v/\partial p)_v = -1,$$

откуда

$$(\partial p/\partial v)_h = -(\partial p/\partial v)_p(\partial v/\partial p)_v$$

Для произвольных, стоящих в правой части, берем выражения из табл. 2.1 и получаем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_n = -\frac{(-\alpha v)}{(-\beta p v c_v)} \frac{c_p - \alpha p v}{\alpha v} = -\frac{c_p - \alpha p v}{\beta p v c_v}$$

Более подробные сведения о дифференциальных уравнениях термодинамики см. в [11].

## 2.3. РАВНОВЕСИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ И ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

### 2.3.1. РАВНОВЕСИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

*Гомогенной* называется такая система, между любыми частями которой нет поверхностей раздела.

*Гетерогенной* называется система, состоящая из отдельных частей, разграниченных поверхностями раздела. Гомогенные области в гетерогенной системе называются *фазами*.

*Состояние равновесия* характеризуется при постоянных внешних условиях неизменностью параметров во времени и отсутствием в системе потоков. Состояния, не удовлетворяющие данному определению, называются *неравновесными*.

Для изолированной системы, не обменивающейся с окружающей средой ни теплотой, ни работой,  $dU = 0$  и  $dV = 0$ . Из (2.23) следует, что в неравновесных процессах энтропия возрастает ( $dS > 0$ ), а в состоянии равновесия  $dS = 0$ , ( $S = S_{\max}$ ), т.е. энтропия достигает своего максимального значения.

Условия термодинамического равновесия при различных условиях сопряжения системы с окружающей средой даны в табл. 2.2.

Величины  $H$ ,  $U$ ,  $F$ ,  $G$  носят название *характеристических функций*. Если известна характеристическая функция, выраженная через соответствующие, свои для каждой функции переменные ( $U = U(V, S)$ ,  $H = H(p, S)$ ,  $F = F(V, T)$ ;  $G = G(p, T)$ ), можно вычислить любую термодинамическую величину.

Таблица 2.2 Условия термодинамического равновесия

Условия сопряжения	Неравновесное состояние	Равновесное состояние
$V = \text{const}$ , $U = \text{const}$	$dS > 0$	$dS = 0$ , $S = S_{\max}$
$V = \text{const}$ , $S = \text{const}$	$dU < 0$	$dU = 0$ , $U = U_{\min}$
$p = \text{const}$ , $S = \text{const}$	$dH < 0$	$dH = 0$ , $H = H_{\min}$
$V = \text{const}$ , $T = \text{const}$	$dF < 0$	$dF = 0$ , $F = F_{\min}$
$p = \text{const}$ , $T = \text{const}$	$dG < 0$	$dG = 0$ , $G = G_{\min}$

Для удельных значений (2.52) и (2.54)

$$p = -(\partial f / \partial v)_T; \quad s = -(\partial f / \partial T)_v; \quad (2.56)$$

$$v = (\partial g / \partial p)_T; \quad s = -(\partial g / \partial T)_p \quad (2.57)$$

Удельный (рассчитанный на единицу массы) изобарно-изотермический (химический) потенциал  $g$  (2.54) характеризует изменение характеристических функций при изменении массы системы

$$\begin{aligned} (\partial G / \partial m)_p, T &= (\partial F / \partial m)_V, T = \\ &= (\partial H / \partial m)_p, S = (\partial U / \partial m)_V, S = g \end{aligned} \quad (2.58)$$

Термодинамические методы анализа позволяют установить *критерии устойчивости и равновесия* в изолированной системе. Такими критериями являются

$$c_v > 0; \quad (2.59)$$

$$(\partial^2 p / \partial v^2)_T < 0 \quad (2.60)$$

Условие (2.59) называется условием *термической устойчивости*, а (2.60) — условием *механической устойчивости*.

Критериями равновесия изолированной однофазной системы являются условия одинаковости температур и давлений во всех точках системы.

Для системы, состоящей из двух (или более) фаз, граница раздела которых представляет собой плоскую поверхность, условия равновесия заключаются в равенстве температур, давлений и химических потенциалов сосуществующих фаз.

### 2.3.2. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

*Фазовым переходом* называется переход вещества из одной фазы в другую, сосуществующую с первой. Фазовый переход вещества из твердой фазы в жидкую называется *плавлением*, из жидкой в газообразную — *парообразованием*, а из твердой в газообразную — *сублимацией*. В соответствии с этим точки фазового перехода называются точками плавления, насыщения и сублимации, а кривые, образованные этими точками, — кривыми плавления, насыщения и сублимации. На рис. 2.2 это кривые  $OA$ ,  $OK$  и  $OB$ . Кривая насыщения заканчивается *критической точкой*  $K$ . Параметры критической точки для различных веществ даны в табл. 2.3. В точке  $O$  (рис. 2.2) возможно сосуществование трех фаз — твердой, жидкой и газообразной. Эта точка называется *тройной точкой*.

Число независимых интенсивных параметров  $\psi$ , определяющих состояние термодинамической системы (их также называют *степенями свободы* системы), устанавливается правилом фаз Гиббса

$$\psi = n - r + 2, \quad (2.61)$$

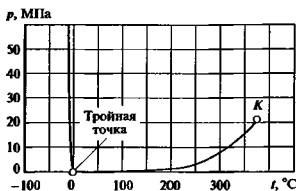
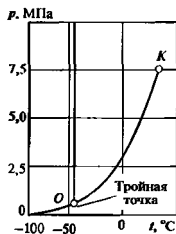
где  $n$  — число компонентов в системе;  $r$  — число фаз в системе.

Из (2.61) следует, что состояние чистых веществ ( $n = 1$ ) в однофазной области ( $r = 1$ ) определяется двумя параметрами ( $\psi = 2$ ), а в двухфазной ( $r = 2$ ) —



Таблица 2.3. Параметры критической точки

Вещество	Химическая формула	$p_{кр}$ , МПа	$T_{кр}$ , К	$v_{кр}$ , м <sup>3</sup> /кг
Водяной пар	H <sub>2</sub> O	22,064	647,096	0,003106
Азот	N <sub>2</sub>	3,400	126,2	0,003194
Кислород	O <sub>2</sub>	5,076	154,75	0,00244
Водород	H <sub>2</sub>	1,294	32,98	0,032
Гелий	He	0,229	5,19	0,01443
Аргон	Ar	4,8979	150,86	0,0018667
Неон	Ne	2,653	44,40	0,002070
Криптон	Kr	5,495	209,39	0,001098
Ксенон	Xe	5,821	289,74	0,0009091
Диоксид углерода	CO <sub>2</sub>	7,383	304,2	0,002137
Оксид углерода	CO	3,50	133	0,00332
Оксид азота	NO	6,55	180	0,0019
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	4,27	369,99	0,0044
Метан	CH <sub>4</sub>	4,641	190,65	0,00617
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	4,86	305,42	0,00498
Этилен	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	5,10	283,05	0,00474
Аммиак	NH <sub>3</sub>	11,35	405,5	0,00426
Фреон-12	CF <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub>	4,131	385,15	0,00188
Фреон-22	CHF <sub>2</sub> Cl	4,988	369,30	0,00195
Фреон-23	CF <sub>3</sub> I	4,82	299	0,00190
Фреон-134а	C <sub>2</sub> F <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	4,06	374,7	0,00186
Фреон-143а	C <sub>2</sub> F <sub>3</sub> H <sub>3</sub>	4,11	346,3	0,00225

Рис. 2.3. Фазовая  $p, t$ -диаграмма H<sub>2</sub>OРис. 2.4. Фазовая  $p, t$ -диаграмма CO<sub>2</sub>

ный наклон. Исключение составляет аномальное поведение кривой плавления некоторых веществ — H<sub>2</sub>O, Bi, Sb и некоторых других. На рис. 2.3 и 2.4 приведены фазовые  $p, t$ -диаграммы H<sub>2</sub>O и CO<sub>2</sub>, отличающиеся наклоном кривых плавления.

Уравнение Клапейрона—Клаузюса дает количественную характеристику фазовых переходов:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{q_{ф.п}}{T(v_2 - v_1)}, \quad (2.62)$$

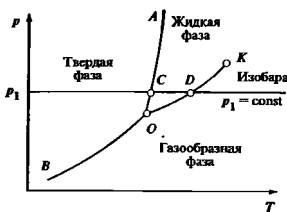
где  $dp/dT$  — производная вдоль линии фазового перехода;  $q_{ф.п}$  — теплота фазового перехода;  $T$  — температура фазового перехода;  $v_2, v_1$  — удельные объемы сосуществующих при фазовом переходе фаз.

Величины, входящие в (2.62), определяются экспериментально и табулируются.

Для приближенного определения давления насыщения  $p_s$  считают, что  $v'' \gg v'$ , а  $v''$  определяют по термическому уравнению состояния идеального газа ( $p\nu = RT$ ). Тогда

$$\ln p_s = -r/(RT_s) + C_1, \quad (2.63)$$

где  $R = R_u/M$  — удельная газовая постоянная,  $R_u = 8314,51$  Дж/(кмоль · К) — универсальная газовая постоянная;  $M$  — молекулярная масса;  $r$  — теплота парообразования;  $C_1$  — постоянная

Рис. 2.2. Фазовая  $p, T$ -диаграмма

одним ( $\psi = 1$ ). Возможно состояние ( $\psi = 0$ ), в котором сосуществуют три фазы ( $r = 3$ ), — это тройная точка

Из  $p, T$ -диаграммы (рис. 2.2) видно также, как изменяется состояние вещества в процессе нагрева при постоянном давлении  $p_1$

Как правило, кривые плавления, насыщения и сублимации имеют в  $p, T$ -диаграмме положитель-

Постоянная  $C_1$  может быть определена, если известна одна точка на кривой насыщения, например температура нормального кипения ( $T_{нк} = T_x$  при  $p = 101\,325$  Па). Если экспериментальные данные о теплоте парообразования отсутствуют, то  $r$  определяется по приближенному правилу Труто на

$$r/T_{нк} = 88,$$

где  $r$  в килоджоулях на килограмм;  $T_{нк}$  в кельвинах.

Для приближенного определения давления на кривой сублимации пользуются формулой, аналогичной (2.63),

$$\ln p = -q_{сб}/(RT) + C_2,$$

где  $q_{сб}$  — теплота сублимации.

Постоянная  $C_2$  определяется по одной из точек на кривой сублимации (это может быть тройная точка). Если отсутствуют данные о тройной точке, постоянную можно определить, приравняв температуру в тройной точке температур плавления.

Для приближенного расчета давления по кривой плавления обычно используют эмпирическое правило Симона, согласно которому

$$\frac{q_{пл}}{p(v_{ж} - v_{тв})} = C_3 = \text{const},$$

а

$$T_{пл} = T_{нпл}(p/p_n)^{1/\zeta},$$

где  $T_{нпл}$ ,  $T_{нпл}$  — температуры плавления вещества, соответственно при давлениях  $p$  и  $p_n = 101\,325$  Па,  $C_3$  — постоянная, определяемая из данных о фазовом равновесии при высоких давлениях.

Более подробные сведения о методах приближенных расчетов фазового равновесия см. в [10, 20].

Условия фазового равновесия для случая, когда на каждую из двух сосуществующих фаз действуют разные давления:

$$T_1 = T_2,$$

$$g_1 = g_2,$$

$$p_1 = p_2 + p^*.$$

где  $p^*$  — дополнительное давление

При этом

$$(\partial p_2 / \partial p_1)_T = v_1 / v_2,$$

где  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $v_1$ ,  $v_2$  — давления и удельные объемы первой и второй фаз

Следствием этого уравнения (впервые полученного Пойнтингом) является тот факт, что увеличение давления на одну из находящихся в равновесии фаз приводит к возрастанию давления и во второй фазе причем увеличение давления во второй фазе

во столько раз меньше (или больше) приращения давления в первой фазе, во сколько раз удельный объем второй фазы меньше (или больше) удельного объема первой фазы.

В результате устанавливаются давления фаз

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= p_0 + \frac{v_2}{v_2 - v_1} p^* \\ p_2 &= p_0 + \frac{v_1}{v_2 - v_1} p^* \end{aligned} \right\} \quad (2.64)$$

где  $p_0$  — начальное давление в сосуществующих фазах.

Уравнение Клапейрона—Клаузиуса для такой системы имеет вид

$$v_2 \frac{dp_2}{dT} - v_1 \frac{dp_1}{dT} = \frac{r}{T}$$

Практический интерес представляет случай равновесия фаз при искривленной границе раздела между ними. Равновесие фаз имеет место в процессах конденсации и парообразования. Дополнительное давление  $p^*$  обуславливается здесь силами поверхностного натяжения

$$p^* = 2\sigma / r_k,$$

где  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $r_k$  — радиус кривизны границы раздела фаз.

Давления в сосуществующих фазах при этом рассчитывают по (2.64). Например, при конденсации пара давление в капле жидкости

$$p_{ж} = p_0 + \frac{v''}{v'' - v'} \frac{2\sigma}{r_k}.$$

Если же учесть, что при невысоких давлениях  $v'' \gg v'$ , то

$$p_{ж} = p_0 + 2\sigma / r_k$$

и это давление тем больше, чем меньше радиус капли

Давление в паровой фазе при этом возрастает незначительно:

$$p_n = p_0 + \frac{v'}{v'' - v'} \frac{2\sigma}{r_k}.$$

Если  $v'' \gg v'$  и пар можно считать идеальным газом, то

$$p_n = \frac{p_0}{1 - \frac{v'}{RT} \frac{2\sigma}{r_k}}.$$

Уравнения равновесия поверхности раздела фаз см также в п. 1.12.3

## 2.4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ

### 2.4.1. ТЕРМИЧЕСКИЕ И КАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВЕЩЕСТВ В ТВЕРДОМ И ЖИДКОМ СОСТОЯНИЯХ

Для большинства веществ в твердом состоянии коэффициент изотермической сжимаемости обычно не превышает  $10^{-14}$ — $10^{-12}$  Па<sup>-1</sup>. Поэтому объем твердых тел существенно изменяется лишь при сжатии до огромных давлений (тысячи и десятки тысяч мегапаскалей).

Изменение объема твердых тел при нагревании рассчитывают по изобарному коэффициенту расширения  $\alpha$  (2.30), называемому также коэффициентом объемного расширения, либо по коэффициенту линейного расширения

$$\alpha_l = \frac{1}{l} \left( \frac{\partial l}{\partial T} \right)_p,$$

связь между которыми для изотропных тел имеет вид

$$\alpha = 3\alpha_l$$

Значение  $\alpha$  составляет примерно  $10^{-5}$  К<sup>-1</sup> и для технических расчетов принимается постоянным. В этом случае

$$v = v_0 \exp[\alpha(T - T_0)].$$

Температурная зависимость теплоемкости твердых тел при низких температурах описывается уравнением Дебая

$$c_v = 3R\mathcal{F}(T/\Theta), \quad (2.65)$$

где  $\mathcal{F}(T/\Theta)$  — сложная функция приведенной температуры  $T/\Theta$ , не зависящая от индивидуальных свойств того или иного вещества и одинаковая для всех веществ.

Индивидуальные свойства веществ в уравнении (2.65) проявляются в значениях  $R$  и  $\Theta$ . Величина  $\Theta$  носит название *характеристической дебаевской температуры* и является постоянной для данного вещества (табл. 2.4).

Таблица 2.4. Характеристическая дебаевская температура  $\Theta$  для некоторых твердых веществ

Вещество	$\Theta$ , К	Вещество	$\Theta$ , К
Свинец	88	Вольфрам	310
Калий	100	Медь	315
Натрий	150	Никель	370
Золото	170	Алюминий	390
Серебро	215	Железо	420
Германий	290	Алмаз	1860

Зависимость  $c_v/R$  от приведенной температуры по (2.65) представлена на рис. 2.5. При низких температурах ( $T < 0.2\Theta$ ) теплоемкость  $c_v$  пропорциональна  $T^3$ , а при высоких температурах она становится постоянной,

$$c_v = 3R, \quad (2.66)$$

что соответствует молярной теплоемкости  $\tilde{c}_v = 25$  кДж/(кмоль · К).

Соотношение (2.66) называется законом Дюлонга и Пти.

Необходимо отметить, что уравнение Дебая и закон Дюлонга и Пти не дают точного значения  $c_v$ . Их можно применять только тогда, когда отсутствуют надежные экспериментальные данные.

Для твердых тел разность  $c_p - c_v$  обычно весьма мала — примерно 3—5% значения  $c_v$ . Поэтому при не очень точных расчетах этой разницей можно пренебречь и считать, что  $c_p = c_v$ . При более точных расчетах

$$c_p = c_v + \alpha^2 v T / \beta_T = c_v + 9\alpha_l^2 v T / \beta_T$$

Энтальпия твердого тела при температуре  $T$  определяется экспериментально либо вычисляется на основе известного значения энтальпии при какой-либо температуре  $T_0$  и известных данных по теплоемкости  $c_p$ :

$$h(T) = h(T_0) + \int_{T_0}^T c_p dT.$$

Зависимостью энтальпии твердого тела от давления практически можно пренебречь.

Жидкости в обычном состоянии слабосжимаемы, но их сжимаемость все же выше сжимаемости большинства твердых тел. Так, для воды при температуре 20 °С изотермический коэффициент сжимаемости  $\beta_T = 4,6 \cdot 10^{-10}$  Па<sup>-1</sup>, это означает, что при увеличении давления от 0,1 до 100 МПа удельный объем воды уменьшится на 4,6%.

Благодаря малому значению  $(\partial v / \partial p)_T$  у жидкостей обычно велика производная  $(\partial p / \partial T)_v$ , характеризующая интенсивность изменения давления с изменением температуры при постоянном объеме

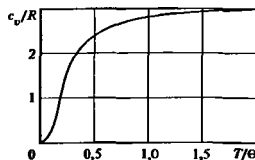


Рис. 2.5. Зависимость  $c_v/R$  от приведенной температуры по уравнению Дебая

жидкости. Это следует из (2.29) и (2.30). Например, для воды при  $T = 50^\circ\text{C}$   $(\partial\rho/\partial T)_p = 1 \cdot 10^6$  Па/К, это означает, что при нагреве на  $10^\circ\text{C}$  заполненного водой герметически закрытого сосуда давление воды в нем возрастет на 10 МПа

Жидкости, как правило, заметно расширяются при нагревании. У некоторых веществ (например, у воды) имеет место характерная аномалия в значениях изобарного коэффициента расширения. Зависимость удельного объема воды от температуры представлена на рис. 2.6. При температурах менее  $3,98^\circ\text{C}$  у воды при атмосферном давлении производная  $(\partial v/\partial T)_p < 0$ . При более высоких давлениях максимум плотности (минимум удельного объема) сдвигается в сторону меньших температур, а при давлениях выше 23 МПа аномалия плотности у воды исчезает.

Теплоемкость жидкости определяют экспериментально (см § 7.2) или расчетом с помощью термодинамических соотношений по значениям других термических или калорических свойств — энтальпии, плотности и т.д.

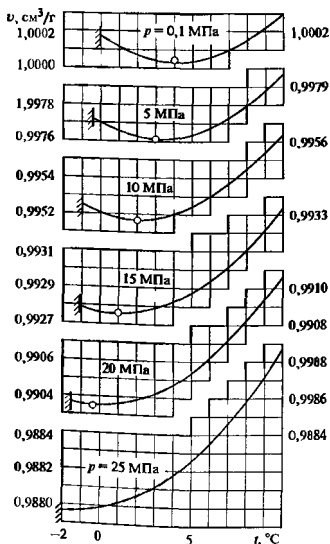


Рис. 2.6. Зависимость удельного объема воды от ее температуры

Теплоемкость жидкости мало меняется с изменением давления. Например, изобарная теплоемкость воды при температуре  $20^\circ\text{C}$  изменяется только на 5% при изменении давления от 0,1 до 100 МПа

Для большей части технических расчетов зависимости теплоемкости жидкости от давления можно пренебречь. Для расчетов, в которых требуется повышенная точность, пользуются уравнением (2.49), в котором  $c_p(p_0, T)$  — изобарная теплоемкость жидкости при атмосферном давлении, определяемая по экспериментальным данным, а производная  $(\partial^2 v/\partial T^2)_p$  вычисляется по термическому уравнению состояния жидкости. Теплоемкость  $c_v$  при различных давлениях определяется по (2.41) или (2.50)

Теплоемкость  $c_p$  с ростом температуры в зависимости от параметров состояния может возрастать или убывать. Зависимость  $c_p$  от температуры и давления для воды см. в п. 2.4.5.

Разница между теплоемкостями  $c_p$  и  $c_v$  для жидкости обычно невелика. Поскольку экспериментальное определение теплоемкости  $c_v$  является значительно более сложной задачей, чем определение теплоемкости  $c_p$ , целесообразно определять теплоемкость  $c_v$  жидкости расчетным путем по известным значениям теплоемкости  $c_p$ , используя для этой цели уравнение (2.41). Значения фигурирующих в этом уравнении производных термических величин вычисляются из экспериментальных данных по  $\rho, v, T$ -зависимости жидкости или по термическому уравнению состояния жидкости

Энтальпия при давлении  $p$  и температуре  $T_2$  может быть вычислена на основе известной энтальпии при том же давлении  $p$ , но иной температуре  $T_1$  с помощью соотношения

$$h(p, T_2) = h(p, T_1) + \int_{T_1}^{T_2} c_p dT \quad (2.67)$$

Интеграл, стоящий в правой части этого уравнения, вычисляется по известным экспериментальным значениям теплоемкости  $c_p$

Изменение энтальпии жидкости с повышением давления при постоянной температуре  $T$  рассчитывают по (2.48). Из (2.67) и (2.48) следует, что значения энтальпии в двух произвольных состояниях 1 (давление  $p_1$ , температура  $T_1$ ) и 2 (давление  $p_2$ , температура  $T_2$ ) связаны следующим соотношением:

$$h_2(p_2, T_2) - h_1(p_1, T_1) = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT + \int_{p_1}^{p_2} [v - T(\partial v/\partial T)_p] dp$$

Следует подчеркнуть, что абсолютное значение энтальпии (так же как и абсолютное значение внутренней энергии) не может быть ни измерено, ни вычислено термодинамическими методами; эксперимент и термодинамический расчет позволяют определить лишь изменение энтальпии или внутренней энергии вещества. Именно эта разность и представляет интерес для теплотехнических расчетов. Для расчета изменения энтальпии безразлично, какое состояние вещества выбрано за начало отсчета энтальпии.

Для различных веществ точка начала отсчета энтальпии (или внутренней энергии) выбирается произвольно. Для воды за начало отсчета внутренней энергии принимается тройная точка воды ( $p = 0,611657$  кПа,  $t = 0,01$  °C); энтальпия воды в тройной точке близка к нулю и составляет  $0,00061$  кДж/кг.

#### 2.4.2. ТЕРМИЧЕСКИЕ И КАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА РЕАЛЬНОГО ГАЗА

В отличие от идеального газа реальный газ может конденсироваться. Состояния вдоль нижней (левой) пограничной кривой (линия  $Ka$ , рис. 2.7) называются *кипящей жидкостью*, вдоль верхней (правой) пограничной кривой (линия  $Kb$ ) — *сухим насыщенным паром*. Левее линии  $Ka$  — область жидкости, правее линии  $Kb$  — область *перегретого пара*. Область, лежащая между левой и правой пограничными кривыми, — область *влажного (насыщенного) пара*. Точка  $K$  — критическая точка. На рис. 2.7 показан изотермический процесс перехода пар — жидкость при различных температурах.

Термодинамические свойства кипящей жидкости обычно отмечают верхним индексом ' (штрих), а свойства сухого насыщенного пара — индексом '' (два штриха). Из рис. 2.7 видно, что в критической точке  $v'' = v' = v_{кр}$ , а теплота парообразования  $r = 0$ .

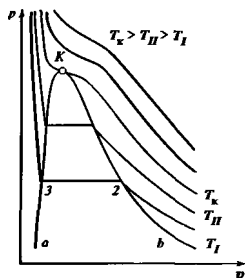


Рис. 2.7. Изотермы реального газа в  $p$ - $v$  диаграмме

На рис. 2.8 показана зависимость теплоты парообразования воды от температуры.

Для приближенных расчетов  $v''$  можно воспользоваться эмпирическим правилом Кальете — Матиса, согласно которому зависимость  $\rho_{ср}(T)$  линейная:  $\rho_{ср} = (\rho' + \rho'')/2$ , где  $\rho' = 1/v'$ ,  $\rho'' = 1/v''$  — плотности кипящей жидкости и сухого насыщенного пара.

Влажный пар, представляющий собой смесь кипящей жидкости и сухого насыщенного пара, характеризуется *степенью сухости*  $x$ , равной отношению массы сухого насыщенного пара к массе влажного пара. Термодинамические свойства влажного пара рассчитываются по формулам:

$$v_x = v'(1-x) + v''x;$$

$$h_x = h'(1-x) + h''x;$$

$$s_x = s'(1-x) + s''x,$$

$$u_x = u'(1-x) + u''x.$$

Эти формулы могут быть использованы для расчета степени сухости по известным термодинамическим свойствам влажного пара.

Критическая изотерма (см. рис. 2.7) в критической точке имеет горизонтальную касательную и перегиб:

$$(\partial p / \partial v)_{T, кр} = 0; \quad (\partial^2 p / \partial v^2)_{T, кр} = 0. \quad (2.68)$$

На рис. 2.9 и 2.10 изображены области газообразного и жидкого состояний вещества в  $v$ ,  $T$ - и  $p$ ,  $T$ -диаграммах.

Характер зависимости энтальпии реального газа от давления и температуры можно проследить по данным табл. 2.11—2.14. На докритических изобарах энтальпия при переходе через линию насыщения меняется скачком от  $H'$  (энтальпия кипящей жидкости) до  $H''$  (энтальпия сухого насыщенного пара)

$$r = H'' - H', \quad (2.69)$$

а энтропия — от  $s'$  до  $s''$

$$s'' - s' = r/T. \quad (2.70)$$

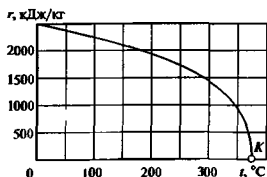


Рис. 2.8. Зависимость теплоты парообразования воды от ее температуры

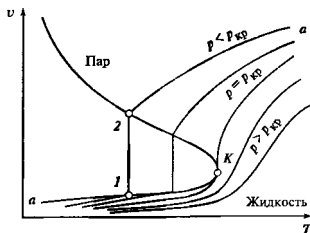


Рис. 2.9. Изобары реального газа в  $v, T$ -диаграмме  $a-1$  — жидкость;  $1-2$  — влажный пар;  $2-a$  — перегретый пар

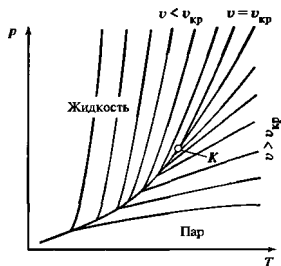


Рис. 2.10. Изохоры реального газа в  $p, T$ -диаграмме

Из (2.39) следует, что  $c_p$  внутри двухфазной области (включая критическую точку) имеет бесконечно большое значение.

Зависимость теплоемкости  $c_p$  реального газа (водяного пара) от температуры имеет сложный вид. Повышенное значение теплоемкости вблизи линии насыщения объясняется наличием в перегретом паре при этих параметрах крупных ассоциаций молекул.

При давлениях выше критических изобары теплоемкости  $c_p$  имеют вид кривых с максимумом, причем максимумы тем выше и острее, чем ближе данная изобара к критической. Наличие этих максимумов в надкритической области означает, что при изобарном переходе (при  $p > p_{кр}$ ) из жидкости в пар необходимо затратить дополнительную энергию, преодолеть тепловый барьер, являющийся аналогом теплоты парообразования  $r$  при докритическом переходе. В этом заключается одна из основных особенностей надкритического состояния

Таблица 2.5 Теплоемкости и показатель адиабаты (визотропы) газов по молекулярно-кинетической теории

Величина	Число атомов в молекуле газа		
	1	2	3 и более
$J$	3	5	6—7
$c_v/R$	1,5	2,5	3—3,5
$c_p/R$	2,5	3,5	4—4,5
$\kappa = c_p/c_v^*$	1,67	1,40	1,29—1,33

\* См. также § 2.5

Теплоемкость  $c_p$  определяется либо экспериментально, либо расчетом по известным значениям энтальпии [формула (2.39)] или  $p, v, T$ -зависимости вещества [формула 2.49]. При расчете теплоемкости по (2.49) в качестве начального параметра используется теплоемкость при давлении  $p_0 = 0$ , т.е. в идеально газовом состоянии

Теплоемкости  $c_p$  и  $c_v$  в идеально газовом состоянии рассчитываются методами квантовой статистики на основе данных о структуре молекул данного вещества и табулируются [9, 17]. Если такие данные отсутствуют, то можно воспользоваться приближенным значением, полученным из молекулярно-кинетической теории:

$$c_v = \frac{J}{2}R; \quad c_p = \left(\frac{J}{2} + 1\right)R,$$

где  $J$  — число степеней свободы молекулы газа (табл. 2.5);  $R$  — удельная газовая постоянная.

Существуют два способа расчета термодинамических свойств пара и жидкости.

Первый способ предполагает использование термических уравнений состояния — уравнений, связывающих термические параметры состояния:  $F(p, v, T) = 0$ . Энтальпия и энтропия пара или жидкости (состояние  $A$  на рис. 2.11, а) могут быть найдены, если известны эти значения функции состояния в некотором состоянии с параметрами  $p_0, T_0$  (состояние  $\theta$  на рис. 2.11, а).

$$h = h_0 + \int_{p_0}^p (\partial h / \partial p)_T dp + \int_{T_0}^T (\partial h / \partial T)_p dT;$$

$$s = s_0 + \int_{p_0}^p (\partial s / \partial p)_T dp + \int_{T_0}^T (\partial s / \partial T)_p dT$$

или с учетом (2.33), (2.36), (2.37) и (2.39)

$$h = h_0 + \int_{p_0}^p [v - T(\partial v / \partial T)_p] dp + \int_{T_0}^T c_p dT; \quad (2.71)$$

$$s = s_0 - \int_{p_0}^p (\partial v / \partial T)_p dp + \int_{T_0}^T (c_p / T) dT. \quad (2.72)$$

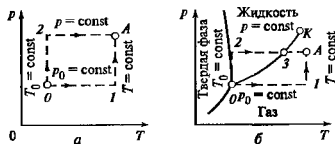


Рис. 2.11. Возможные пути интегрирования при расчете энтальпии и энтропии

В качестве нулевого состояния может быть принята точка начала отсчета энтальпии, энтальпии или внутренней энергии. Начало отсчета энтропии для воды и водяного пара принято в тройной точке воды ( $p = 611,657$  Па,  $t = 0,01$  °C)

Вычисление интегралов в правой части уравнений (2.71) и (2.72) может быть проведено двумя путями (рис. 2.11, а): из точки начала отсчета (точка 0) в точку, для которой нужно определить значение  $h$  и  $s$  (точка А), можно попасть по пути 0—1—А, либо по пути 0—2—А. В первом из этих случаев вначале вычисляется интеграл при  $p_0 = \text{const}$  и затем интеграл при  $T = \text{const}$ , а во втором случае — вначале интеграл при  $T_0 = \text{const}$  и затем интеграл при  $p = \text{const}$ . Поскольку энтальпия и энтропия являются функциями состояния, результат будет одним и тем же.

Уравнения (2.71) и (2.72) могут быть непосредственно использованы для расчета лишь в том случае, когда оба состояния (точки 0 и А на рис. 2.11, а) находятся в одной и той же фазе. Если же точки принадлежат разным фазам, то это соотношение должно быть соответствующим образом видоизменено. Пусть точка 0 (параметры  $p_0$  и  $T_0$ ) соответствует состоянию жидкости в тройной точке, а точка А (параметры  $p$  и  $T$ ) находится в области газообразного состояния вещества (рис. 2.11, б). При переходе через линию насыщения необходимо учитывать (2.69) и (2.70).

При расчете по пути 0—1—А

$$h = h_0 + r_0 + \int_{T_0}^T c_p^g dT + \int_{p_0}^p [v - T(\partial v / \partial T)_p]^g dp,$$

$$s - s_0 = \frac{r_0}{T_0} + \int_{T_0}^T \frac{c_p^g}{T} dT - \int_{p_0}^p (\partial v / \partial T)_p^g dp,$$

а при расчете по пути 0—2—3—А

$$h = h_0 + \int_{p_0}^p [v - T(\partial v / \partial T)_p]^* dp + \int_{T_0}^{T_s} c_p^* dT + r + \int_{T_s}^T c_p^g dT;$$

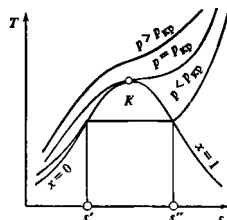


Рис. 2.12.  $T, s$ -диаграмма реального газа

$$s = s_0 - \int_{p_0}^p (\partial v / \partial T)_p^* dp + \int_{T_0}^{T_s} \frac{c_p^*}{T} dT + \frac{r}{T_s} + \int_{T_s}^T \frac{c_p^g}{T} dT,$$

где  $r_0$  — теплота парообразования в тройной точке;  $T_s$  — температура кипения при давлении  $p$ ;  $r$  — теплота парообразования при температуре  $T_s$ . Верхние индексы «г» и «ж» относятся к газовой и жидкой фазе соответственно.

Второй способ расчета термодинамических свойств пара и жидкости возможен, если известна какая-нибудь характеристическая функция. На практике применяется удельная энергия Гельмгольца  $f = f(v, T)$  (2.52) или удельная энергия Гиббса  $g = g(p, T)$  (2.54). Если известна функция  $f(v, T)$ , то уравнения (2.56) позволяют найти любую функцию состояния. Если дана функция  $g(p, T)$ , то для расчета функций состояния необходимо использовать (2.57).

Наиболее удобными при анализе и расчете теплотехнического оборудования являются  $T, s$ - и  $h, s$ -диаграммы.

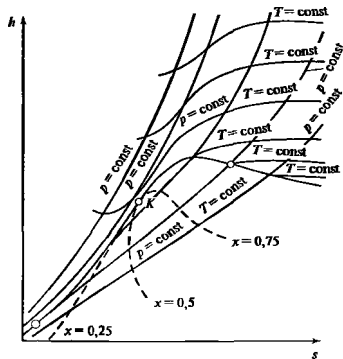
Поведение изобар в  $T, s$ - и  $h, T$ -диаграммах взаимосвязано, поскольку

$$(\partial h / \partial T)_p = c_p = T(\partial s / \partial T)_p.$$

В  $T, s$ -диаграмме (рис. 2.12) нижняя ( $x = 0$ ) и верхняя ( $x = 1$ ) пограничные кривые, так же как и в  $p, v$ -диаграмме (см. рис. 2.7), отделяют области жидкости, влажного и перегретого пара. В критической точке выполняются условия

$$(\partial^2 T / \partial s)_p = 0, \quad (\partial^2 T / \partial s^2)_p = 0,$$

т.е. критическая изобара, проходящая в  $T, s$ -диаграмме через критическую точку с горизонтальной касательной, имеет в этой точке перегиб. Площадь под горизонтальным участком докритической изобары, равная  $T(s'' - s')$ , представляет собой теплоту парообразования  $r$  при данном давлении.

Рис. 2.13.  $h, s$ -диаграмма реального газа

На рис. 2.13 изображена  $h, s$ -диаграмма. В этой диаграмме показаны лишь области газообразного и жидкого состояний вещества, представляющие наибольший интерес для теплотехнических расчетов. В  $h, s$ -диаграмме несколько необычно положение критической точки на пограничной кривой; она находится значительно левее максимума пограничной кривой. Изобары в  $h, s$ -диаграмме всегда имеют положительный наклон, поскольку в соответствии с (2.27)

$$(\partial h / \partial s)_p = T. \quad (2.73)$$

В области насыщения в соответствии с (2.73) изобары являются прямыми, тангенс угла наклона которых равен абсолютной температуре. Из этого соотношения видно, что кривизна изобары в  $h, s$ -диаграмме всегда положительна и, следовательно, изобары не имеют изломов при пересечении пограничных кривых. Чем выше давление насыщения (и, следовательно, чем выше температура), тем круче идет изобара в двухфазной области  $h, s$ -диаграммы. Именно этим объясняется характерный веерообразный ход изобар в двухфазной области (рис. 2.13).

В отличие от изобар изотермы пересекают пограничные кривые с изломом и по мере удаления от верхней пограничной кривой асимптотически приближаются к горизонтали. В  $h, s$ -диаграмме всегда наносятся линии постоянной степени сухости ( $x = \text{const}$ ) в двухфазной области, а иногда и изохоры.

### 2.4.3. ТЕРМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ

Термическим уравнением состояния называется уравнение, связывающее для однородного тела давление  $p$ , удельный объем  $v$  и температуру  $T$ .

Термическое уравнение состояния идеального газа — уравнение Клапейрона—Менделеева имеет вид

$$pv = RT, \quad (2.74)$$

где  $R = R_{\mu} / M$  — удельная газовая постоянная;  $R_{\mu} = 8314,51$  Дж/(кмоль · К) — универсальная газовая постоянная;  $M$  — молекулярная масса газа.

Уравнение (2.74) дает тем более точные результаты, чем меньше плотность газа (больше температура и меньше давление). Оно строго соблюдается лишь при  $p \rightarrow 0$ . На рис. 2.14 показаны для различных веществ значения  $v$  по (2.74) равна 0,5%. При меньших давлениях погрешность расчета  $v$  по (2.74) меньше 0,5%, при больших давлениях — больше 0,5%. Если при расчетах требуется большая (чем 0,5%) точность, то предельные давления должны быть пересчитаны пропорционально уменьшению погрешности.

Для идеального газа теплоемкости  $c_p$  и  $c_v$ , внутренняя энергия  $u$  и энтальпия  $h$  зависят только от температуры и находятся из таблиц [9.17]. Расчет термодинамических свойств пара по таблицам

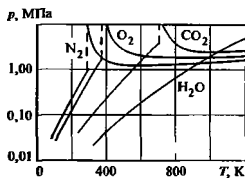


Рис. 2.14. Область применения уравнения Клапейрона—Менделеева

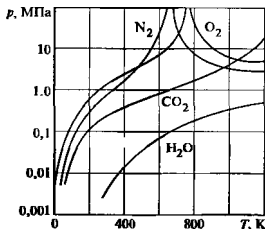


Рис. 2.15. Область применения модели идеального газа для расчета энтальпии



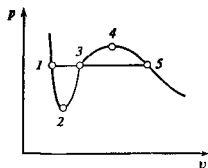


Рис. 2.16. Изотерма уравнения Ван-дер-Ваальса

[9, 17] дает тем большую погрешность, чем больше давление. На рис. 2.15 для различных веществ показаны давления, для которых расчет энтальпии по [9, 17] даст погрешность, равную 2 кДж/кг. При меньших давлениях погрешность определения энтальпии по [9, 17] меньше 2 кДж/кг. Как и на рис. 2.14, значения давлений на рис. 2.15 могут быть пересчитаны, если погрешность должна быть меньше чем 2 кДж/кг. В том случае, когда при заданных  $p$  и  $T$  погрешность расчета  $v$  (или  $h$ ) по уравнениям идеального газа велика, пользуются уравнением состояния реального газа

Одним из наиболее простых термических уравнений состояния реального газа является уравнение Ван-дер-Ваальса

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT, \quad (2.75)$$

в котором постоянная  $a$  учитывает парное взаимодействие молекул, постоянная  $b$  — собственный объем молекулы. Докритическая изотерма, построенная по (2.75), показана на рис. 2.16.

Участок 1—2 соответствует метастабильному состоянию жидкости (*перегретая жидкость*), а участок 5—4 — метастабильному состоянию пара (*переохлажденный пар*). Участок 2—3—4 соответствует физически нереализуемым состояниям, поскольку здесь не выполняется условие механической устойчивости (2.60). Построение равновесного участка докритической изотермы 1—3—5 осуществляется из условия равенства площадей 1—2—3—1 и 3—4—5—3 (правило Максвелла).

Постоянные уравнения Ван-дер-Ваальса определяются, как правило, по известным критическим параметрам из условий (2.68). При этом возникает неопределенная система уравнений: число неизвестных — два ( $a$  и  $b$ ), а число уравнений — три [два условия (2.68) и уравнение (2.75)]. В этой неоднозначности определения коэффициентов заключается недостаток уравнения Ван-дер-Ваальса.

Уравнение Ван-дер-Ваальса может быть записано в безразмерном (приведенном) виде:

$$(\pi + 3/\omega^2)(3\omega - 1) = 8\tau,$$

где  $\pi = p/p_{кр}$  — приведенное давление;  $\omega = v/v_{кр}$  — приведенный удельный объем;  $\tau = T/T_{кр}$  — приведенная температура.

Уравнение Ван-дер-Ваальса может быть использовано для расчета термодинамических свойств веществ, если известны только критические давления, температура и удельный объем. Уравнение Ван-дер-Ваальса — одна из первых попыток отойти от уравнения состояния идеального газа. Оно неприменимо к областям, где вещество обладает резко выраженными свойствами реального газа (область вблизи линии насыщения, околокритическая область, область жидкости).

Теоретически обоснованным уравнением состояния является вириальное уравнение состояния, предложенное Майером и Боголюбовым и справедливое как для области пара, так и для области жидкости (уравнения, описывающие и область пара, и область жидкости, называют едиными уравнениями состояния):

$$z = \frac{pv}{RT} = 1 + \frac{B}{v} + \frac{C}{v^2} + \frac{D}{v^3} + \dots, \quad (2.76)$$

где  $z$  — коэффициент сжимаемости.

Уравнение (2.76) содержит бесконечное число членов, а его коэффициенты  $B$ ,  $C$ ,  $D$  и т.д. (так называемые *виральные коэффициенты*) зависят только от температуры. Коэффициенты уравнения (2.76) получают совместной обработкой  $p$ ,  $v$ ,  $T$ -данных, при этом число членов ряда конечно.

Уравнениями типа (2.76) описаны термодинамические поверхности многих веществ как в области пара, так и в области жидкости [4, 13—16, 18, 19].

Для описания термодинамических свойств перегретого пара применяют уравнение

$$z = \frac{pv}{RT} = 1 + B'p + C'p^2 + D'p^3 + \dots,$$

которое также называют уравнением состояния в вириальной форме, вириальные коэффициенты которого ( $B'$ ,  $C'$ ,  $D'$  и т.д.) зависят только от температуры и связаны с вириальными коэффициентами  $B$ ,  $C$ ,  $D$  и т.д.

$$B' = \frac{B}{RT}, \quad C' = \frac{C - B^2}{R^2 T^2}, \quad D' = \frac{D - 3BC + 2B^3}{R^3 T^3}.$$

Существует множество локальных уравнений состояния — уравнений, описывающих часть термодинамической поверхности. Эти уравнения, а также способы их применения изложены в [10].

#### 2.4.4. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВОДЫ И ВОДЯНОГО ПАРА

Наиболее точно термодинамические свойства воды и водяного пара в широкой области параметров описываются Международным уравнением со-

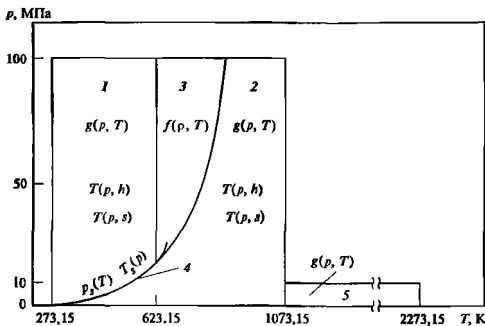


Рис. 2.17. Области применения Международной системы уравнений (формуляции) IF-97

стояния IAPWS-95 [1, 21]. Это уравнение представляет собой одну из характеристических функций (2.52) — удельную энергию Гельмгольца — в зависимости от температуры и плотности. Оно рекомендовано для применения в области параметров от линии плавления (нижняя температура 251,165 К при давлении 209,9 МПа) до 1273 К при давлении до 1000 МПа. Применение его в технических расчетах затруднено использованием псевдобных переменных и сложностью математического выражения.

Для практических расчетов теплотехнического оборудования рекомендована Международная система уравнений (формуляция) 1997 г. (IF-97), содержащая пять локальных уравнений, в совокупности описывающих термодинамические свойства воды и водяного пара при давлении до 100 МПа в интервале температур 0—1073,15 К и при давлении до 10 МПа и температуре до 2073,15 К [2, 22]. С января 1999 г. Международная система уравнений IF-97 действует как стандартная основа теплотехнических (в том числе и контрактных) расчетов в промышленности всех стран. Области применения каждого уравнения IF-97 показаны на рис. 2.17.

Уравнение состояния для области жидкости (область 1 на рис. 2.17) имеет вид

$$\frac{g(p, T)}{RT} = \sum_{i=1}^{34} n_i (7,1 - \pi)^{I_i} (\tau - 1,222)^{J_i}, \quad (2.77)$$

где  $g$  — удельная энергия Гиббса (2.54);  $R = 0,461526$  кДж/(кг·К) — удельная газовая постоянная;  $\pi = p/16,53$ ;  $\tau = 1386/T$ ; здесь и далее  $T$  в кельвинах (МТШ-90);  $p$  в мегапаскалях, коэффициенты  $n_i$  и показатели степени  $I_i$  и  $J_i$  приведены в табл. 2.6.

Уравнение состояния для перегретого пара (область 2 на рис. 2.17) представлено в виде уравнения

для приведенной удельной энергии Гиббса  $\gamma$ , разделенной на идеально газовую часть  $\gamma^0$  и реальную часть  $\gamma^r$ .

$$g(p, T)/(RT) = \gamma(\pi, \tau) = \gamma^0(\pi, \tau) + \gamma^r(\pi, \tau); \quad (2.78)$$

$$\gamma^0 = \ln \pi + \sum_{i=1}^9 n_i^0 \tau^{I_i^0}; \quad (2.79)$$

$$\gamma^r = \sum_{i=1}^{43} n_i^r (\tau - 0,5)^{J_i^r}, \quad (2.80)$$

где  $\pi = p/p^*$  и  $\tau = T^*/T$ , а  $p^* = 1$  МПа и  $T^* = 540$  К. Коэффициенты и показатели степени для уравнения (2.79) приведены в табл. 2.7, а для уравнения (2.80) — в табл. 2.8.

Граница между этим уравнением и уравнением для критической области (область 3 на рис. 2.17) определяется уравнением

$$p = n_1 + n_2 T + n_3 T^2$$

или

$$T = n_4 + [(p - n_5)/n_3]^{1/2},$$

где

$$n_1 = 0,34805185628969 \cdot 10^3;$$

$$n_2 = -0,11671859879975 \cdot 10^1;$$

$$n_3 = 0,10192970039326 \cdot 10^{-2};$$

$$n_4 = 0,57254459862746 \cdot 10^3;$$

$$n_5 = 0,13918839778870 \cdot 10^2$$

Эти уравнения применимы для температур от 623,15 К при  $p = 16,5292$  МПа и температур до 863,15 К при  $p = 100$  МПа.

Таблица 26. Коэффициенты и показатели степени уравнения (2.77)

$i$	$l_i$	$J_i$	$n_i$
1	0	-2	0,14632971213167
2	0	-1	-0,84548187169114
3	0	0	-0,37563603672040 · 10 <sup>1</sup>
4	0	1	0,33855169168385 · 10 <sup>1</sup>
5	0	2	-0,95791963387872
6	0	3	0,15772038513228
7	0	4	-0,16616417199501 · 10 <sup>-1</sup>
8	0	5	0,81214629983568 · 10 <sup>-3</sup>
9	1	-9	0,28319080123804 · 10 <sup>-3</sup>
10	1	-7	-0,60706301565874 · 10 <sup>-3</sup>
11	1	-1	-0,18990068218419 · 10 <sup>-1</sup>
12	1	0	-0,32529748770505 · 10 <sup>-1</sup>
13	1	1	-0,21841717175414 · 10 <sup>-1</sup>
14	1	3	-0,52838357969930 · 10 <sup>-4</sup>
15	2	-3	-0,47184321073267 · 10 <sup>-3</sup>
16	2	0	-0,30001780793026 · 10 <sup>-3</sup>
17	2	1	0,47661393906987 · 10 <sup>-4</sup>
18	2	3	-0,44141845330846 · 10 <sup>-5</sup>
19	2	17	-0,72694996297594 · 10 <sup>-15</sup>
20	3	4	-0,31679644845054 · 10 <sup>-4</sup>
21	3	0	-0,28270797985312 · 10 <sup>-5</sup>
22	3	6	-0,85205128120103 · 10 <sup>-9</sup>
23	4	-5	-0,22425281908000 · 10 <sup>-5</sup>
24	4	-2	-0,65171222895601 · 10 <sup>-6</sup>
25	4	10	-0,14341729937924 · 10 <sup>-12</sup>
26	5	-8	-0,40516996860117 · 10 <sup>-6</sup>
27	8	-11	-0,12734301741641 · 10 <sup>-8</sup>
28	8	-6	-0,17424871230634 · 10 <sup>-9</sup>
29	21	-29	-0,68762131295531 · 10 <sup>-18</sup>
30	23	-31	0,14478307828521 · 10 <sup>-19</sup>
31	29	-38	0,26335781662795 · 10 <sup>-22</sup>
32	30	-39	-0,11947622640071 · 10 <sup>-22</sup>
33	31	-40	0,18228094581404 · 10 <sup>-23</sup>
34	32	-41	-0,93537087292458 · 10 <sup>-25</sup>

Таблица 27. Коэффициенты и показатели степени для уравнения (2.79)

$i$	$J_i^0$	$n_i^0$
1	0	-0,96927686500217 · 10 <sup>1</sup>
2	1	0,10086655968018 · 10 <sup>2</sup>
3	-5	-0,56087911283020 · 10 <sup>-2</sup>
4	-4	0,71452738081455 · 10 <sup>-1</sup>
5	-3	-0,40710498223928
6	-2	0,14240819171444 · 10 <sup>1</sup>
7	-1	-0,43839511319450 · 10 <sup>1</sup>
8	2	-0,28408632460772
9	3	0,21268463753307 · 10 <sup>-1</sup>

Таблица 28. Коэффициенты и показатели степени для уравнения (2.80)

$i$	$l_i$	$J_i$	$n_i$
1	1	0	0,17731742473213 · 10 <sup>-2</sup>
2	1	1	-0,17834862292358 · 10 <sup>-1</sup>
3	1	2	-0,45996013696365 · 10 <sup>-1</sup>
4	1	3	-0,57581259083432 · 10 <sup>-1</sup>
5	1	6	-0,50325278727930 · 10 <sup>-1</sup>
6	2	1	-0,33032641670203 · 10 <sup>-4</sup>
7	2	2	-0,18948987516315 · 10 <sup>-3</sup>
8	2	4	-0,39392777243355 · 10 <sup>-2</sup>
9	2	7	-0,43797295650573 · 10 <sup>-1</sup>
10	2	36	-0,26674547914087 · 10 <sup>-4</sup>
11	3	0	0,20481737692309 · 10 <sup>-7</sup>
12	3	1	0,43870667284435 · 10 <sup>-6</sup>
13	3	3	-0,32277677238570 · 10 <sup>-4</sup>
14	3	6	-0,15033924542148 · 10 <sup>-2</sup>
15	3	35	-0,40668253562649 · 10 <sup>-1</sup>
16	4	1	-0,78847309559367 · 10 <sup>-9</sup>
17	4	2	0,12790717852285 · 10 <sup>-7</sup>
18	4	3	0,48225372718507 · 10 <sup>-6</sup>
19	5	7	0,22922076337661 · 10 <sup>-5</sup>
20	6	3	-0,16714766451061 · 10 <sup>-10</sup>
21	6	16	-0,21171472321355 · 10 <sup>-2</sup>
22	6	35	-0,23895741934104 · 10 <sup>-2</sup>
23	7	0	-0,59059564324270 · 10 <sup>-17</sup>
24	7	11	-0,12621808899101 · 10 <sup>-5</sup>
25	7	25	-0,38946842435739 · 10 <sup>-1</sup>

Окончание табл. 2.8

$i$	$l_i$	$J_i$	$n_i$
26	8	8	$0,11256211360459 \cdot 10^{-10}$
27	8	36	$-0,82311340897998 \cdot 10^1$
28	9	13	$0,198-9712802088 \cdot 10^{-7}$
29	10	4	$0,10406965210174 \cdot 10^{-18}$
30	10	10	$-0,10234747095929 \cdot 10^{-12}$
31	10	14	$-0,10018179379511 \cdot 10^{-8}$
32	16	29	$-0,80882908646985 \cdot 10^{-10}$
33	16	50	$0,10693031879409$
34	18	57	$-0,33662250574171$
35	20	20	$0,89185845355421 \cdot 10^{-24}$
36	20	35	$0,30629316876232 \cdot 10^{-12}$
37	20	48	$-0,42002467698208 \cdot 10^{-5}$
38	21	21	$-0,59056029685639 \cdot 10^{-25}$
39	22	53	$0,37826947613457 \cdot 10^{-5}$
40	23	39	$-0,12768608934681 \cdot 10^{-14}$
41	24	26	$0,73087610595061 \cdot 10^{-28}$
42	24	40	$0,554147155350778 \cdot 10^{-16}$
43	24	58	$-0,94369707241210 \cdot 10^{-6}$

Уравнение линии насыщения представлено в виде функции температуры

$$p_s = \left[ \frac{2C}{B + (B^2 - 4AC)^{1/2}} \right]^4, \quad (2.81)$$

где

$$A = \vartheta^2 + n_1 \vartheta + n_2;$$

$$B = n_3 \vartheta^2 + n_4 \vartheta + n_5,$$

$$C = n_6 \vartheta^2 + n_7 \vartheta + n_8;$$

$$\vartheta = T_s + n_9 / (T_s - n_{10}),$$

или в виде функции давления

$$T_s = \frac{n_{10} + D - [(n_{10} + D)^2 - 4(n_9 + n_{10}D)]^{1/2}}{2}, \quad (2.82)$$

где

$$D = \frac{2G}{-F - (F^2 - 4EG)^{1/2}};$$

$$E = \beta^2 + n_3 \beta + n_6,$$

$$F = n_1 \beta^2 + n_4 \beta + n_7;$$

$$G = n_2 \beta^2 + n_5 \beta + n_8;$$

$$\beta = p_s^{1/4}.$$

Таблица 2.9. Коэффициенты уравнений (2.81) и (2.82)

$i$	$n_i$
1	$0,11670521452767 \cdot 10^4$
2	$-0,72421316703206 \cdot 10^6$
3	$-0,17073846940092 \cdot 10^2$
4	$0,12020824702470 \cdot 10^5$
5	$-0,32325550322333 \cdot 10^7$
6	$0,14915108613530 \cdot 10^2$
7	$-0,48232657361591 \cdot 10^4$
8	$0,40511340542057 \cdot 10^6$
9	$-0,23855557567849$
10	$0,65017534844798 \cdot 10^3$

Эти уравнения справедливы для всей кривой насыщения от тройной точки ( $T_t = 273,16$  К,  $p_t = 611,657$  Па) до критической ( $T_k = 647,096$  К,  $p_k = 22,064$  МПа) Коэффициенты уравнений приведены в табл. 2.9.

Все другие термодинамические свойства воды и перегретого пара могут быть получены из уравнений (2.77) и (2.78) с помощью дифференциальных уравнений термодинамики (2.39), (2.53) и (2.57)

Значения параметров, характеризующих термодинамические свойства воды и водяного пара, вычисленные по [2, 22], приведены в табл. 2.10—2.12

Кроме рассмотренных здесь уравнений в Международной системе уравнений IF-97 для областей 1 и 2 (рис. 2.17) есть и уравнения вида  $T(p, s)$  и  $T(p, h)$ , использование которых позволяет значительно упростить технические расчеты благодаря исключению итерационных вычислений [3, 22]

Функции, составленные на основе IF-97, можно использовать в различных программных средствах. В качестве примера приведем построение поверхностей (трехмерных графиков) удельной энтальпии воды и водяного пара в электронной таблице Microsoft Excel из офисного пакета Microsoft Office фирмы Microsoft Inc и удельной изобарной теплоемкости в физико-математическом пакете Mathcad Professional фирмы MathSoft Inc. Расчет свойств воды и водяного пара будет производиться с использованием пакета программ WaterSteamPro\*

**Пример 1.** Построение графика зависимости удельной энтальпии от давления и температуры в Microsoft Excel

\* Программа доступна в сети Internet по адресу <http://twf.mpei.ac.ru/orlov/watersteampro> В разработке пакета приняли участие А.А. Александров, В.Ф. Очков и К.А. Орлов.

Microsoft Excel WSP Excel

Файл Правка Вид Вставка Формат Сервис Данные Окно Справка

Анализ

В4 = "wspRPT(PS,"1000000,\$A4\*2/3,15)/1000

Удельная энтальпия водяного пара						
Давление, МПа	1	10	20	30	40	50
Температура, °С						
100	419,8	426,5	434,1	441,7	449,3	456,9
200	2628,3	855,9	860,4	865,1	870,1	875,3
300	3051,7	1343,1	1334,1	1326,7	1325,4	1323,7
400	3264,4	3097,4	2816,8	2152,4	1931,1	1874,3
500	3479,0	3375,1	3241,2	3084,8	2906,7	2722,5
600	3698,6	3625,8	3639,2	3446,9	3350,4	3252,6
700	3924,1	3870,3	3808,2	3744,2	3679,4	3614,8
800	4156,1	4114,7	4167,7	4070,2	3972,8	3926,0

Мастер функций - шаг 1 из 2

Категория	Функция
Полнота	wspRPT
Имя	
Дата и время	
Математические	wspRPTX
Статистические	wspRST
Ссылки и ссылки	wspRSTX
Работа с базой данных	wspRSTX
Текстовые	wspRSTX
Логические	wspRSTX
Проверка свойств и значений	wspRSTX
Рекомендуемые пользователи	wspRSTX
wspRPT(PS)	

Для получения сведений о функции и ее аргументах нажмите кнопку "Справка"

OK Отмена

Рис. 2.18. Расчет данных для построения графика зависимости  $h = h(p, t)$  в Microsoft Excel

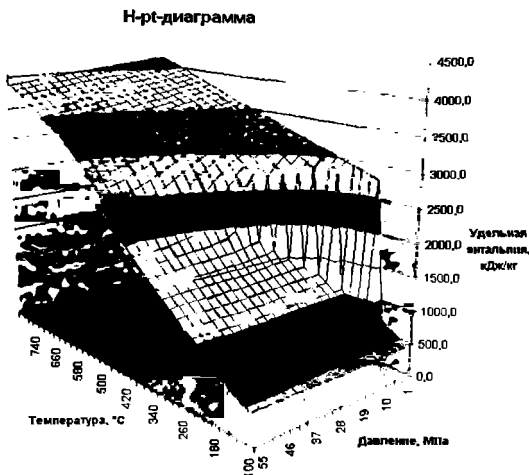


Рис. 2.19. Зависимость удельной энтальпии от давления и температуры в Microsoft Excel

**Расчет значений аргументов (давления и температура)****Давление**

Минимальное давление (тройная точка):  $P_{\text{triple}} = 611,657 \text{ Па}$

Максимальное давление  $P_{\text{max}} = 100 \text{ МПа}$

Количество расчетных точек по давлению:  $N_p = 100$  Диапазон:  $j := \text{ORIGIN}..N_p$

Шаг изменения давления:  $\Delta p = \frac{P_{\text{max}} - P_{\text{triple}}}{N_p}$   $\Delta p = 10 \cdot 10^{-6} \text{ Па}$

Диапазон изменения давления:  $p_j = P_{\text{triple}} + \Delta p \cdot j$

**Температура**

Минимальная температура (тройная точка):  $T_{\text{triple}} = 273,16 \text{ К}$

Максимальная температура:  $T_{\text{max}} = 800 \text{ °C}$

Количество расчетных точек по температуре  $N_t = 100$  Диапазон:  $i := \text{ORIGIN}..N_t$

Шаг изменения температуры  $\Delta t = \frac{T_{\text{max}} - T_{\text{triple}}}{N_t}$   $\Delta t = 8 \cdot \text{К}$

Диапазон изменения температуры  $t_i = T_{\text{triple}} + \Delta t \cdot i$

**Расчет значений удельной изобарной теплоемкости**

$c_{p,j} := \text{wspCPPT}(p_j, t_i)$

	0	1	2
0	1,888	4,215	4,21
1	1,873	4,195	4,181
2	1,87	4,185	4,182
3	1,869	4,18	4,177
4	1,87	4,177	4,174
5	1,872	4,176	4,174
6	1,874	4,177	4,175
7	1,876	4,179	4,177
8	1,878	4,183	4,18
9	1,88	4,187	4,185
10	1,883	4,194	4,191

$c_p =$  кДж/кг·К

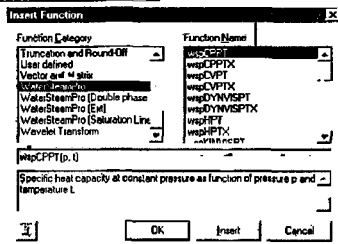


Рис. 2.20. Расчет данных для построения зависимости изобарной теплоемкости от давления и температуры в Mathcad

На рис. 2.18 показана таблица с данными для построения зависимости. Процесс расчета следующий: вначале указывается диапазон изменения аргументов В ячейки B2—G2 заносятся значения давления (1, 10, 20, 30, 40, 50 МПа), а в ячейки A4—A11 — температуры (от 100 до 800 °C с шагом 100 °C). Далее в ячейке B4 с использованием мастера функций записывается формула для расчета удельной энтальпии для аргументов, указанных в ячейках B2 (давление: 1 МПа) и A4 (температура 100 °C). Используемая функция  $\text{wspHPT}(p, t)$  получает аргументы и возвращает результат в системе СИ, поэтому для аргументов необходимо указать переводные коэффициенты. Для получения энтальпии в килоджоулях на килограмм, необходимо результат разделить на 1000 (функция возвращает результат в джоулях на килограмм). В итоге получим формулу для вычисления удельной энтальпии в ячейке B4:

$$H = \text{wspHPT}(B52 * 1000 / 1000; \quad \$A4 + 273,15) / 1000.$$

Далее простым копированием заполняем все остальные ячейки таблицы.

Второй шаг — это непосредственно построение графика. Для этого используется Мастер диаграмм, доступный через панель инструментов Microsoft Excel. Один из возможных конечных результатов представлен на рис. 2.19.

**Пример 2.** Построение графика зависимости удельной изобарной теплоемкости воды и водяного пара от давления и температуры в Mathcad Professional

На рис. 2.20 представлен фрагмент документа Mathcad, в котором производится расчет исходных данных для построения вышеуказанной зависимости. Вначале производится расчет значений аргументов (давления и температуры). При этом пределы изменения давления приняты от 611,657 Па до 100 МПа, а температуры — от 0,01 до 800 °C. Количество точек принято одинаковым — по 100 значений. Далее для каждого из аргументов вычисляет-

ся шаг его изменения и заполняется вектор значений: для давления — это вектор  $p$ , а для температуры — вектор  $t$ . Следующий шаг — это вызов диалог `Insert Function` и выбор необходимой функции `wspCpPT()`, которая вычисляет значение удельной изобарной теплоемкости в зависимости от давления и температуры<sup>1</sup>. С использованием данной функции производится расчет матрицы значений удельной изобарной теплоемкости  $c_p$  и выводится часть полученной матрицы.

Для отображения полученной матрицы значений изобарной теплоемкости можно использовать различные типы трехмерных графиков, встроенных в Mathcad. Один из возможных примеров — `Surface Plot` (график поверхности) приведен на рис. 2.21

Как видно из рис. 2.21, около критической точки значение изобарной теплоемкости стремится в бесконечность<sup>2</sup>. При построении данного графика было поставлено ограничение на максимальное



Рис. 2.21. Зависимость удельной изобарной теплоемкости от давления и температуры в Mathcad

значение, поэтому околокритическая область оказалась «срезанной».

Приведенные выше примеры иллюстрируют один из возможных способов применения запрограммированных функций для расчетов свойств воды и водяного пара при выполнении теплотехнических расчетов.

#### 2.4.5. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЗОВ И ЖИДКОСТЕЙ

В настоящем параграфе приведены таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара, воздуха, диоксида углерода, азота и аммиака в состоянии насыщения (см. табл. 2.10, 2.13, 2.15—2.17), а также в однофазной области для воды, водяного пара и воздуха (см. табл. 2.11, 2.12, 2.14)

Таблица 2.10. Термодинамические свойства воды и водяного пара в состоянии насыщения [2, 22]

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{МПа}$	$v'$	$v''$	$h'$	$h''$	$r$	$s'$	$s''$
		$\text{м}^3/\text{кг}$		$\text{кДж/кг}$			$\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$	
0,01	0,0006117	0,0010002	205,998	0,000612	2500,9	2500,9	0,0000	9,1555
10	0,0012282	0,0010003	106,309	42,02	2519,2	2477,2	0,1511	8,8998
20	0,0023392	0,0010018	57,762	83,92	2537,5	2453,5	0,2965	8,6661
30	0,0042467	0,0010044	32,882	125,75	2555,6	2429,8	0,4368	8,4521
40	0,0073844	0,0010079	19,517	167,54	2573,5	2406,0	0,5724	8,2557
50	0,012351	0,0010121	12,028	209,34	2591,3	2382,0	0,7038	8,0749
60	0,019946	0,0010171	7,6677	251,15	2608,8	2357,7	0,8312	7,9082
70	0,031201	0,0010228	5,0397	293,02	2626,1	2333,1	0,9550	7,7540
80	0,047415	0,0010290	3,4053	334,95	2643,0	2308,1	1,0754	7,6110
90	0,070182	0,0010359	2,3591	376,97	2659,5	2282,6	1,1927	7,4781
100	0,10142	0,0010435	1,6719	419,10	2675,6	2256,5	1,3070	7,3541
110	0,14338	0,0010516	1,2094	461,36	2691,1	2229,7	1,4187	7,2380
120	0,19867	0,0010603	0,89130	503,8	2705,9	2202,1	1,5278	7,1291
130	0,27026	0,0010697	0,66808	546,4	2720,1	2173,7	1,6346	7,0264
140	0,36150	0,0010798	0,50852	589,2	2734	2144,2	1,7393	6,9293
150	0,47610	0,0010905	0,39250	632,3	2745,9	2113,7	1,8420	6,8370
160	0,61814	0,0011020	0,30682	675,6	2757,4	2081,9	1,9428	6,7491
170	0,79205	0,0011143	0,24262	719,2	2767,9	2048,7	2,0419	6,6649
180	1,0026	0,0011274	0,19386	763,2	2777,2	2014,0	2,1395	6,5841

Окончание табл. 2.10

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{МПа}$	$v'$		$v''$	$h'$	$h''$	$g$	$s'$	$s''$
		$\text{м}^3/\text{кг}$			$\text{кДж/кг}$			$\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	
190	1,2550	0,0011414	0,15638	807,6	2785,3	1977,7	2,2358	6,5060	
200	1,5547	0,0011565	0,12722	852,4	2792,1	1939,7	2,3308	6,4303	
210	1,9074	0,0011727	0,10430	897,7	2797,4	1899,6	2,4248	6,3565	
220	2,3193	0,0011902	0,08610	943,6	2801,1	1857,4	2,5178	6,2842	
230	2,7968	0,0012090	0,07151	990,2	2803,0	1812,8	2,6102	6,2131	
240	3,3467	0,0012295	0,05971	1037,5	2803,1	1765,5	2,7019	6,1425	
250	3,9759	0,0012517	0,05009	1085,7	2801,0	1715,3	2,7934	6,0722	
260	4,6921	0,0012761	0,04218	1134,8	2796,6	1661,8	2,8847	6,0017	
270	5,5028	0,0013030	0,03562	1185,1	2789,7	1604,6	2,9762	5,9304	
280	6,4165	0,0013328	0,03015	1236,7	2779,8	1543,2	3,0681	5,8578	
290	7,4416	0,0013663	0,02556	1289,8	2766,6	1476,8	3,1608	5,7832	
300	8,5877	0,0014042	0,02166	1344,8	2749,6	1404,8	3,2547	5,7058	
310	9,8647	0,0014479	0,01834	1402,0	2727,9	1325,9	3,3506	5,6243	
320	11,284	0,0014991	0,01548	1462,1	2700,7	1238,6	3,4491	5,5373	
330	12,858	0,0015606	0,01298	1525,7	2666,2	1140,5	3,5516	5,4425	
340	14,600	0,0016375	0,01078	1594,4	2622,1	1027,6	3,6599	5,3359	
350	16,529	0,0017401	0,008801	1670,9	2563,6	892,7	3,7783	5,2109	
360	18,666	0,0018945	0,006945	1761,5	2481,1	719,5	3,9164	5,0528	
370	21,043	0,0022220	0,004946	1892,7	2333,7	441,0	4,1142	4,7999	
373,964	22,064	0,003106		2087,5		0,0		4,4120	

Таблица 2.11 Термодинамические свойства воды и водяного пара (однофазная область) [22]

$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$
	$p = 1 \text{ кПа}$			$p = 5 \text{ кПа}$			$p = 10 \text{ кПа}$		
0	0,0010002	0,0	-0,0002	0,0010002	0,0	-0,0002	0,0010002	0,0	-0,0002
50	149,09	2594,4	9,2430	29,78	2593,4	8,4976	14,87	2592,0	8,1741
100	172,19	2688,5	9,5138	34,42	2688,0	8,7700	17,20	2687,4	8,4488
150	195,27	2783,6	9,7530	39,04	2783,4	9,0097	19,51	2783,0	8,6892
200	218,36	2880,0	9,9682	43,66	2879,8	9,2251	21,83	2879,6	8,9048
250	241,44	2977,7	10,1645	48,28	2977,6	9,4216	24,14	2977,4	9,1014
300	264,52	3077,0	10,3456	52,90	3076,9	9,6027	26,45	3076,7	9,2827
350	287,59	3177,7	10,5142	57,51	3177,6	9,7713	28,75	3177,5	9,4513
400	310,67	3280,1	10,6722	62,13	3280,0	9,9293	31,06	3279,9	9,6093
450	333,75	3384,1	10,8212	66,75	3384,0	10,0783	33,37	3384,0	9,7584
500	356,83	3489,8	10,9625	71,36	3489,7	10,2197	35,68	3489,7	9,8997
550	379,9	3597,2	11,0971	75,98	3597,1	10,3543	37,99	3597,1	10,0343
	$p = 20 \text{ кПа}$			$p = 30 \text{ кПа}$			$p = 40 \text{ кПа}$		
0	0,0010002	0,0	-0,0002	0,0010002	0,0	-0,0002	0,0010002	0,0	-0,0002
50	0,0010121	209,3	0,7038	0,0010121	209,4	0,7038	0,0010121	209,4	0,7038
100	8,586	2686,2	8,1262	5,715	2684,9	7,9364	4,280	2683,7	7,8009
150	9,749	2782,3	8,3680	6,494	2781,6	8,1796	4,866	2780,9	8,0455
200	10,907	2879,1	8,5842	7,268	2878,7	8,3964	5,448	2878,2	8,2629
250	12,064	2977,1	8,7811	8,040	2976,8	8,5935	6,028	2976,5	8,4602
300	13,220	3076,5	8,9624	8,811	3076,2	8,7750	6,607	3076,0	8,6419
350	14,375	3177,4	9,1311	9,582	3177,2	8,9438	7,185	3177,0	8,8108
400	15,530	3279,8	9,2892	10,352	3279,6	9,1019	7,763	3279,5	8,9690
450	16,684	3383,8	9,4383	11,122	3383,7	9,2511	8,340	3383,6	9,1182
500	17,84	3489,6	9,5797	11,892	3489,5	9,3925	8,918	3489,4	9,2596
550	18,99	3597,0	9,7143	12,661	3596,9	9,5271	9,495	3596,8	9,3943



Продолжение табл. 2.11

$t$ , °C	$v$ , м <sup>3</sup> /кг	$h$ , кДж/кг	$s$ , кДж/(кг·К)	$v$ , м <sup>3</sup> /кг	$h$ , кДж/кг	$s$ , кДж/(кг·К)	$v$ , м <sup>3</sup> /кг	$h$ , кДж/кг	$s$ , кДж/(кг·К)
	$p = 50$ кПа			$p = 0,1$ МПа			$p = 0,2$ МПа		
0	0,0010002	0,0	0,0002	0,0010002	0,1	-0,0001	0,0010001	0,2	-0,0001
50	0,0010121	209,4	0,7038	0,0010121	209,4	0,7038	0,0010121	209,5	0,7037
100	3,419	2682,4	7,6952	1,696	2675,8	7,3610	0,0010437	419,2	1,3069
150	3,890	2780,2	7,9412	1,937	2776,6	7,6147	0,9599	2769,1	7,2809
200	4,356	2877,8	8,1591	2,172	2875,5	7,8356	1,080	2870,8	7,5081
250	4,821	2976,2	8,3568	2,406	2974,5	8,0346	1,199	2971,3	7,7100
300	5,284	3075,8	8,5386	2,639	3074,5	8,2171	1,316	3072,1	7,8940
350	5,747	3176,8	8,7076	2,871	3175,8	8,3865	1,433	3173,9	8,0643
400	6,209	3279,3	8,8658	3,103	3278,5	8,5451	1,549	3277,0	8,2235
450	6,672	3383,5	9,0150	3,334	3382,8	8,6945	1,665	3381,5	8,3733
500	7,134	3489,2	9,1565	3,566	3488,7	8,8361	1,781	3487,6	8,5151
550	7,596	3596,7	9,2912	3,797	3596,3	8,9709	1,897	3595,4	8,6501
	$p = 0,3$ МПа			$p = 0,4$ МПа			$p = 0,5$ МПа		
0	0,0010001	0,3	-0,0001	0,0010000	0,4	-0,0001	0,0010000	0,5	-0,0001
50	0,0010120	209,6	0,7037	0,0010120	209,7	0,7036	0,0010119	209,8	0,7036
100	0,0010434	419,2	1,3069	0,0010433	419,3	1,3068	0,0010433	419,4	1,3067
150	0,6340	2761,2	7,0791	0,4709	2752,8	6,9305	0,0010905	632,3	1,8419
200	0,7164	2866,0	7,3132	0,5343	2861,0	7,1724	0,4250	2855,9	7,0611
250	0,7965	2967,9	7,5181	0,5952	2964,6	7,3805	0,4744	2961,1	7,2726
300	0,8753	3069,6	7,7037	0,6549	3067,1	7,5677	0,5226	3064,6	7,4614
350	0,9536	3172,0	7,8749	0,7139	3170,0	7,7398	0,5701	3168,1	7,6345
400	1,0315	3275,4	8,0346	0,7726	3273,9	7,9001	0,6173	3272,3	7,7954
450	1,1092	3380,2	8,1848	0,8311	3379,0	8,0507	0,6642	3377,7	7,9464
500	1,1867	3486,6	8,3269	0,8894	3485,5	8,1931	0,7109	3484,4	8,0891
550	1,2641	3594,5	8,4622	0,9475	3593,6	8,3286	0,7576	3592,6	8,2247
	$p = 1,0$ МПа			$p = 1,5$ МПа			$p = 2,0$ МПа		
0	0,0009997	1,0	-0,0001	0,0009994	1,5	-0,0001	0,0009992	2,0	0,0000
50	0,0010117	210,2	0,7033	0,0010115	210,6	0,7031	0,0010113	211,0	0,7029
100	0,0010430	419,8	1,3063	0,0010427	420,1	1,3059	0,0010425	420,5	1,3055
150	0,0010902	632,6	1,8414	0,0010898	632,9	1,8408	0,0010895	633,2	1,8403
200	0,2060	2828,3	6,6955	0,1324	2796,0	6,4537	0,0011561	852,6	2,3301
250	0,2327	2943,2	6,9266	0,1520	2924,0	6,7111	0,1115	2903,2	6,5474
300	0,2580	3051,7	7,1247	0,1697	3038,3	6,9199	0,1255	3024,3	6,7685
350	0,2825	3158,2	7,3028	0,1866	3148,0	7,1035	0,1386	3137,6	6,9582
400	0,3066	3264,4	7,4668	0,2030	3256,4	7,2708	0,1512	3248,2	7,1290
450	0,3304	3371,2	7,6198	0,2192	3364,7	7,4259	0,1635	3358,1	7,2863
500	0,3541	3479,0	7,7640	0,2352	3473,6	7,5716	0,1757	3468,1	7,4335
550	0,3777	3588,1	7,9007	0,2510	3583,5	7,7093	0,1877	3578,9	7,5723
600	0,4011	3698,6	8,0309	0,2668	3694,6	7,8404	0,1996	3690,7	7,7042
650	0,4245	3810,5	8,1557	0,2825	3807,2	7,9657	0,2115	3803,8	7,8301
700	0,4478	3924,1	8,2755	0,2981	3921,2	8,0860	0,2233	3918,2	7,9509
750	0,4711	4039,3	8,3909	0,3137	4036,7	8,2018	0,2350	4034,2	8,0670
800	0,4944	4156,1	8,5024	0,3293	4153,9	8,3135	0,2467	4151,6	8,1791

Продолжение табл. 2.11

$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж/(кг} \cdot \text{К)}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж/(кг} \cdot \text{К)}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж/(кг} \cdot \text{К)}$
	$p = 2,5 \text{ МПа}$			$p = 3,0 \text{ МПа}$			$p = 4,0 \text{ МПа}$		
0	0,000989	2,5	0,0000	0,000987	3,0	0,0000	0,000982	4,0	0,0001
50	0,0010110	211,5	0,7026	6,0010108	211,9	0,7024	0,0010104	212,8	0,7020
100	0,0010422	420,9	1,3051	0,0010420	421,3	1,3048	0,0010415	422,0	1,3040
150	0,0010891	633,5	1,8397	0,0010888	633,8	1,8391	0,0010881	634,4	1,8380
200	0,0011556	852,8	2,3293	0,0011550	853,0	2,3285	0,0011540	853,4	2,3269
250	0,08704	2880,9	6,4106	0,07062	2856,5	6,2893	0,0012517	1085,7	2,7933
300	0,09893	3009,6	6,6460	0,08117	2994,3	6,5412	0,05887	2961,7	6,3638
350	0,1098	3127,0	6,8424	0,09055	3116,1	6,7449	0,06647	3093,3	6,5843
400	0,1201	3240,0	7,0168	0,09938	3231,6	6,9233	0,07343	3214,4	6,7712
450	0,1301	3351,4	7,1765	0,1079	3344,7	7,0853	0,08004	3331,0	6,9383
500	0,1400	3462,6	7,3251	0,1162	3457,0	7,2356	0,08644	3445,8	7,0919
550	0,1497	3574,2	7,4651	0,1244	3569,6	7,3767	0,09270	3560,2	7,2353
600	0,1593	3686,8	7,5978	0,1324	3682,8	7,5102	0,09886	3674,8	7,3704
650	0,1689	3800,4	7,7243	0,1405	3797,0	7,6373	0,1049	3790,2	7,4989
700	0,1783	3915,3	7,8455	0,1484	3912,3	7,7590	0,1110	3906,4	7,6215
750	0,1878	4031,6	7,9620	0,1563	4029,0	7,8759	0,1170	4023,8	7,7391
800	0,1972	4149,3	8,0744	0,1642	4147,0	7,9885	0,1229	4142,5	7,8523
	$p = 5,0 \text{ МПа}$			$p = 6,0 \text{ МПа}$			$p = 7,0 \text{ МПа}$		
0	0,0009977	5,0	0,0001	0,0009972	6,0	0,0002	0,0009967	7,1	0,0002
50	0,0010099	213,6	0,7015	0,0010095	214,5	0,7010	0,0010091	215,4	0,7006
100	0,0010410	422,8	1,3032	0,0010405	423,5	1,3024	0,0010400	424,3	1,3017
150	0,0010875	635,1	1,8369	0,0010868	635,7	1,8358	0,0010862	636,3	1,8347
200	0,0011530	853,8	2,3254	0,0011521	854,2	2,3238	0,0011511	854,6	2,3223
250	0,0012499	1085,7	2,7909	0,0012481	1085,7	2,7885	0,0012463	1085,6	2,7861
300	0,04535	2925,6	6,2109	0,03619	2885,5	6,0702	0,02949	2839,8	5,9335
350	0,05197	3069,3	6,4515	0,04225	3043,9	6,3356	0,03526	3016,8	6,2303
400	0,05784	3196,6	6,6481	0,04742	3178,2	6,5431	0,03996	3159,1	6,4501
450	0,06332	3317,0	6,8208	0,05217	3302,8	6,7216	0,04419	3288,2	6,6351
500	0,06858	3434,5	6,9778	0,05667	3422,9	6,8824	0,04816	3411,3	6,7997
550	0,07369	3550,8	7,1235	0,06102	3541,2	7,0306	0,05197	3531,5	6,9505
600	0,07870	3666,8	7,2604	0,06526	3658,8	7,1692	0,05566	3650,6	7,0909
650	0,08364	3783,3	7,3901	0,06943	3776,4	7,3002	0,05928	3769,4	7,2232
700	0,08851	3900,5	7,5137	0,07355	3894,5	7,4248	0,06285	3888,5	7,3488
750	0,09335	4018,6	7,6321	0,07761	4013,4	7,5439	0,06637	4008,1	7,4687
800	0,09815	4137,9	7,7459	0,08164	4133,3	7,6583	0,06985	4128,7	7,5837
	$p = 8,0 \text{ МПа}$			$p = 9,0 \text{ МПа}$			$p = 10,0 \text{ МПа}$		
0	0,0009962	8,1	0,0003	0,0009957	9,1	0,0003	0,0009952	10,1	0,0003
50	0,0010086	216,2	0,7001	0,0010082	217,1	0,6996	0,0010078	217,9	0,6992
100	0,0010395	425,0	1,3009	0,0010390	425,8	1,3001	0,0010385	426,5	1,2994
150	0,0010855	636,9	1,8337	0,0010849	637,6	1,8326	0,0010842	638,2	1,8315
200	0,0011501	855,1	2,3207	0,0011491	855,5	2,3192	0,0011482	855,9	2,3177
250	0,0012446	1085,7	2,7837	0,0012429	1085,7	2,7814	0,0012412	1085,7	2,7791
300	0,02328	2786,4	5,7935	0,0014024	1344,3	3,2529	0,0013980	1343,1	3,2484
350	0,02998	2988,1	6,1319	0,02582	2957,2	6,0378	0,02244	2924,0	5,9458
400	0,03433	3139,3	6,3657	0,02996	3118,8	6,2875	0,02644	3097,4	6,2139
450	0,03820	3273,2	6,5577	0,03353	3257,9	6,4871	0,02979	3242,3	6,4217
500	0,04177	3399,4	6,7264	0,03680	3387,3	6,6601	0,03281	3375,1	6,5993
550	0,04517	3521,8	6,8798	0,03989	3511,9	6,8163	0,03566	3501,9	6,7584
600	0,04846	3642,4	7,0221	0,04286	3634,2	6,9605	0,03838	3625,8	6,9045
650	0,05167	3762,4	7,1557	0,04575	3755,4	7,0955	0,04102	3748,3	7,0409
700	0,05482	3882,4	7,2823	0,04859	3876,4	7,2231	0,04359	3870,3	7,1696
750	0,05793	4002,9	7,4030	0,05137	3997,6	7,3446	0,04613	3992,3	7,2918
800	0,06101	4124,0	7,5186	0,05413	4119,4	7,4608	0,04862	4114,7	7,4087

Продолжение табл. 2.11

$t$ , °C	$v$ , м <sup>3</sup> /кг	$h$ , кДж/кг	$s$ , кДж/(кг·К)	$v$ , м <sup>3</sup> /кг	$h$ , кДж/кг	$s$ , кДж/(кг·К)	$v$ , м <sup>3</sup> /кг	$h$ , кДж/кг	$s$ , кДж/(кг·К)
	$p = 12,0$ МПа			$p = 14,0$ МПа			$p = 16,0$ МПа		
0	0,0009942	12,1	0,0004	0,0009932	14,1	0,0004	0,0009923	16,1	0,0005
50	0,0010069	219,7	0,6983	0,0010060	221,4	0,6973	0,0010052	223,1	0,6964
100	0,0010375	428,1	1,2978	0,0010365	429,6	1,2963	0,0010356	431,1	1,2948
150	0,0010829	639,4	1,8294	0,0010817	640,7	1,8272	0,0010804	642,0	1,8251
200	0,0011463	856,8	2,3147	0,0011444	857,7	2,3117	0,0011426	858,6	2,3088
250	0,0012378	1085,8	2,7745	0,0012346	1086,0	2,7701	0,0012314	1086,1	2,7657
	$p = 12,0$ МПа			$p = 14,0$ МПа			$p = 16,0$ МПа		
300	0,0013898	1340,9	3,2397	0,0013820	1339,0	3,2315	0,0013746	1337,2	3,2236
350	0,01722	2848,0	5,7607	0,01323	2752,9	5,5595	0,009766	2617,0	5,3045
400	0,02111	3051,9	6,0762	0,01724	3002,2	5,9457	0,01428	2947,5	5,8177
450	0,02415	3209,8	6,3027	0,02010	3175,6	6,1945	0,01705	3139,6	6,0935
500	0,02683	3350,0	6,4902	0,02255	3324,1	6,3931	0,01932	3297,3	6,3045
550	0,02930	3481,7	6,6553	0,02476	3461,0	6,5648	0,02135	3439,8	6,4832
600	0,03165	3609,0	6,8055	0,02684	3591,9	6,7192	0,02324	3574,6	6,6422
650	0,03391	3734,1	6,9448	0,02883	3719,7	6,8615	0,02503	3705,1	6,7876
700	0,03611	3858,0	7,0756	0,03076	3845,7	6,9944	0,02675	3833,3	6,9228
750	0,03826	3981,6	7,1994	0,03264	3970,9	7,1200	0,02842	3960,2	7,0499
800	0,04037	4105,4	7,3175	0,03448	4096,0	7,2393	0,03006	4086,6	7,1706
	$p = 18,0$ МПа			$p = 20,0$ МПа			$p = 24,0$ МПа		
0	0,0009913	18,1	0,0005	0,0009904	20,0	0,0005	0,0009885	24,0	0,0004
50	0,0010043	224,8	0,6955	0,0010035	226,5	0,6946	0,0010018	229,9	0,6928
100	0,0010346	432,6	1,2933	0,0010337	434,1	1,2918	0,0010318	437,1	1,2889
150	0,0010792	643,2	1,8230	0,0010779	644,5	1,8209	0,0010755	647,1	1,8168
200	0,0011408	859,5	2,3058	0,0011390	860,4	2,3030	0,0011355	862,3	2,2973
250	0,0012284	1086,3	2,7614	0,0012254	1086,6	2,7572	0,0012196	1087,2	2,7490
300	0,0013677	1335,6	3,2160	0,0013611	1334,1	3,2087	0,0013488	1331,6	3,1948
350	0,0017030	1658,7	3,7546	0,0016649	1646,0	3,7288	0,0016099	1627,6	3,6888
400	0,01191	2886,3	5,6881	0,009950	2816,8	5,5525	0,006732	2637,4	5,2367
450	0,01465	3101,7	5,9973	0,01272	3061,5	5,9041	0,009774	2974,0	5,7212
500	0,01681	3269,7	6,2222	0,01479	3241,2	6,1445	0,01175	3181,4	5,9991
550	0,01870	3418,3	6,4085	0,01657	3396,2	6,3390	0,01338	3350,9	6,2116
600	0,02043	3557,0	6,5722	0,01818	3539,2	6,5077	0,01481	3502,9	6,3910
650	0,02206	3690,4	6,7208	0,01969	3675,6	6,6596	0,01614	3645,6	6,5499
700	0,02363	3820,7	6,8583	0,02113	3808,2	6,7994	0,01739	3782,8	6,6946
750	0,02514	3949,4	6,9872	0,02252	3938,5	6,9301	0,01859	3916,7	6,8289
800	0,02662	4077,2	7,1091	0,02387	4067,7	7,0534	0,01975	4048,8	6,9549

Продолжение табл. 2.11

$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$
	$p = 26,0 \text{ МПа}$			$p = 28,0 \text{ МПа}$			$p = 30,0 \text{ МПа}$		
0	0,0009875	25,9	0,0004	0,0009866	27,9	0,0003	0,0009857	29,9	0,0003
50	0,0010010	231,6	0,6919	0,0010002	233,3	0,6910	0,0009993	235,0	0,6900
100	0,0010308	438,6	1,2874	0,0010299	440,2	1,2859	0,0010290	441,7	1,2845
150	0,0010743	648,4	1,8148	0,0010731	649,7	1,8128	0,0010720	651,0	1,8107
200	0,0011338	863,2	2,2945	0,0011321	864,2	2,2918	0,0011304	865,1	2,2890
250	0,0012167	1087,5	2,7449	0,0012140	1087,9	2,7410	0,0012113	1088,3	2,7371
300	0,0013430	1330,5	3,1882	0,0013375	1329,5	3,1818	0,0013322	1328,7	3,1756
350	0,0015884	1620,4	3,6723	0,0015697	1614,3	3,6573	0,0015529	1608,8	3,6435
400	0,005287	2510,6	5,0304	0,003855	2334,4	4,7552	0,002796	2152,4	4,4750
450	0,008612	2926,1	5,6296	0,007617	2875,1	5,5367	0,006738	2820,9	5,4419
500	0,01058	3150,2	5,9298	0,009568	3117,9	5,8621	0,008690	3084,8	5,7956
550	0,01214	3327,6	6,1523	0,01109	3303,9	6,0953	0,01017	3279,8	6,0403
600	0,01352	3484,4	6,3374	0,01241	3465,7	6,2863	0,01144	3446,9	6,2374
650	0,01477	3630,4	6,5000	0,01360	3615,1	6,4527	0,01259	3599,7	6,4077
700	0,01595	3770,0	6,6473	0,01472	3757,1	6,6026	0,01365	3744,2	6,5602
750	0,01708	3905,8	6,7833	0,01578	3894,8	6,7405	0,01466	3883,8	6,7000
800	0,01816	4039,3	6,9107	0,01680	4029,7	6,8693	0,015698	4020,2	6,8303

Продолжение табл. 2.11

$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж}/\text{кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$
	$p = 40,0 \text{ МПа}$			$p = 50,0 \text{ МПа}$		
0	0,0009811	39,6	-0,0002	0,0009767	49,1	-0,0010
50	0,0009953	243,6	0,6855	0,0009914	252,0	0,6810
100	0,0010245	449,3	1,2773	0,0010201	456,9	1,2703
150	0,0010663	657,5	1,8009	0,0010608	664,1	1,7914
200	0,0011224	870,1	2,2758	0,0011149	875,3	2,2631
250	0,0011986	1090,6	2,7185	0,0011871	1093,4	2,7012
300	0,0013083	1325,4	3,1469	0,0012879	1323,7	3,1214
350	0,0014884	1588,7	3,5870	0,0014424	1576,0	3,5430
400	0,001911	1931,1	4,1141	0,001731	1874,3	4,0028
450	0,003693	2511,8	4,9447	0,002487	2284,4	4,5892
500	0,005625	2906,7	5,4746	0,003889	2722,5	5,1759
550	0,006986	3154,6	5,7859	0,005119	3025,7	5,5566
600	0,008089	3350,4	6,0170	0,006109	3252,6	5,8245
650	0,009054	3521,8	6,2079	0,006957	3443,5	6,0372
700	0,009931	3679,4	6,3743	0,007718	3614,8	6,2180
750	0,01075	3828,8	6,5239	0,008417	3774,1	6,3777
800	0,01152	3972,8	6,6614	0,009074	3926,0	6,5226
	$p = 75,0 \text{ МПа}$			$p = 100,0 \text{ МПа}$		
0	0,0009663	72,6	-0,0041	0,0009567	95,4	-0,0086
50	0,0009820	273,1	0,6698	0,0009733	293,9	0,6586
100	0,0010098	475,9	1,2534	0,0010002	495,0	1,2373
150	0,0010480	680,9	1,7688	0,0010364	698,0	1,7477
200	0,0010977	889,0	2,2336	0,0010826	903,5	2,2066

Окончание табл. 2 II

$t, ^\circ\text{C}$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$	$v, \text{м}^3/\text{кг}$	$h, \text{кДж/кг}$	$s, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$
250	0,0011619	1102,3	2,6620	0,0011407	1113,0	2,6275
300	0,0012468	1324,2	3,0669	0,0012148	1328,9	3,0215
350	0,0013644	1559,4	3,4602	0,0013118	1553,9	3,3978
400	0,001548	1815,2	3,8548	0,001443	1791,1	3,7638
450	0,001827	2103,7	4,2679	0,001628	2044,5	4,1267
500	0,002308	2428,5	4,7019	0,001893	2316,2	4,4899
550	0,002966	2749,6	5,1047	0,002250	2596,1	4,8407
600	0,003652	3026,4	5,4313	0,002672	2865,1	5,1580
650	0,004286	3258,9	5,6904	0,003115	3110,6	5,4316
700	0,004856	3461,2	5,9040	0,003546	3330,8	5,6640
750	0,005380	3644,0	6,0873	0,003953	3530,7	5,8644
800	0,005866	3814,3	6,2498	0,004336	3715,2	6,0405

Таблица 2.12 Изобарная теплоемкость воды и водяного пара  $c_p, \text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$  [2, 22]

$p, \text{МПа}$	$t, ^\circ\text{C}$								
	0	100	200	300	400	500	600	700	800
0,01	4,220	1,906	1,944	2,001	2,064	2,131	2,201	2,272	2,342
0,1	4,219	2,074	1,976	2,012	2,070	2,135	2,203	2,273	2,343
1,0	4,215	4,215	2,429	2,141	2,128	2,168	2,224	2,287	2,353
2,0	4,210	4,212	4,491	2,320	2,200	2,207	2,249	2,303	2,364
3,0	4,205	4,210	4,486	2,543	2,278	2,247	2,273	2,320	2,375
4,0	4,200	4,208	4,480	2,820	2,364	2,289	2,298	2,336	2,387
5,0	4,196	4,206	4,474	3,171	2,459	2,333	2,324	2,353	2,398
10,0	4,172	4,194	4,447	5,682	3,096	2,583	2,460	2,438	2,456
15,0	4,150	4,184	4,422	5,476	4,178	2,896	2,612	2,529	2,515
20,0	4,129	4,173	4,398	5,317	6,360	3,284	2,781	2,625	2,578
25,0	4,109	4,163	4,376	5,188	13,00	3,766	2,968	2,727	2,642
30,0	4,090	4,153	4,355	5,081	25,80	4,360	3,171	2,833	2,707
40,0	4,054	4,135	4,316	4,912	8,701	5,875	3,619	3,057	2,843
50,0	4,022	4,117	4,281	4,782	6,778	7,309	4,097	3,288	2,981
60,0	3,994	4,100	4,249	4,677	5,997	7,522	4,556	3,515	3,119
70,0	3,968	4,084	4,219	4,591	5,555	6,969	4,923	3,727	3,253
80,0	3,945	4,068	4,192	4,518	5,262	6,375	5,137	3,914	3,377
90,0	3,924	4,054	4,167	4,455	5,052	5,916	5,206	4,069	3,486
100,0	3,906	4,040	4,144	4,400	4,892	5,576	5,171	4,191	3,576

Таблица 2.13 Термодинамические свойства воздуха в состоянии насыщения [16]

$p, \text{МПа}$	$T', \text{K}$	$T'', \text{K}$	$\rho'$	$\rho''$	$h'$	$h''$	$r$	$s'$	$s''$
			$\text{кг}/\text{м}^3$		$\text{кДж}/\text{кг}$			$\text{кДж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$	
0,025	67,89	71,53	923,91	1,239	120,7	323,1	202,4	2,886	5,812
0,050	72,83	76,16	901,75	2,348	123,3	327,0	203,7	2,922	5,671
0,100	78,55	81,57	875,92	4,451	130,2	331,3	201,1	3,013	5,533
0,200	85,23	87,96	844,70	8,463	140,9	335,9	195,0	3,142	5,398
0,300	89,70	92,25	822,79	12,37	149,0	338,5	189,5	3,234	5,320
0,400	93,15	95,59	805,12	16,25	155,7	340,2	184,5	3,305	5,263

Окончание табл. 2.13

$p$ , МПа	$T'$ , К	$T''$ , К	$\rho'$	$\rho''$	$h'$	$h''$	$r$	$s'$	$s''$
			кг/м <sup>3</sup>		кДж/кг			кДж/(кг·К)	
0,500	96,02	98,36	789,90	20,12	161,5	341,4	179,9	3,365	5,218
0,600	98,49	100,75	776,30	24,02	166,6	342,2	175,6	3,416	5,181
0,700	100,68	102,86	763,82	27,95	171,2	342,8	171,6	3,461	5,148
0,800	102,65	104,77	752,22	31,93	175,5	343,1	167,6	3,502	5,119
0,900	104,46	106,51	741,21	35,95	179,5	343,3	163,8	3,540	5,093
1,000	106,12	108,11	730,79	40,05	183,3	343,3	160,0	3,574	5,069
1,500	113,04	114,72	683,05	61,74	190,7	341,9	142,2	3,717	4,966
2,000	118,48	119,87	638,46	86,30	214,0	338,5	124,5	3,834	4,879
2,500	123,03	124,14	592,85	115,46	227,4	333,2	105,6	3,938	4,795
3,000	126,09	127,83	541,00	152,67	241,2	325,6	84,4	4,042	4,704
3,500	130,51	131,08	469,70	207,82	258,0	313,6	55,6	4,164	4,590

Таблица 2.14. Термодинамические свойства воздуха в однофазной области

 $(\rho$ , кг/м<sup>3</sup>;  $h$ , кДж/кг;  $s$ , кДж/(кг·К);  $c_p$ , кДж/(кг·К) [16]

$p$ , МПа	$\rho$	$T = 120$ К			$\rho$	$T = 140$ К		
		$h$	$s$	$c_p$		$h$	$s$	$c_p$
0,1	2,94	372,2	5,946	1,020	2,51	392,5	6,102	1,013
1,0	33,47	359,9	5,215	1,280	27,03	383,8	5,399	1,137
2,0	85,96	338,8	4,882	2,360	59,84	372,4	5,142	1,375
3,0	639,34	216,9	3,845	2,798	102,84	358,1	4,949	1,863
4,0	653,43	215,8	3,823	2,587	169,80	337,5	4,747	3,293
5,0	665,07	215,1	3,805	2,448	318,26	300,8	4,453	8,217
10,0	705,78	214,1	3,736	2,114	573,79	259,9	4,088	2,527
15,0	733,36	215,1	3,687	1,971	631,81	255,7	3,999	2,100
20,0	754,92	217,1	3,647	1,889	668,19	255,2	3,941	1,980
25,0	772,92	219,5	3,613	1,834	695,44	256,2	3,896	1,835
30,0	788,54	222,3	3,583	1,796	717,54	258,0	3,858	1,774
40,0	815,07	228,6	3,531	1,746	752,65	263,0	3,797	1,699
50,0	837,44	235,4	3,487	1,717	780,43	269,1	3,747	1,657
60,0	857,05	242,4	3,447	1,699	803,66	275,8	3,704	1,633
70,0	874,70	249,6	3,411	1,690	823,74	282,8	3,667	1,620
80,0	890,89	256,9	3,377	1,687	841,5	290,0	3,632	1,615
90,0	905,95	264,1	3,345	1,692	857,45	297,3	3,601	1,617
100,0	920,13	271,3	3,313	1,704	871,96	304,7	3,571	1,624
		$T = 160$ К				$T = 180$ К		
0,1	2,19	412,8	6,237	1,010	1,94	432,9	6,356	1,008
1,0	22,95	406,0	5,547	1,087	20,05	427,4	5,674	1,062
2,0	48,63	397,9	5,313	1,203	41,57	421,2	5,450	1,134
3,0	77,74	389,1	5,156	1,362	64,72	414,7	5,307	1,219
4,0	111,39	379,3	5,028	1,589	89,66	407,9	5,197	1,321
5,0	151,00	368,4	4,912	1,911	116,56	400,9	5,103	1,441
10,0	396,61	315,8	4,461	2,866	273,55	365,4	4,754	2,091
15,0	515,65	299,2	4,290	2,232	404,53	343,2	4,549	2,110
20,0	575,61	294,3	4,202	1,970	484,82	333,5	4,433	1,934
25,0	615,69	293,0	4,141	1,838	537,79	329,5	4,356	1,809
30,0	646,10	293,3	4,094	1,757	576,72	328,2	4,299	1,727
40,0	691,67	296,6	4,021	1,662	632,96	329,6	4,215	1,629
50,0	725,92	301,7	3,965	1,608	673,83	333,5	4,152	1,573
60,0	753,58	307,8	3,918	1,574	706,10	338,9	4,102	1,536
70,0	776,86	314,5	3,878	1,553	732,83	345,1	4,059	1,510
80,0	796,98	321,5	3,843	1,540	755,64	351,8	4,021	1,491
90,0	814,72	328,8	3,811	1,534	775,54	358,8	3,988	1,478
100,0	830,57	336,2	3,781	1,532	793,14	366,2	3,958	1,470

Продолжение табл. 2 14

$p$ , МПа	$\rho$	$h$	$s$	$c_p$	$\rho$	$h$	$s$	$c_p$
$T=200\text{ K}$								
0,1	1,75	453,1	6,462	1,007	1,39	503,4	6,687	1,006
1,0	17,84	448,5	5,785	1,048	14,06	500,4	6,016	1,029
2,0	36,54	443,4	5,567	1,097	28,37	497,1	5,807	1,055
3,0	56,11	438,3	5,432	1,153	42,90	493,8	5,680	1,082
4,0	76,56	433,1	5,330	1,213	57,61	490,7	5,587	1,109
5,0	97,89	427,9	5,246	1,280	72,49	487,5	5,513	1,136
10,0	214,14	402,1	4,948	1,641	148,02	472,8	5,265	1,274
15,0	324,15	382,4	4,756	1,815	221,20	460,5	5,106	1,384
20,0	407,48	370,9	4,630	1,978	286,87	451,4	4,990	1,449
25,0	467,72	365,0	4,543	1,733	343,14	445,1	4,902	1,477
30,0	512,97	362,2	4,479	1,673	390,60	441,2	4,832	1,482
40,0	578,13	361,8	4,385	1,590	464,84	438,2	4,726	1,465
50,0	624,83	364,7	3,316	1,539	520,17	439,2	4,649	1,442
60,0	661,29	369,3	4,262	1,505	563,62	442,5	4,589	1,424
70,0	691,24	374,9	4,216	1,480	599,26	447,2	4,539	1,410
80,0	716,66	381,3	4,177	1,460	629,45	452,7	4,496	1,399
90,0	738,72	388,0	4,142	1,445	655,66	458,9	4,458	1,390
100,0	758,18	395,2	4,111	1,433	678,83	465,4	4,425	1,381
$T=300\text{ K}$								
0,1	1,16	553,7	6,870	1,007	1,00	604,1	7,026	1,009
1,0	11,64	551,6	6,203	1,021	9,95	602,6	6,360	1,020
2,0	23,34	549,3	5,997	1,038	19,88	601,0	6,157	1,031
3,0	35,08	547,1	5,874	1,054	29,79	599,5	6,036	1,042
4,0	46,83	545,0	5,785	1,070	39,67	598,0	5,949	1,053
5,0	58,59	542,9	5,715	1,086	49,50	596,6	5,880	1,063
10,0	116,90	533,3	5,486	1,163	97,79	590,1	5,661	1,114
15,0	172,93	525,3	5,343	1,228	143,98	584,7	5,526	1,157
20,0	224,92	519,0	5,237	1,277	187,33	580,5	5,427	1,193
25,0	271,97	514,4	5,155	1,311	227,44	577,4	5,349	1,220
30,0	314,03	511,2	5,088	1,332	264,25	575,3	5,285	1,240
40,0	384,78	508,4	4,983	1,349	328,65	573,7	5,184	1,266
50,0	441,21	509,0	4,904	1,350	382,53	574,6	5,106	1,278
60,0	487,09	511,7	4,841	1,345	427,94	577,3	5,044	1,282
70,0	525,30	515,9	4,790	1,340	466,66	581,4	4,992	1,282
80,0	557,89	521,1	4,745	1,336	500,12	586,5	4,947	1,282
90,0	586,27	527,0	4,707	1,333	529,46	592,3	4,908	1,282
100,0	611,41	533,3	4,672	1,331	555,54	598,6	4,873	1,282
$T=400\text{ K}$								
0,1	0,87	654,7	7,161	1,014	0,77	705,6	7,281	1,022
1,0	8,69	653,6	6,497	1,022	7,72	704,9	6,617	1,027
2,0	17,34	652,5	6,294	1,030	15,39	704,1	6,416	1,033
3,0	25,95	651,5	6,175	1,038	23,00	703,4	6,297	1,039
4,0	34,50	650,5	6,089	1,046	30,57	702,7	6,212	1,045
5,0	43,00	649,5	6,022	1,054	38,08	702,1	6,145	1,051
10,0	84,55	645,1	5,808	1,089	74,70	699,2	5,935	1,078
15,0	124,22	641,6	5,678	1,121	109,67	697,1	5,809	1,102
20,0	161,68	638,9	5,583	1,147	142,82	695,6	5,717	1,122
25,0	196,74	637,0	5,509	1,169	174,08	694,6	5,644	1,139
30,0	229,38	635,9	5,447	1,186	203,44	694,3	5,585	1,154
40,0	287,80	635,5	5,349	1,211	256,76	695,1	5,490	1,176
50,0	338,15	637,1	5,273	1,226	303,64	697,4	5,416	1,191
60,0	381,76	640,2	5,212	1,234	345,01	701,0	5,355	1,201
70,0	419,76	644,4	5,160	1,239	381,69	705,5	5,304	1,207
80,0	453,13	649,5	5,115	1,241	414,37	710,8	5,260	1,211
90,0	482,68	655,3	5,077	1,242	443,65	716,7	5,221	1,214
100,0	509,11	661,7	5,042	1,244	470,04	723,1	5,187	1,216
$T=450\text{ K}$								

Продолжение табл. 2.14

$p, \text{MPa}$	$\rho$	$h$	$s$	$c_p$	$\rho$	$h$	$s$	$c_p$	
$T=500 \text{ K}$					$T=600 \text{ K}$				
0,1	0,70	756,9	7,389	1,030	0,58	860,9	7,578	1,052	
1,0	6,94	756,4	6,726	1,039	5,78	860,8	6,916	1,054	
2,0	13,84	755,9	6,525	1,039	11,52	860,8	6,716	1,057	
3,0	20,68	755,5	6,407	1,044	17,22	860,7	6,598	1,060	
4,0	27,47	755,0	6,322	1,049	22,87	860,6	6,515	1,063	
5,0	34,20	754,6	6,256	1,053	28,47	860,6	6,449	1,068	
10,0	67,04	753,0	6,049	1,074	55,80	860,6	6,245	1,080	
15,0	98,41	751,9	5,924	1,093	81,97	861,0	6,123	1,092	
20,0	128,25	751,3	5,834	1,109	106,99	861,7	6,036	1,103	
25,0	156,53	751,2	5,764	1,123	130,88	862,8	5,967	1,113	
30,0	183,26	751,5	5,705	1,135	153,65	864,1	5,911	1,121	
40,0	232,31	753,3	5,612	1,154	196,02	867,5	5,821	1,135	
50,0	276,04	756,4	5,540	1,168	234,50	871,9	5,750	1,147	
60,0	315,15	760,4	5,480	1,178	269,55	876,9	5,693	1,156	
70,0	350,29	765,3	5,430	1,185	301,60	882,5	5,644	1,163	
80,0	381,98	770,8	5,386	1,190	331,00	888,6	5,601	1,168	
90,0	410,66	776,9	5,348	1,194	358,05	895,0	5,563	1,173	
100,0	436,73	783,4	5,314	1,196	382,99	901,8	5,530	1,176	
$T=700 \text{ K}$					$T=800 \text{ K}$				
0,1	0,50	967,2	7,742	1,075	0,44	1076,0	7,887	1,099	
1,0	4,96	967,4	7,080	0,077	4,34	1076,3	7,226	1,100	
2,0	9,88	967,5	6,881	1,079	8,65	1076,6	7,026	1,102	
3,0	14,76	967,7	6,763	1,081	12,92	1077,0	6,909	1,103	
4,0	19,60	967,9	6,680	1,083	17,17	1077,3	6,826	1,105	
5,0	24,41	968,1	6,615	1,085	21,38	1077,7	6,761	1,106	
10,0	47,88	969,3	6,412	1,095	41,98	1079,7	6,560	1,113	
15,0	70,43	970,7	6,292	1,103	61,84	1081,8	6,440	1,120	
20,0	92,08	972,4	6,206	1,111	80,96	1084,2	6,355	1,125	
25,0	112,85	974,2	6,139	1,118	99,37	1086,6	6,289	1,131	
30,0	132,76	976,3	6,084	1,125	117,11	1089,2	6,234	1,135	
40,0	170,15	981,0	5,996	1,135	150,63	1094,9	6,148	1,144	
50,0	204,53	986,3	5,927	0,144	181,74	1101,0	6,080	1,151	
60,0	236,23	992,3	5,870	1,152	210,67	1107,5	6,024	1,157	
70,0	265,53	998,4	5,822	1,158	237,63	1114,4	5,977	1,162	
80,0	292,72	1005,0	5,781	1,163	262,84	1121,5	5,936	1,167	
90,0	318,00	1011,9	5,744	1,167	286,46	1128,8	5,900	1,171	
100,00	341,57	1019,1	5,711	1,171	308,65	1136,3	5,867	1,174	
$T=900 \text{ K}$					$T=1000 \text{ K}$				
0,1	0,39	1187,0	8,018	1,121	0,35	1300,2	8,137	1,141	
1,0	3,86	1187,4	7,357	1,122	3,47	1300,7	7,476	1,142	
2,0	7,69	1187,9	7,157	1,124	6,92	1301,2	7,277	1,143	
3,0	11,49	1188,4	7,040	1,125	10,35	1301,8	7,100	1,144	
4,0	15,27	1188,9	6,957	1,126	13,75	1302,4	7,077	1,145	
5,0	19,02	1189,4	6,893	1,127	17,14	1303,0	7,013	1,146	
10,0	37,40	1191,9	6,692	1,132	33,73	1306,0	6,812	1,150	
15,0	55,16	1194,6	6,573	1,137	49,80	1309,2	6,694	1,153	
20,0	72,31	1197,5	6,489	1,141	65,37	1312,4	6,610	1,157	
25,0	88,88	1200,4	6,423	1,145	80,44	1315,7	6,544	1,160	
30,0	104,89	1203,5	6,369	1,149	95,05	1319,1	6,491	1,163	
40,0	135,31	1209,9	6,283	1,156	122,92	1326,1	6,406	1,169	
50,0	163,74	1216,6	6,216	1,162	149,12	1333,4	6,339	1,173	
60,0	190,35	1223,7	6,161	1,167	173,77	1340,9	6,285	1,178	
70,0	215,32	1231,0	6,115	1,171	197,02	1348,6	6,238	1,181	
80,0	238,80	1238,5	6,074	1,175	218,99	1356,5	6,198	1,185	
90,0	260,93	1246,2	6,038	1,178	239,79	1364,5	6,163	1,188	
100,0	281,83	1254,0	6,006	1,182	259,52	1372,6	6,131	1,191	



Окончание табл. 2.14

$p$ , МПа	$\rho$	$h$	$s$	$c_p$	$p$	$h$	$s$	$c_p$
		$T = 1250 \text{ K}$				$T = 1500 \text{ K}$		
0,1	0,28	1590,9	8,397	1,182	0,23	1890,2	8,615	1,211
1,0	2,78	1591,5	7,735	1,182	2,32	1890,9	7,974	1,212
2,0	5,54	1592,3	7,536	1,183	4,62	1891,8	7,755	1,212
3,0	8,29	1593,0	7,420	1,183	6,92	1892,6	7,638	1,212
4,0	11,02	1593,7	7,337	1,184	9,20	1893,4	7,555	1,213
5,0	13,74	1594,5	7,273	1,184	11,47	1894,3	7,491	1,213
10,0	27,11	1598,3	7,073	1,187	22,68	1898,5	7,292	1,214
15,0	40,12	1602,1	6,955	1,189	33,62	1902,8	7,175	1,216
20,0	52,79	1606,0	6,872	1,191	44,31	1907,2	7,091	1,217
25,0	65,12	1610,0	6,807	1,193	54,76	1911,5	7,027	1,218
30,0	77,13	1614,0	6,754	1,195	64,97	1915,9	6,974	1,220
40,0	100,22	1622,0	6,670	1,198	84,72	1924,7	6,890	1,222
50,0	122,16	1630,3	6,604	1,201	103,61	1933,5	6,825	1,224
60,0	143,01	1638,7	6,550	1,204	121,70	1942,5	6,772	1,226
70,0	162,86	1647,2	6,505	1,207	139,04	1951,5	6,727	1,228
80,0	181,79	1655,8	6,465	1,209	155,68	1960,6	6,688	1,230
90,0	199,86	1664,4	6,430	1,211	171,65	1969,8	6,653	1,231
100,0	217,14	1673,1	6,399	1,213	187,02	1978,9	6,622	1,233

Таблица 2.15 Термодинамические свойства  $\text{CO}_2$  в области насыщения [4]

$T$ , К	$p$ , МПа	$\rho'$	$\rho''$	$h'$	$h''$	$r$	$s'$	$s''$
		кг/м <sup>3</sup>		кДж/кг		кДж/(кг·К)		
218	0,554	1173,7	14,69	388,9	732,9	344,0	2,667	4,245
220	0,601	1166,7	15,88	392,6	733,7	341,1	2,683	4,234
222	0,652	1159,6	17,17	392,2	734,4	338,2	2,699	4,222
224	0,707	1152,3	18,55	399,2	735,1	335,2	2,715	4,211
226	0,765	1144,9	20,02	403,6	735,8	332,6	2,730	4,200
228	0,827	1137,4	21,59	407,3	736,4	329,1	2,746	4,190
230	0,892	1129,8	23,26	411,0	736,9	325,9	2,762	4,179
232	0,962	1122,0	25,03	414,8	737,4	322,7	2,778	4,168
234	1,036	1114,1	26,92	418,6	737,9	319,3	2,794	4,158
236	1,114	1106,0	28,92	422,4	738,3	315,9	2,810	4,148
238	1,196	1097,8	31,04	426,3	738,7	312,4	2,826	4,138
240	1,282	1089,5	33,29	430,2	739,0	308,8	2,842	4,128
242	1,373	1081,1	35,67	434,2	739,3	305,1	2,858	4,118
244	1,469	1072,5	38,18	438,2	739,5	301,2	2,874	4,108
246	1,570	1063,8	40,84	442,3	739,6	297,3	2,891	4,099
248	1,675	1054,9	43,66	446,4	739,7	293,3	2,907	4,089
250	1,785	1045,9	46,64	450,6	739,8	289,2	2,923	4,080
252	1,901	1036,7	49,79	454,8	739,7	285,0	2,910	4,070
254	2,022	1027,3	53,13	459,0	739,6	280,6	2,956	4,061
256	2,148	1017,8	56,66	463,3	739,5	276,2	2,973	4,051
258	2,280	1008,0	60,40	467,6	739,2	271,6	2,989	4,042
260	2,418	998,1	64,36	472,0	738,9	266,8	3,006	4,032
262	2,562	988,0	68,57	476,5	738,4	262,0	3,023	4,022
264	2,712	977,6	73,03	481,0	737,9	256,9	3,039	4,012
266	2,868	966,9	77,77	485,5	737,5	251,8	3,056	4,002
268	3,031	956,0	82,83	490,2	736,5	246,4	3,073	3,992
270	3,201	944,2	88,21	494,9	735,7	240,8	3,090	3,982
272	3,377	932,2	93,97	499,6	734,7	235,1	3,107	3,971
274	3,561	921,2	100,12	504,5	733,6	229,1	3,124	3,960
276	3,752	908,2	106,73	509,4	732,3	222,8	3,142	3,949
278	3,950	895,9	113,84	514,5	730,8	216,3	3,159	3,937
280	4,157	882,5	121,53	519,7	729,1	209,5	3,177	3,925

Окончание табл. 2.15

T, К	p, МПа	$\rho'$	$\rho''$	$h'$	$h''$	r	$s'$	$s''$
		кг/м <sup>3</sup>		кДж/кг			кДж/(кг·К)	
282	4,371	868,5	129,86	525,0	727,3	202,3	3,195	3,912
284	4,594	853,7	138,94	530,4	725,1	194,7	3,214	3,899
286	4,826	838,2	148,90	536,0	722,7	186,6	3,233	3,885
288	5,066	821,6	159,89	541,9	719,9	178,0	3,252	3,870
290	5,316	803,9	172,15	547,9	716,7	168,8	3,272	3,854
292	5,575	784,7	185,97	554,3	713,0	158,7	3,293	3,836
294	5,845	763,6	201,81	561,1	708,7	147,6	3,315	3,816
295	5,983	752,2	210,69	564,6	706,2	141,6	3,326	3,806
296	6,124	740,1	220,37	568,3	703,5	132,2	3,338	3,794
297	6,267	727,2	231,01	572,2	700,5	128,3	3,350	3,782
298	6,414	713,2	242,84	576,3	697,1	120,8	3,363	3,769
299	6,563	697,9	256,18	580,7	693,3	112,7	3,377	3,754
300	6,714	680,9	271,55	585,4	689,0	103,6	3,392	3,737
301	6,869	661,7	289,77	590,5	683,8	93,2	3,409	3,718
302	7,026	639,1	312,45	596,4	677,3	80,9	3,427	3,695
303	7,187	611,1	343,42	603,4	668,7	65,3	3,450	3,665

Таблица 2.16. Термодинамические свойства азота в состоянии насыщения [15]

T, К	p, МПа	$\rho'$	$\rho''$	$h'$	$h''$	r	$s'$	$s''$
		кг/м <sup>3</sup>		кДж/кг			кДж/(кг·К)	
66	0,0206	853,40	1,06	103,1	316,1	213,0	2,520	5,748
68	0,0285	845,77	1,43	106,6	318,0	211,4	2,572	5,681
70	0,0386	837,73	1,89	110,5	319,8	209,3	2,628	5,618
72	0,0513	829,33	2,46	114,6	321,5	206,8	2,686	5,559
74	0,0670	820,61	3,14	118,9	323,1	204,2	2,744	5,504
76	0,0862	811,63	3,97	123,1	324,6	201,5	2,800	5,452
78	0,1094	802,43	4,94	127,4	326,1	198,7	2,855	5,403
80	0,1371	793,04	6,09	131,6	327,5	195,9	2,908	5,357
82	0,1697	783,47	7,43	135,8	328,7	192,9	2,960	5,313
84	0,2079	773,74	8,98	140,0	329,9	189,9	3,010	5,271
86	0,2520	763,85	10,76	144,2	331,0	186,8	3,059	5,230
88	0,3028	753,77	12,79	148,4	331,9	183,5	3,106	5,192
90	0,3608	743,51	15,11	152,7	332,8	180,1	3,153	5,155
92	0,4265	733,03	17,74	156,9	333,5	176,6	3,199	5,119
94	0,5006	722,30	20,71	161,3	334,2	172,9	3,245	5,084
96	0,5836	711,28	24,06	165,6	334,6	169,0	3,289	5,050
98	0,6761	699,93	27,83	170,1	335,0	164,9	3,334	5,016
100	0,7788	688,20	32,06	174,6	335,2	160,5	3,378	4,984
102	0,8923	676,03	36,83	179,2	335,2	155,9	3,422	4,951
104	1,0172	663,33	42,18	184,0	335,0	151,0	3,467	4,919
106	1,1541	650,03	48,21	188,9	334,6	145,8	3,511	4,886
108	1,3038	636,00	55,02	193,9	334,0	140,1	3,556	4,853
110	1,4669	621,11	62,74	199,1	333,1	134,0	3,601	4,819
112	1,6441	605,16	71,55	204,5	331,9	127,4	3,647	4,785
114	1,8363	587,91	81,69	210,2	330,3	120,1	3,695	4,748
116	2,0442	568,97	93,53	216,2	328,2	112,0	3,744	4,709
118	2,2689	547,79	107,60	222,7	325,5	102,8	3,796	4,667
120	2,5114	523,42	124,84	229,7	321,9	92,2	3,851	4,620
122	2,7732	494,04	147,07	237,8	317,0	79,3	3,914	4,563
124	3,0564	455,26	178,74	247,6	309,8	62,1	3,989	4,490
126	3,3646	387,91	239,62	263,1	295,5	32,5	4,107	4,364

Таблица 2 17 Термодинамические свойства аммиака в состоянии насыщения [7]

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{МПа}$	$\rho'$	$\rho''$	$h'$	$h''$	$g$	$s'$	$s''$
		$\text{кг/м}^3$		$\text{кДж/кг}$			$\text{кДж/(кг} \cdot \text{К)}$	
-70	0,010920	725,3	0,1108	187,50	1656,76	1469,26	0,6826	7,9150
-60	0,021873	713,91	0,2123	231,20	1674,74	1443,54	0,8925	7,6649
-50	0,040821	702,21	0,3804	275,13	1691,96	1416,83	1,0938	7,4430
-40	0,071689	690,17	0,6439	319,36	1708,26	1388,91	1,2874	7,2446
-30	0,11945	677,81	1,038	363,91	1723,50	1359,59	1,4742	7,0658
-20	0,19014	665,1	1,605	408,83	1737,53	1328,70	1,6548	6,9035
-10	0,29083	652,0	2,393	454,18	1750,25	1296,07	1,8299	5,7552
0	0,42957	638,5	3,460	500,00	1761,52	1261,52	2,0000	6,6185
10	0,61531	624,6	4,872	546,40	1771,23	1224,83	2,1658	6,4915
20	0,85777	610,2	6,706	593,46	1779,22	1185,76	2,3278	6,3727
30	1,1675	595,1	9,054	641,33	1785,30	1143,97	2,4866	6,2602
40	1,5555	579,2	12,029	690,16	1789,23	1099,07	2,6429	6,1526
50	2,0337	562,8	15,770	740,17	1790,68	1050,51	2,7975	6,0483
60	2,6147	545,2	20,46	791,61	1789,22	997,62	2,9510	5,9455
70	3,3117	526,3	26,36	844,79	1784,24	939,45	3,1045	5,8422
80	4,1390	505,7	33,82	905,7	1774,89	874,73	3,2589	5,7358
90	5,1125	482,8	43,39	958,41	1759,91	801,50	3,4160	5,6231
100	6,2497	456,8	56,00	1020,65	1737,28	716,63	3,5785	5,4990
110	7,5715	425,7	73,42	1089,13	1703,34	614,21	3,7516	5,3547
120	9,1042	385,5	100,0	1169,40	1649,62	480,21	3,9486	5,1701
130	10,888	314,9	157,2	1288,89	1537,06	248,17	4,2357	4,8512

## 2.4.6. СМЕСИ ГАЗОВ. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

Газы, образующие смесь, называются компонентами смеси. Состав смеси задается либо массовыми  $g_i$ , либо мольными  $r_i$  долями:

$$g_i = m_i / m_{\text{см}}, \quad r_i = N_i / N_{\text{см}}, \quad (2.83)$$

где  $m_i, N_i$  — масса и число молей  $i$ -го компонента смеси,  $m_{\text{см}} = \sum m_i, N_{\text{см}} = \sum N_i$  — масса и число молей смеси. Здесь и далее в п. 2.4.6 суммирование ведется по всем компонентам смеси.

Из определения массовой и мольной долей следует

$$\sum g_i = 1, \quad \sum r_i = 1.$$

Зная мольные доли, можно рассчитать массовые и наоборот

$$g_i = \frac{r_i M_i}{\sum r_i M_i}; \quad r_i = \frac{g_i / M_i}{\sum g_i / M_i},$$

где  $M_i$  — масса моля  $i$ -го компонента смеси.

Парциальным давлением  $i$ -го компонента смеси  $p_i$  называется давление, которое имел бы этот компонент, если бы он один занимал объем смеси. Для смеси идеальных газов

$$\sum p_i = p_{\text{см}}. \quad (2.84)$$

Уравнение (2.84) называется законом Дальтона

Парциальное давление  $i$ -го компонента можно найти, если известны полное давление смеси  $p_{\text{см}}$  и мольная доля

$$p_i = p_{\text{см}} r_i.$$

Парциальным объемом  $i$ -го компонента смеси  $V_i$  называется объем, который имел бы этот компонент, если бы его давление равнялось давлению смеси. Для смеси идеальных газов

$$\sum V_i = V_{\text{см}}. \quad (2.85)$$

Уравнение (2.85) называется законом Амага. Кроме массовой и мольной долей (2.83) смесь может быть задана объемными долями:

$$r_i^* = V_i / V_{\text{см}}.$$

Для идеального газа объемная доля  $r_i^*$  совпадает с мольной  $r_i$ .

При расчетах удобно использовать понятие кажущейся молекулярной массы смеси

$$M_{\text{см}} = m_{\text{см}} / N_{\text{см}}$$

которая рассчитывается либо через мольные доли  $r_i$

$$M_{\text{см}} = \sum M_i r_i.$$

либо через массовые доли

$$M_{\text{см}} = 1 / \sum (g_i / M_i).$$

Удельная газовая постоянная смеси рассчитывается по известному значению универсальной газовой постоянной  $R_{\text{и}} = 8314,51$  Дж/(кмоль · К):

$$R_{\text{см}} = R_{\text{и}} / M_{\text{см}}$$

Удельный объем смеси идеальных газов может быть определен по уравнению Клапейрона—Менделеева

$$v_{\text{см}} = R_{\text{см}} T / p_{\text{см}}$$

или, если известны удельные объемы компонентов смеси  $v_i$ ,

$$v_{\text{см}} = \sum v_i g_i. \quad (2.86)$$

По формуле, подобной (2.86), можно рассчитать любые удельные (отнесенные к единице массы) термодинамические функции состояния, если известны соответствующие функции всех компонентов смеси. При расчете мольных (отнесенных к одному молью) термодинамических функций состояния в формуле (2.86) необходимо массовую долю  $g_i$  заменить на мольную  $r_i$ . Например, молярная изобарная теплоемкость смеси рассчитывается по формуле

$$\tilde{c}_{p, \text{см}} = \sum \tilde{c}_{p, i} r_i.$$

Процесс смесяния — процесс необратимый. Возрастание энтропии вследствие смесяния, называемое *энтропией смесяния*, для идеальных газов определяется по формуле

$$\Delta s = \sum \left( g_i R_i \ln \frac{1}{r_i} \right).$$

*Влажный воздух*, являющийся смесью сухого воздуха и водяного пара, представляет собой частный случай смеси. Так как влажный воздух используется при давлениях, близких к атмосферному, то воздух при этих параметрах можно считать идеальным газом. Парциальное давление водяного пара во влажном воздухе обычно невелико, и пар также можно считать идеальным газом. Поэтому влажный воздух — это смесь идеальных газов.

Так как влажный воздух используется обычно при атмосферном (барометрическом) давлении  $B$ , то закон Дальтона (2.84) принимает вид

$$B = p_{\text{возд}} + p_{\text{п}}.$$

Парциальное давление пара  $p_{\text{п}}$  не может быть больше давления насыщения  $p_{\text{н}}$  при заданной температуре ( $p_{\text{п}} \leq p_{\text{н}}$ ). Если давление пара становится больше давления насыщения, часть водяного пара конденсируется и влага выпадает из смеси в виде росы. Влажный воздух, у которого  $p_{\text{п}} = p_{\text{н}}$ , называ-

ется *насыщенным*, влажный воздух, у которого  $p_{\text{п}} < p_{\text{н}}$ , называется *ненасыщенным*.

Для характеристики влажного воздуха используют понятие *влажностенности*  $d$  и *относительной влажностенности*  $\varphi$

$$d = m_{\text{п}} / m_{\text{возд}}$$

$$\varphi = p_{\text{п}} / p_{\text{п}}$$

где  $m_{\text{п}}$ ,  $m_{\text{возд}}$  — масса пара и сухого воздуха.

Из уравнения Клапейрона—Менделеева следует связь между влажностенностью  $d_{\text{п}}$  и давлением пара  $p_{\text{п}}$ :

$$d_{\text{п}} = 0,622 \frac{p_{\text{п}}}{B - p_{\text{п}}}$$

или

$$d_{\text{п}} = 0,622 \frac{\varphi p_{\text{н}}}{B - \varphi p_{\text{н}}}. \quad (2.87)$$

Максимальное влажностенность при заданной температуре определяется давлением насыщения

$$d_{\text{п}}^{\text{max}} = 0,622 \frac{p_{\text{н}}}{B - p_{\text{н}}}. \quad (2.88)$$

Энтальпия ненасыщенного влажного воздуха находится по формуле

$$h = t + d_{\text{п}}(2501 + 1,93t) \quad (2.89)$$

Если влажный воздух содержит влагу не только в виде пара, но и в виде жидкости (туман) или льда (снег), формула (2.89) дополняется:

$$h = t + d_{\text{п}}(2501 + 1,93t) + 4,19 d_{\text{ж}} t + d_{\text{л}}(-335 + 2,1t). \quad (2.90)$$

В формулах (2.89), (2.90) необходимо использовать следующие единицы физических величин:  $h$  — кДж/кг сухого воздуха;  $t$  — °С;  $d_{\text{п}}$ ,  $d_{\text{ж}}$ ,  $d_{\text{л}}$  — кг влаги/кг сухого воздуха. В формуле (2.90) значение  $d_{\text{п}}$  необходимо брать максимально возможным, соответствующим состоянию насыщения (2.88).

Процессы во влажном воздухе удобно анализировать, используя  $h$ ,  $d$ -диаграмму, представленную на рис. 2.22. Для удобства пользования оси координат этой диаграммы развернуты на 135°, значения удельной энтальпии и влажностенности отнесены здесь к 1 кг сухого воздуха. Выше линии  $\varphi = 1$  расположена область ненасыщенного, а ниже — насыщенного воздуха. На диаграмму нанесены изотермы — прямые линии и линии  $\varphi = \text{const}$ . Обычно  $h$ ,  $d$ -диаграмма строится по формулам (2.87) и (2.89) для определенного, среднего для данной местности, барометрического давления. Диаграмма на рис. 2.22 рассчитана для  $B = 99,3$  кПа (745 мм рт. ст.). Для различных географических районов России рекомендуются следующие ба-

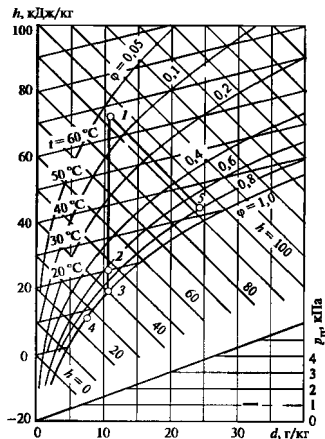


Рис. 2.22.  $h, d$ -диаграмма влажного воздуха

рометрические давления: Чита — 93,3 кПа (700 мм рт. ст.); Краснодар, Красноярск — 97,3 кПа (730 мм рт. ст.); Н. Новгород, Иваново, Кемерово, Москва, Смоленск — 99,3 кПа (745 мм рт. ст.); С.-Петербург — 101,33 кПа (760 мм рт. ст.)

**Процессы во влажном воздухе.** Процессы нагревания и охлаждения влажного воздуха, характеризующиеся постоянством влагосодержания  $d$ , изображаются в  $h, d$ -диаграмме вертикальной линией: 1—2 — охлаждение; 2—1 — нагревание (рис. 2.22)

Температура, при которой в процессе охлаждения начинает выпадать жидкая фаза ( $\varphi = 1$ ), называется **точкой росы** (температура в точке 3 на рис. 2.22). При охлаждении до температуры более низкой, чем точка росы ( $t_4$  на рис. 2.22) из влажного воздуха выпадает влага в количестве  $\Delta d = d_3 - d_4$  (процесс 3—4), а воздух при этом остается насыщенным ( $\varphi = 1$ )

В процессе сушки влажных материалов энтальпия, как следует из (2.17), практически не меняется (процесс 1—5 на рис. 2.22). При этом каждый килограмм сухого воздуха забирает из влажных материалов влагу в количестве  $\Delta d = d_5 - d_1$

## 2.5. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

**Изохорный процесс** — это процесс при постоянном объеме ( $v = \text{const}$ ). Вид изохор реального газа в  $p, T$ -диаграмме показан на рис. 2.10.

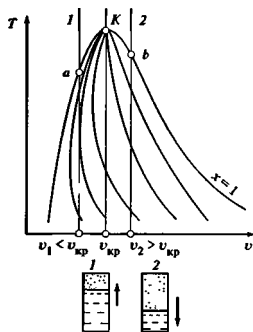


Рис. 2.23. Изохоры в области влажного пара

В любой точке изохорного процесса, совершаемого идеальным газом, выполняется условие  $p/T = \text{const}$ . Поэтому изохоры идеального газа в  $p, T$ -диаграмме — это прямые линии, идущие из начала координат.

Работа расширения (2.8) изохорного процесса равна нулю, а теплота рассчитывается по формуле

$$q = u_2 - u_1.$$

Если внутренняя энергия  $u$  в таблицах не дается, она рассчитывается по формуле  $u = h - pv$ . При постоянной  $c_v$

$$q = c_v(T_2 - T_1);$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2/T_1)$$

При изохорном нагреве влажного пара характер процесса зависит от удельного объема. Если в изохорном процессе  $v_2 > v_{кр}$  (рис. 2.23), то степень сухости  $x$  возрастает, т.е. количество жидкости уменьшается и в точке  $b$  образуется сухой насыщенный пар ( $v_2 = v''$ ). Дальнейший нагрев происходит уже в области перегретого пара.

Если же в изохорном процессе  $v_1 < v_{кр}$ , то при нагревании степень сухости влажного пара сначала увеличивается, а потом уменьшается до нуля, т.е. в результате изохорного нагрева весь влажный пар сконденсируется и в дальнейшем процессе будет идти в области жидкости.

При изохорном нагреве влажного пара при  $v = v_{кр}$  при приближении к критической точке  $K$  (рис. 2.19)  $x \rightarrow 0,5$ , а мениск, разделяющий жидкую и паровую фазы, исчезает.

**Изобарный процесс** — это процесс при постоянном давлении ( $p = \text{const}$ ). На рис. 2.9, 2.12 и 2.13 показан вид изобар в  $v, T$ ;  $T, s$ - и  $h, s$ -диаграммах реального газа.

В любой точке изобарного процесса, совершаемого идеальным газом, выполняется условие  $v/T = \text{const}$ , т.е. изобары идеального газа в  $v, T$ -диаграмме — это прямые линии, идущие из начала координат

Работа расширения изобарного процесса, рассчитываемая в соответствии с (2.8),

$$l = p(v_2 - v_1),$$

а для идеального газа

$$l = R(T_2 - T_1)$$

Теплота изобарного процесса определяется из (2.16)

$$q = h_2 - h_1. \quad (2.91)$$

При постоянной теплоемкости  $c_p$

$$q = c_p(T_2 - T_1);$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1)$$

*Изотермический процесс* — это процесс при постоянной температуре ( $T = \text{const}$ ). Вид изотерм реального газа в  $p, v$ - и  $h, s$ -диаграммах показан на рис. 2.7 и 2.13.

В любой точке изотермического процесса, совершаемого идеальным газом, выполняется условие  $pv = \text{const}$ , т.е. изотермы идеального газа в  $p, v$ -диаграмме — гиперболы, а в  $p, \rho$ -диаграмме ( $\rho$  — плотность) — прямые линии, идущие из начала координат.

Теплота изотермического процесса определяется из второго закона термодинамики

$$q = T(s_2 - s_1); \quad (2.92)$$

изменение внутренней энергии — из определения энthalпии

$$u_2 - u_1 = (h_2 - h_1) - (p_2 v_2 - p_1 v_1);$$

работа расширения — из первого начала термодинамики

$$l = q - (u_2 - u_1) \quad (2.93)$$

Для идеального газа  $u_2 = u_1$  и соотношения (2.92) и (2.93) преобразуются к виду

$$q = l = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2},$$

а измерение энтропии

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}$$

*Адиабатный процесс* — это процесс, в котором система не обменивается теплотой с окружающей средой. В адиабатном обратимом процессе (2.20) энтропия неизменна ( $s_2 = s_1$ ), в необратимом она

возрастает ( $s_2 > s_1$ ). Для изэнтропных процессов в ряде случаев можно пользоваться соотношением

$$pv^\kappa = \text{const}, \quad (2.94)$$

где  $\kappa = (dh/dv)_\kappa$  — показатель изэнтропного процесса.

Формула (2.94) получена в предположении  $\kappa = \text{const}$ . Для идеального газа  $\kappa = c_p/c_v$  и его можно приближенно определить по табл. 2.5. Кроме того, для идеального газа справедливы соотношения:

$$Tv^{\kappa-1} = \text{const},$$

$$\frac{1-\kappa}{T p^\kappa} = \text{const}$$

Работа расширения адиабатного процесса определяется из (2.3):

$$l = u_1 - u_2.$$

Если справедливо соотношение (2.94), работа расширения записывается как

$$l = \frac{p_1 v_1}{\kappa - 1} [1 - (v_1/v_2)^{\kappa-1}];$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{\kappa - 1} \left[ 1 - (p_2/p_1)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right],$$

а для идеального газа

$$l = R(T_1 - T_2)/(\kappa - 1).$$

Техническая работа в потоке вещества для адиабатного процесса определяется из (2.17).

$$l_{\text{техн}} = h_1 - h_2,$$

а в предположении справедливости (2.94) — по формулам

$$l_{\text{техн}} = \frac{\kappa p_1 v_1}{\kappa - 1} \left[ 1 - (p_2/p_1)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]; \quad (2.95)$$

$$l_{\text{техн}} = \frac{\kappa p_1 v_1}{\kappa - 1} [1 - (v_1/v_2)^{\kappa-1}].$$

Для идеального газа (2.95) упрощается

$$l_{\text{техн}} = \frac{\kappa R(T_1 - T_2)}{\kappa - 1}.$$

При расчете изэнтропных процессов в области воды при давлении, не превышающем 25 МПа (процессы в насосе), рекомендуется пользоваться формулой

$$l_{\text{н}} = h_2 - h_1 = \left( \sum_{i=0}^3 a_i \tau^i \right) \Delta p,$$

где  $l_{\text{н}}$  — работа насоса в изэнтропном процессе, кДж/кг;  $h_1, h_2$  — энthalпия воды, кДж/кг;  $\Delta p$  — перепад давлений, создаваемый насосом, МПа;

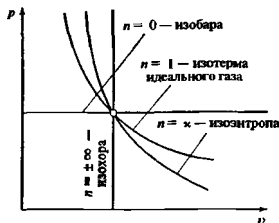


Рис. 2.24. Политропные процессы в  $p$ - $v$ -диаграмме

$\tau = 1/100; 1, ^\circ\text{C}; a_0 = 0,9905, a_1 = 0,2663; a_2 = 1,5747; a_3 = 5,374.$

*Политропный процесс* — это процесс, удовлетворяющий соотношению

$$pv^n = \text{const}, \quad (2.96)$$

где  $n$  — показатель политропного процесса — величина постоянная для данного процесса.

Соотношения между параметрами состояния для политропного процесса идеального газа имеют вид

$$Tv^{n-1} = \text{const},$$

$$\frac{1-n}{T} p^n = \text{const}.$$

Понятие политропного процесса для идеального газа обобщает все ранее рассмотренные термодинамические процессы: изотермический ( $n = 1$ ), изобарный ( $n = 0$ ), изохорный ( $n = \pm \infty$ ) и адиабатный ( $n = \kappa$ ). На рис. 2.24 представлена  $p$ - $v$ -диаграмма, на которой нанесены кривые различных политропных процессов.

Работа расширения политропных процессов определяется из соотношений (2.8) и (2.96)

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} [1 - (v_1/v_2)^{n-1}];$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[ 1 - (p_2/p_1)^{\frac{n-1}{n}} \right]$$

Для идеального газа

$$l = R(T_1 - T_2)/(n-1).$$

Теплоту политропного процесса рассчитывают по формуле (2.3). Для идеального газа и  $c_v = \text{const}$

$$q = c_n(T_2 - T_1), \quad (2.97)$$

где  $c_n$  — теплоемкость политропного процесса,

$$c_n = c_v(n - \kappa)/(n - 1)$$

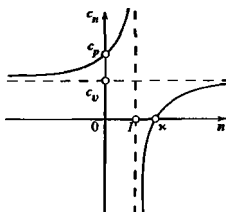


Рис. 2.25. Теплоемкость политропных процессов

Зависимость  $c_n$  от  $n$  представлена на рис. 2.25. Изменение энтропии политропного процесса для  $c_n = \text{const}$  рассчитывается по формуле

$$s_2 - s_1 = c_n \ln(T_2/T_1)$$

*Дросселирование* — это необратимый термодинамический процесс перетекания газа (жидкости) от большего давления к меньшему, происходящий без совершения работы

При адиабатном дросселировании, если скорость потока до и после дросселирования равны,

$$h_2 = h_1. \quad (2.98)$$

Равенство энтальпии потока до и после адиабатного дросселирования не означает постоянства энтальпии. В процессе дросселирования энтальпия сначала падает, а потом возрастает до первоначального значения

Так как энтальпия идеального газа зависит только от температуры, условие (2.98) означает, что при адиабатном дросселировании идеального газа  $T_2 = T_1$ . При адиабатном дросселировании реального газа температура может меняться. Величина  $\alpha_n = (\partial T/\partial p)_n$  называется *коэффициентом адиабатного дросселирования* или *дифференциальным дроссель-эффектом*

$$\alpha_n = \frac{T(\partial v/\partial T)_p - v}{c_p} = \frac{v(\alpha T - 1)}{c_p}.$$

Явление изменения температуры газов и жидкостей при адиабатном дросселировании носит название *эффекта Джоуля—Томсона*.

Изменение температуры вещества при адиабатном дросселировании

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_h dp$$

называется *интегральным дроссель-эффектом*.

В процессе адиабатного дросселирования температура может увеличиваться ( $\alpha_h < 0$ ), уменьшать-

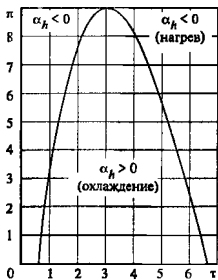


Рис. 2.26. Обобщенная кривая инверсии

ся ( $\alpha_h > 0$ ) и оставаться неизменной ( $\alpha_h = 0$ ). Кривая, вдоль которой  $\alpha_h = 0$ , называется *кривой инверсии*.

На рис. 2.26 изображена обобщенная кривая инверсии, с помощью которой по известным  $\pi = p/p_{кр}$  и  $\tau = TT_{кр}$  можно приблизительно определить знак дифференциального дроссель-эффекта. Кривая инверсии на рис. 2.26 построена для газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса (2.75). Необходимо добавить, что во всей области влажного пара  $\alpha_h > 0$ .

Процессы сжатия в компрессоре. Компрессором называется машина для сжатия газов. Несмотря на большие конструктивные различия компрессоров разных типов, термодинамические принципы их действия аналогичны.

Если пренебречь разностью кинетических энергий потока газа на входе в компрессор и на выходе из него, то из (2.17) следует формула для расчета работы, расходуемой на сжатие газа в компрессоре,

$$l = h_1 - h_2 + q. \quad (2.99)$$

Для неохлаждаемого компрессора  $q = 0$  и формула (2.99) упрощается.

$$l = h_1 - h_2.$$

Удельная работа компрессора при отсутствии трения и изменения кинетической энергии потока газа на входе в компрессор и на выходе из него

$$l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (2.100)$$

и изображается в  $p, v$ -диаграмме (рис. 2.27) площадью фигуры 12341. При изотермическом сжатии (процесс 1—2а) работа компрессора меньше, чем при адиабатном (процесс 1—2с). Изотермическое сжатие даже при интенсивном отводе теплоты осуществить не удается — вместо изотермического

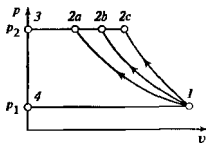


Рис. 2.27. Влияние процесса сжатия на работу компрессора

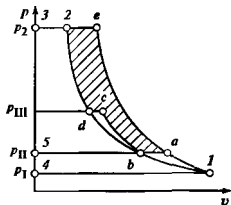


Рис. 2.28. Процесс сжатия газа в трехступенчатом компрессоре

реализуется политропное сжатие (процесс 1—2b,  $1 < n < \infty$ ).

Работа компрессора (2.100) при политропном сжатии

$$l = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (2.101)$$

Для идеального газа (2.101) упрощается:

$$l = \frac{n}{n-1} R T_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right],$$

$$l = \frac{n}{n-1} R (T_1 - T_2).$$

Количество отведенной при этом теплоты определяется по (2.97).

Для получения большого давления газа ( $p > 1$  МПа) обычно используют многоступенчатые компрессоры, в которых сжатие осуществляется последовательно в нескольких цилиндрах. Прежде чем поступить в очередной цилиндр, сжатый газ охлаждается практически до температуры на входе в компрессор. В  $p, v$ -диаграмме (рис. 2.28) изображен процесс сжатия газа в трехступенчатом компрессоре. Здесь процессы 1—а, б—с, д—2 — политропное сжатие газа в первом, втором и третьем цилиндрах; процессы а—б и с—д — изобарное охлаждение газа



в промежуточных теплообменниках. Точки  $l, b, d$ , имеющие одинаковую температуру  $T_1$ , лежат на одной изотерме

В соответствии с (2.100) работа многоступенчатого компрессора равна площади фигуры  $labcd234l$ . При одноступенчатом сжатии газа до того же давления  $p_2$  затрачиваемая работа была бы больше и равнялась бы площади фигуры  $le3l$ . Выигрыш в работе показан на рис. 2.28 заштрихованной фигурой.

Промежуточные давления  $p_{11}, p_{111}$  обычно выбираются из условия минимума работы многоступенчатого компрессора. При этом

$$p_{11}p_1 = p_{111}p_{11} = p_2p_{111} = \beta_{\text{опт}}.$$

т.е. степени повышения давления во всех ступенях компрессора должны быть одинаковыми

Для компрессора с  $m$  ступенями

$$\beta_{\text{опт}} = m \sqrt[p_2/p_1]{p_2/p_1}.$$

где  $p_1, p_2$  — начальное и конечное давление многоступенчатого компрессора.

При оптимальном выборе промежуточных давлений работа и отведенная теплота всех ступеней компрессора одинаковы

$$l_1 = l_{11} = l_{111};$$

$$q_1 = q_{11} = q_{111}.$$

## 2.6. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

### 2.6.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Термодинамическим циклом называется непрерывная последовательность термодинамических процессов, в результате которых рабочее тело возвращается в исходное состояние. Различают прямые и обратные циклы.

В прямом цикле (рис. 2.29, а) к рабочему телу подводится большее количество теплоты  $q_1$  (в процессе  $2-a-2$ ) при большей температуре и отводится меньшее количество теплоты  $q_2$  (в процессе  $2-b-1$ ) при более низкой температуре; разность этих теплот равна совершенной работе цикла:

$$l_{11} = q_1 - q_2. \quad (2.102)$$

В основе теплосилового установок лежат прямые термодинамические циклы: за счет подвода теплоты  $q_1$  совершается полезная работа  $l_{11}$ .

В обратных циклах (рис. 2.29, б) к рабочему телу подводится меньшее количество теплоты  $q_2$  (в процессе  $2-b-1$ ), а отводится большее количество теплоты  $q_1$  (в процессе  $1-a-2$ ) при более высокой температуре; разность этих теплот равна затраченной работе (2.102). Обратные циклы лежат в основе холодильных установок и тепловых насосов. В хо-

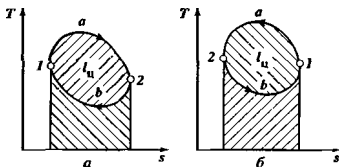


Рис. 2.29. Прямой (а) и обратный (б) термодинамические циклы

лодильных установках за счет затраты работы  $l_{11}$  отводится теплота  $q_2$  из холодильной камеры. В тепловых насосах подвод теплоты  $q_1$  на нужды теплофикации осуществляется за счет работы  $l_{11}$ . Для обратных циклов справедливо соотношение (2.102)

Процессы, из которых состоит цикл, могут быть обратимыми и необратимыми. Если все процессы в цикле обратимы, цикл называется *обратимым*. Если хотя бы один процесс необратим, то и цикл называется *необратимым*. Эффективность обратимых циклов оценивается

для прямых циклов теплосиловых установок — *термическим КПД*

$$\eta_t = l_{11}/q_1 = 1 - T_{2\text{ср}}/T_{1\text{ср}}, \quad (2.103)$$

для обратных циклов холодильных установок — *холодильным коэффициентом*

$$\epsilon = q_2/l_{11} = T_{2\text{ср}}/(T_{1\text{ср}} - T_{2\text{ср}}); \quad (2.104)$$

для обратных циклов тепловых насосов — *отопительным коэффициентом*

$$\kappa_{\text{от}} = q_1/l_{11} = T_{1\text{ср}}/(T_{1\text{ср}} - T_{2\text{ср}}). \quad (2.105)$$

где  $T_{1\text{ср}} = q_1/\Delta s$  — средняя температура подвода теплоты в прямом цикле и отвода теплоты в обратном цикле;  $T_{2\text{ср}} = q_2/\Delta s$  — средняя температура отвода теплоты в прямом цикле и подвода теплоты в обратном цикле;  $\Delta s$  — изменение энтропии в процессе подвода (отвода) теплоты в цикле.

Для реализации прямых и обратных циклов необходимо два источника теплоты, одним из которых, как правило, является окружающая среда. На рис. 2.30 на примере цикла Карно — цикла, состоящего из двух изотерм и двух изохор, показано, в каком температурном интервале работают теплосиловые (а) и холодильные (б) установки, тепловой насос (в). На рис. 2.30  $T_{\text{гор}}$  и  $T_{\text{хол}}$  — температуры тепловых источников,  $T_0$  — температура окружающей среды. Заштрихованные площади на рис. 2.30 равны полезному эффекту. В обратном цикле Карно обратные термодинамические процессы осуществляются при температурах верхнего и нижнего ис-

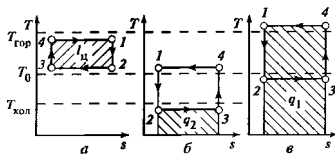


Рис. 2.30. Цикл Карно — цикл теплосиловой (а) и холодильной (б) установок, теплового насоса (в)

точников. Для обратимого цикла Карно термический КПД

$$\eta_t^K = 1 - T_2/T_1, \quad (2.106)$$

холодильный коэффициент

$$\epsilon^K = T_2/(T_1 - T_2) \quad (2.107)$$

и отопительный коэффициент

$$k_{от}^K = T_1/(T_1 - T_2) \quad (2.108)$$

не зависят от свойств рабочего тела.

Среди всех циклов, реализуемых при заданных температурах верхнего и нижнего тепловых источников, обратимый цикл Карно имеет наибольшие значения  $\eta_t$ ,  $\epsilon$  и  $k_{от}$ , определяемые формулами (2.106)—(2.108).

Эффективность прямого необратимого цикла оценивается значением внутреннего КПД, равного отношению работы этого цикла к подведенной теплоте

Описание обратных циклов холодильных установок см в разд. 5 книги 4, а обратных циклов тепловых насосов — в разд. 6 книги 4 настоящей серии.

Формулы (2.103)—(2.105) дают количественную характеристику взаимного преобразования теплоты и работы в циклах.

**Эксергетический анализ** позволяет оценить качественную сторону преобразования энергии и определить степень термодинамического совершенства процессов, циклов, различных установок и их узлов. Вводимое с этой целью понятие *эксергии* представляет собой ту максимальную часть энергии системы, которая может быть превращена в работу. Эксергия системы зависит от параметров системы и окружающей среды. Выражение для эксергии теплоты следует из (2.106)

$$E_Q = (1 - T_0/T)Q,$$

где  $E_Q$  — эксергия теплоты  $Q$ ;  $T_0$  — температура окружающей среды;  $T$  — температура источника теплоты

Эксергия неподвижного тела и потока рассчитывается соответственно по формулам:

$$E = U - U_0 - T_0(S - S_0) - p_0(V_0 - V);$$

$$E = H - H_0 - T_0(S - S_0),$$

где  $U$ ,  $H$ ,  $S$ ,  $V$  — соответственно внутренняя энергия, энтальпия торможения, энтропия и объем системы;  $U_0$ ,  $H_0$ ,  $S_0$ ,  $V_0$  — то же при параметрах окружающей среды  $p_0$ ,  $T_0$

Потеря работоспособности установки вследствие необратимости

$$D = (E_{вх} - E_{вых}) - L,$$

где  $E_{вх}$  — эксергия потока рабочего тела и теплоты на входе в установку;  $E_{вых}$  — эксергия потока рабочего тела на выходе из установки;  $L$  — полезная работа, совершаемая установкой

*Эксергетический КПД* такой установки

$$\eta_{экс} = L/(E_{вх} - E_{вых})$$

учитывает только потери от необратимости. В установке, где все процессы обратимы,  $\eta_{экс} = 1$

Для тепловых аппаратов, не производящих полезной работы  $L$ , эксергетический КПД определяется по формуле

$$\eta_{экс} = E_{вых}/E_{вх}.$$

## 2.6.2. ЦИКЛЫ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

*Двигатель внутреннего сгорания (ДВС)* — это тепловая машина, в которой подвод теплоты к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя. Рабочим телом в таких двигателях являются на первом этапе воздух или смесь воздуха с легковоспламеняемым топливом, а на втором этапе продукты сгорания. В таких двигателях рабочее тело можно рассматривать как идеальный газ. Ниже будут рассмотрены идеализированные циклы ДВС

На рис. 2.31 изображен обратимый цикл ДВС с подводом теплоты при  $V = \text{const}$  — *цикл Отто*. В процессе 1—2 происходит сжатие (в первом приближении — адиабатное) смеси воздуха с парами топлива. В точке 2 с помощью электрической свечи горючая смесь поджигается. Сгорание при  $V = \text{const}$  эквивалентно изохорному процессу нагревания 2—3. Образовавшиеся газы, расширяясь, перемещают поршень (адиабатное) процесс 3—4) Уменьшение давления в цилиндре ДВС до атмосферного вследствие открытия специального клапана эквивалентно изохорному процессу охлаждения в процессе 4—1.

Термический КПД такого цикла

$$\eta_t = 1 - 1/\epsilon^{\kappa-1},$$

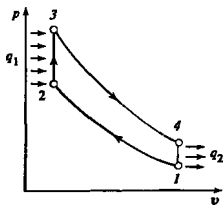


Рис. 2.31. Цикл Отто

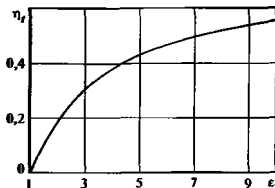


Рис. 2.32. Зависимость термического КПД цикла Отто от степени сжатия

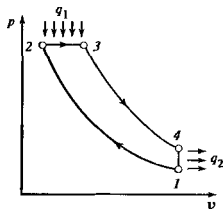


Рис. 2.33. Цикл Дизеля

где  $\epsilon = v_1/v_2$  — степень сжатия,  $\kappa$  — показатель адиабаты.

Зависимость  $\eta_t$  от  $\epsilon$  (для  $\kappa = 1,35$ ) представлена на рис. 2.32

Степень сжатия ограничивается явлением детонации топлива, и в таких ДВС  $\epsilon = 7-12$ .

Возможность повысить степень сжатия  $\epsilon$  реализуется в ДВС с подводом теплоты при  $p = \text{const}$  (в цикле Дизеля). В этом случае сжимается чистый воздух, температура которого в результате адиабатного сжатия (процесс 1—2, рис. 2.33) превышает температуру воспламенения топлива. В процессе 2—3 происходит впрыск топлива и его сгорание при  $p = \text{const}$ . Рабочий ход 3—4 и выхлоп 4—1 не отличаются от таковых в цикле Отто

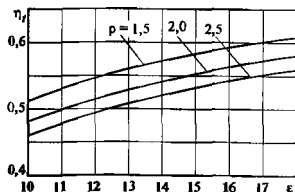


Рис. 2.34. Термический КПД цикла Дизеля

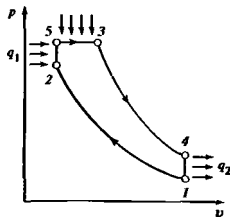


Рис. 2.35. Цикл Тринклера

Термический КПД цикла двигателя с подводом тепла при  $p = \text{const}$

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^\kappa - 1}{\kappa(\rho - 1)} \frac{1}{\epsilon^{\kappa-1}},$$

где  $\rho = v_3/v_2$  — степень предварительного расширения

Зависимости термического КПД такого цикла от  $\epsilon$  и  $\rho$  представлены на рис. 2.34.

Своего рода «гибридом» цикла Отто и Дизеля является цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера, называемый иногда циклом Сабатэ). После адиабатного сжатия воздуха (процесс 1—2, рис. 2.35) до температуры, превышающей температуру воспламенения топлива, происходит впрыск и изохорное сгорание топлива (процесс 2—3). После этого при  $p = \text{const}$  происходит логарифмическое сгорание топлива (процесс 3—4). Далее следуют рабочий ход и выхлоп.

Термический КПД такого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^\kappa - 1}{\lambda - 1 + \kappa \lambda (\rho - 1)} \frac{1}{\epsilon^{\kappa-1}},$$

где  $\epsilon = v_1/v_2$  — степень сжатия,  $\rho = v_3/v_5$  — степень предварительного расширения;  $\lambda = p_5/p_2$  — степень повышения давления в изохорном процессе.

## 2.6.3. ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Принципиальная схема простой газотурбинной установки (ГТУ) приведена на рис. 2.36, а, цикл, совершаемый рабочим телом ГТУ (иногда называемый *циклом Брайтона*), — на рис. 2.36, б, обратимый цикл 1—2—3—4—I и цикл с необратимыми процессами сжатия и расширения 1—2<sub>д</sub>—3—4<sub>д</sub>—I. Процессы 2—3 и 4—I — изобарные

Обратимые процессы, совершаемые рабочим телом в турбине и компрессоре, изэнтропные, реальные же процессы, сопровождающиеся трением, необратимы: это процессы 3—4<sub>д</sub> и 1—2<sub>д</sub>.

Термический КПД обратимого цикла простой ГТУ

$$\eta_t = \frac{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)}{h_3 - h_1}, \quad (2.109)$$

а внутренний КПД цикла с необратимым сжатием и расширением рабочего тела

$$\begin{aligned} \eta_i &= \frac{(h_3 - h_{4d}) - (h_{2d} - h_1)}{h_3 - h_{2d}} = \\ &= \frac{(h_3 - h_4)\eta_{oi}^T - (h_2 - h_1)/\eta_{oi}^K}{h_3 - h_{2d}}, \quad (2.110) \end{aligned}$$

где  $\eta_{oi}^T$ ,  $\eta_{oi}^K$  — внутренние относительные КПД турбины и компрессора.

Если теплоемкость  $c_p$  газов считать постоянной, то формулы (2.109) и (2.110) можно преобразовать:

$$\eta_t = 1 - 1/\tau = 1 - 1/\beta^{(\alpha-1)/\alpha},$$

$$\eta_i = \frac{T_3 \eta_{oi}^T \eta_{oi}^K (1 - 1/\tau) - (\tau - 1)}{(T_3 - T_1) \eta_{oi}^K - T_1 (\tau - 1)},$$

где  $\tau = T_2/T_1 = \beta^{(\alpha-1)/\alpha}$  — степень повышения температуры при обратимом сжатии в компрессоре;  $\beta = p_2/p_1$  — степень повышения давления в компрессоре.

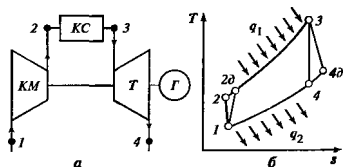


Рис. 2.36. Принципиальная схема (а) и цикл (б) простой ГТУ

КМ — компрессор; КС — камера сгорания; Т — газовая турбина; Г — электрогенератор

Зависимость  $\eta_i$  и  $\eta_t$  простой ГТУ от  $\beta$  (или от  $\tau$ ) приведена на рис. 2.37 для  $t_1 = 20^\circ\text{C}$ ,  $\eta_{oi}^T = \eta_{oi}^K = 0,85$  и для различных температур газа перед турбиной  $T_3$ .

Как видно из рис. 2.37, существует оптимальная степень повышения давления в компрессоре. Значение  $\beta_{opt}$  тем больше, чем больше температура газов перед турбиной  $T_3$ . На этом же рисунке для сравнения показан термический КПД ГТУ. Невысокие значения КПД в значительной степени объясняются высокой температурой уходящих газов  $T_{4d}$  (см. рис. 2.36, б).

Принципиальная схема и цикл ГТУ с регенерацией теплоты представлены на рис. 2.38. Из сравнения схемы такой установки (рис. 2.38, а) со схемой ГТУ без регенерации (рис. 2.36, а) видно, что в ней добавлен только регенеративный теплообменник Р, в котором уходящие газы охлаждаются

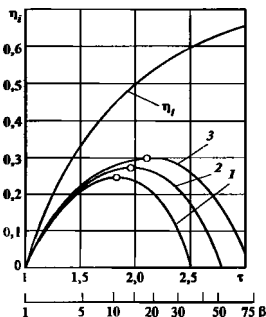


Рис. 2.37. Зависимость внутреннего КПД простой ГТУ от степени повышения давления в компрессоре  $\beta$

1 —  $t_3 = 750^\circ\text{C}$ ; 2 —  $t_3 = 850^\circ\text{C}$ ; 3 —  $t_3 = 950^\circ\text{C}$

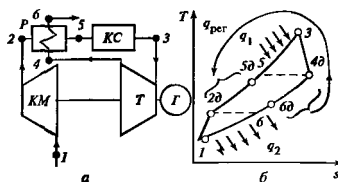


Рис. 2.38. Принципиальная схема (а) и цикл (б) ГТУ с регенерацией

ся (процесс 4—6), нагревая при этом воздух, поступающий в камеру сгорания (процесс 2—3)

Случай, когда газ охлаждается в регенеративном теплообменнике до температуры  $T_6 = T_{2d}$ , а воздух нагревается до  $T_5 = T_{4d}$ , называется *предельной регенерацией*. При этом в теплообменнике от газа к воздуху передается теплота регенерации

$$q_{\text{рег}}^{\text{пред}} = h_{4d} - h_6 = h_5 - h_{2d} = h_{4d} - h_{2d}.$$

Предельную регенерацию невозможно осуществить, так как при этом теплообмен между газом и воздухом происходил бы с нулевой разностью температур и был бы необходимым бесконечно большие поверхности теплообмена. В действительности воздух в регенеративном теплообменнике нагревается до температуры  $T_{5d}$ , меньшей  $T_5$ , а газ охлаждается до температуры  $T_{6d}$ , большей  $T_6$ . При этом от газа к воздуху передается теплота регенерации (рис. 2.38, б)

$$q_{\text{рег}} = h_{4d} - h_{6d} = h_{5d} - h_{2d}$$

Как видно из рис. 2.38, б,  $q_{\text{рег}} < q_{\text{рег}}^{\text{пред}}$ , их отношение называют *степенью регенерации*:

$$\sigma = \frac{q_{\text{рег}}}{q_{\text{рег}}^{\text{пред}}} = \frac{h_{4d} - h_{6d}}{h_{4d} - h_{2d}} = \frac{h_{5d} - h_{2d}}{h_{4d} - h_{2d}}.$$

Внутренний КПД ГТУ с регенерацией определяется по формуле

$$\eta_i = \frac{(h_3 - h_{4d}) - (h_{2d} - h_1)}{h_3 - h_{5d}}.$$

Зависимость  $\eta_i$  от степени повышения давления в компрессоре  $\beta$  для  $t_1 = 20^\circ\text{C}$ ;  $t_3 = 850^\circ\text{C}$ ;  $\eta_{oi}^{\text{т}} =$

$= \eta_{oi}^{\text{к}} = 0,85$  и для различных степеней регенерации показана на рис. 2.39. Кривая  $\sigma = 1$  соответствует циклу ГТУ с предельной регенерацией, кривая  $\sigma = 0$  — циклу без регенерации. На рисунке точке *a* соответствует цикл, у которого  $T_{4d} = T_{2d}$ ; при меньших значениях  $\tau$  (или  $\beta$ ) регенерация возможна, при больших — невозможна. Чем выше степень регенерации  $\sigma$ , тем меньше  $\beta_{\text{опт}}$  и тем выше КПД  $\eta_i$ . Возрастание  $\sigma$ , как правило, связано с увеличением поверхности теплообмена и размеров регенеративного подогревателя. В связи с этим  $\beta_{\text{опт}}$  выбирается из технико-экономического расчета всей установки.

В схемах ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела воздух сжимается в многоступенчатом компрессоре, после каждой ступени компрессора, кроме последней, воздух охлаждается почти до температуры окружающей среды. Аналогично расширение рабочего тела осуществляется многоступенчато: после каждой ступени

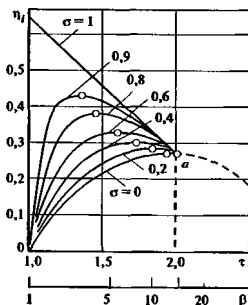


Рис. 2.39. Зависимость внутреннего КПД ГТУ от степени повышения давления в компрессоре  $\beta$  и степени регенерации  $\sigma$

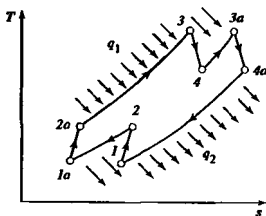


Рис. 2.40. Цикл ГТУ с двухступенчатым сжатием и двухступенчатым расширением рабочего тела

турбины, кроме последней, воздух попадает в камеру сгорания, где снова нагревается до максимальной температуры в цикле. Обычно число ступеней турбины и компрессора не превышает трех. На рис. 2.40 изображен цикл ГТУ с двухступенчатым сжатием и двухступенчатым расширением рабочего тела.

Внутренний КПД такого цикла (без регенерации) рассчитывается по формуле

$$\eta_i = \frac{(h_3 - h_4) + (h_{3a} - h_{4a}) - (h_2 - h_1) - (h_{2a} - h_{1a})}{(h_3 - h_{2a}) + (h_{3a} - h_4)}$$

На рис. 2.41 показана зависимость внутреннего КПД ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением от степени повышения давления  $\beta = p_{2a}/p_1$  для  $t_1 = 20^\circ\text{C}$ ;  $t_3 = 850^\circ\text{C}$ ;  $\eta_{oi}^{\text{т}} = \eta_{oi}^{\text{к}} = 0,85$ .

Дальнейшее повышение КПД ГТУ возможно при совместном использовании многоступенчатого сжатия и расширения рабочего тела и регенерации

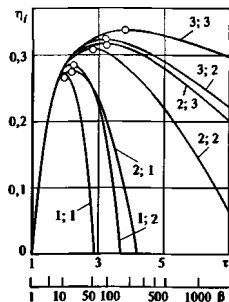


Рис. 2.41. Зависимость внутреннего КПД ГТУ с многоступенчатым сжатием и расширением рабочего тела от степени повышения давления  $\beta$  (первая цифра — число ступеней компрессора, вторая — турбины)

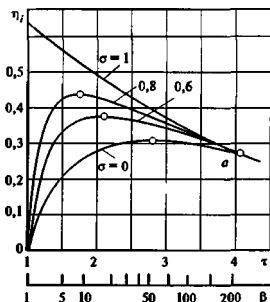


Рис. 2.43. Зависимость внутреннего КПД ГТУ с двухступенчатым сжатием, двухступенчатым расширением и регенерацией от степени повышения давления  $\beta$

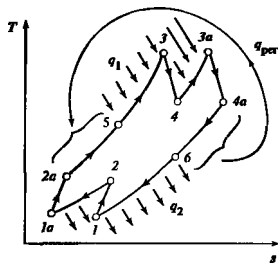


Рис. 2.42. Цикл ГТУ с двухступенчатым сжатием, двухступенчатым расширением рабочего тела и регенерацией теплоты уходящих газов

теплоты уходящих газов. Внутренний КПД цикла ГТУ с двухступенчатым сжатием и двухступенчатым расширением и регенерацией теплоты (рис. 2.42) определяется по формуле

$$\eta_i = \frac{(h_3 - h_4) + (h_{3a} + h_{4a}) - (h_2 - h_1) - (h_{2a} - h_{1a})}{(h_3 - h_5) + (h_{3a} - h_4)}$$

Зависимость внутреннего КПД цикла ГТУ, изображенного на рис. 2.42, от степени повышения давления  $\beta = p_{2a}/p_1$  и степени регенерации  $\sigma$  для

$t_1 = 20^\circ\text{C}$ ;  $t_3 = 850^\circ\text{C}$ ,  $\eta_{oi}^* = \eta_{oi}^k = 0,85$  показана на рис. 2.43.

Необходимо заметить, что значения КПД на рис. 2.37, 2.39, 2.41 и 2.43 несколько завышены,

так как не учитывались потери энергии с выходной скоростью и потери давления в регенеративном теплообменнике и камере сгорания.

Повышение эффективности ГТУ связывается с ростом температуры газов перед турбиной за счет охлаждения ее элементов и применения новых жаропрочных материалов. Более подробно о ГТУ см. в разд. 4 книги 3 настоящей серии.

#### 2.6.4. ЦИКЛЫ ПАРОТУРБИНЫХ УСТАНОВОК

Основу современной стационарной теплоэнергетики и атомной энергетики составляют паротурбинные установки (ПТУ), использующие в качестве рабочего тела воду и водяной пар. В основе современных ПТУ лежит так называемый цикл Ренкина.

Принципиальная схема ПТУ (рис. 2.44, а) состоит из турбины  $T$ , конденсатора  $K$ , питательного насоса  $ПН$  и котельного агрегата  $КА$ .

Полезная (механическая) работа, совершаемая 1 кг пара в обратном процессе в турбине,

$$I_T = h_1 - h_2;$$

работа насоса

$$I_n = h_3 - h'_2,$$

а подведенная в цикл теплота

$$q_1 = h_1 - h_3.$$

Тогда термический КПД цикла Ренкина

$$\eta_i = \frac{I_T - I_n}{q_1} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_3 - h'_2)}{h_1 - h_3} \quad (2.111)$$

Так как  $I_T \gg I_n$  (особенно при невысоком начальном давлении  $p_1$ ), в ряде случаев при расчете

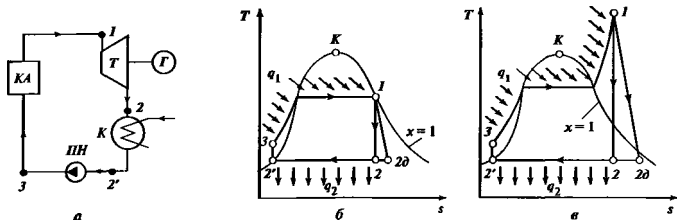


Рис. 2.44. Принципиальная схема простой ПТУ (а) и цикл Ренкина на насыщенном (б) и перегретом (в) паре

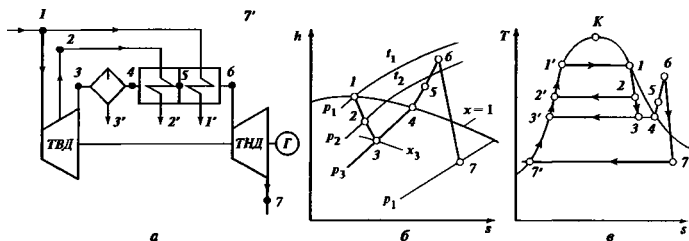


Рис. 2.45. Принципиальная схема (а), процесс (б) и цикл (в), совершаемый влажным паром в установке с промежуточной сепарацией и двухступенчатым перегревом пара

термического КПД ПТУ можно пренебречь работой насоса. В этом случае

$$\eta_t = (h_1 - h_{2d}) / (h_1 - h'_2),$$

а внутренний КПД цикла Ренкина

$$\eta_{it} = \frac{h_1 - h_{2d}}{h_1 - h'_2} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h'_2} \eta_{oi} = \eta_{it} \eta_{oi}^r, \quad (2.112)$$

где  $\eta_{oi}^r = (h_1 - h_{2d}) / (h_1 - h_2)$  — внутренний относительный КПД турбины.

Из-за большой конечной влажности пара в турбине давление сухого насыщенного пара (точка 1 на рис. 2.44, б) в цикле Ренкина на насыщенном паре не может быть больше 0,5 МПа; КПД при этом не будет превышать 20 %.

Повышение параметров сухого насыщенного пара должно сопровождаться мерами по уменьшению влажности пара в турбине сепарацией и промежуточным перегревом пара. На рис. 2.45, а изображена принципиальная схема турбинной установки с промежуточной сепарацией и двухступенчатым перегревом пара, на рис. 2.45, б — процесс в  $h, s$ -диаграмме, на рис. 2.45, в — цикл в  $T, s$ -диаграмме

Сепарация влажного пара — разделение его на кипящую жидкость и сухой насыщенный пар — условно изображается прямой 3—4. Процесс 4—5 — перегрев пара в первой ступени пароперегревателя паром из отбора турбины, имеющим температуру  $t_2$ . Процесс 5—6 — перегрев пара во второй ступени свежим паром, имеющим температуру  $t_1$ . Процессы 1—3 и 6—7 — процессы расширения пара в турбине высокого ТВД и низкого ТНД давлений.

Особенности схем АЭС, реализующих цикл ПТУ на насыщенном паре, см. в разд. 3 книги 3 настоящей серии.

Повышение средней температуры подвода теплоты  $T_{1cp}$  (2.103) для увеличения термического КПД цикла Ренкина на насыщенном паре (см. рис. 2.44, б) ограничено параметрами критической точки (для водяного пара  $t_{кр} \approx 374^\circ\text{C}$ ) Поэтому увеличение средней температуры подвода теплоты (а следовательно, и термического КПД) возможно в цикле Ренкина на перегретом паре (см. рис. 2.44, в)

Из (2.103) следует, что для достижения максимального термического КПД цикла Ренкина на перегретом паре (рис. 2.44, в) необходимо повышать начальные давление и температуру ( $p_1, T_1$ ) и пони-

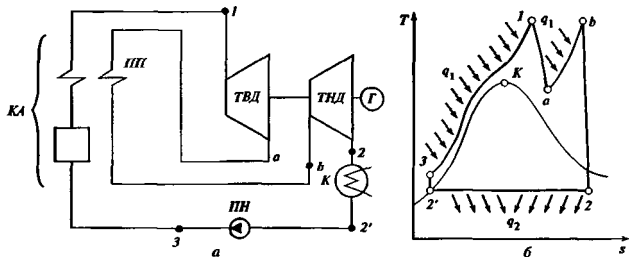


Рис. 2.46. Принципиальная схема (а) и цикл (б) ПТУ с промперегревом на сверхкритическое давление пара

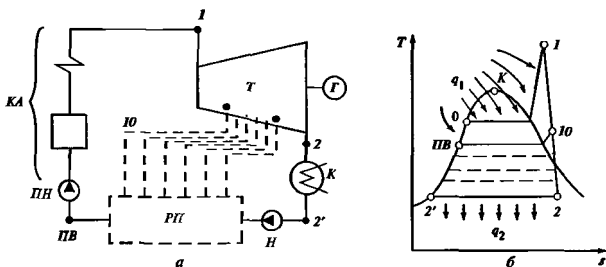


Рис. 2.47. Принципиальная схема (а), и цикл (б) паротурбинной установки с регенерацией

жать конечную температуру  $T_2$ . Нижняя температура цикла не может быть ниже температуры окружающей среды, что определяет конечное давление  $p_2 = 3-6$  кПа (см. табл. 2.10). Максимальная температура в цикле  $T_1$  ограничена жаростойкостью используемых сталей и в настоящее время составляет около  $550^\circ\text{C}$ . Увеличение начального давления перегретого пара при заданной  $t_1 = 550^\circ\text{C}$  сопровождается возрастанием конечной влажности пара в турбине

При начальном давлении пара  $p_1 > 13$  МПа конечная влажность пара превышает допустимые значения и цикл, изображенный на рис. 2.44, в, реализовать быть не может. При  $p_1 > 13$  МПа для борьбы с конечной влажностью применяют промежуточный перегрев пара. Принципиальная схема ПТУ с промежуточным перегревом пара изображена на рис. 2.46, а, а цикл, совершаемый рабочим телом этой установки, — на рис. 2.46, б. Особенностью цикла, изображенного на рис. 2.46, б,

является сверхкритическое начальное давление пара:  $p_1 > p_{кр} = 22,1$  МПа

В отличие от схемы рис. 2.44, а здесь добавлен промежуточный пароперегреватель ПП, смонтированный внутри котла КА. Промежуточный перегрев позволяет увеличить термический и внутренний КПД цикла за счет возрастания средней температуры подвода теплоты и уменьшения конечной влажности. Внутренний КПД цикла может быть рассчитан по формуле

$$\eta_i = \frac{(h_1 - h_2) + (h_a - h_2) - (h_3 - h'_2)}{(h_1 - h_3) + (h_a - h_2)}$$

В циклах Репкина на насыщенном и перегретом паре в целях повышения КПД применяется *регенерация теплоты*, которая позволяет поднять среднюю температуру подвода теплоты за счет увеличения температуры питательной воды — воды, поступающей в котел либо в парогенератор

Принципиальная схема ПТУ с регенеративными отборами пара представлена на рис. 2.47, а, а цикл, совершаемый водяным паром этой установ-



ки, — на рис. 2.47, б. В отличие от схемы простой ПТУ (см. рис. 2.44, а) пар из отборов турбины подается в систему регенеративных подогревателей РП, в результате чего в котел поступает питательная вода при температуре  $t_{п.в}$  (а не  $t_2$ ). Возрастание средней температуры подвода теплоты  $T_{1ср}$  при неизменности средней температуры отвода теплоты  $T_{2ср}$  приводит к повышению КПД цикла, который рассчитывается по формуле

$$\eta_i = \frac{(h_1 - h_2) - \sum_{i=1}^n \alpha_i (h_{i0} - h_2)}{h_1 - h_{п.в}}, \quad (2.113)$$

где  $\alpha_i = m_i/m_1$  — доля пара в  $i$ -м отборе,  $h_{i0}$  — энтальпия этого пара;  $n$  — число регенеративных подогревателей (число отборов пара).

При заданном давлении пара в отборах доли отборов  $\alpha_i$  определяются из теплового баланса регенеративных подогревателей с учетом их конструкций. Так, для подогревателей смешивающегося типа

$$\alpha_i = \frac{h'_{i0} - h'_{i+1,0}}{h_{i0} - h'_{i+1,0}} \left( 1 - \sum_1^i \alpha_{i-1} \right),$$

где  $i = 1, 2, \dots, n$ ;  $\alpha_0 = 0$ .

При заданных температуре питательной воды и числе регенеративных подогревателей выбор давлений пара в отборах осуществляется (в первом приближении) исходя из равенства нагрева воды ( $\Delta T$ ) в каждом подогревателе.

Выбор температуры питательной воды при заданном числе подогревателей определяется двумя факторами с одной стороны, рост  $t_{п.в}$  приводит к увеличению средней температуры подвода теплоты в цикле, а следовательно, и КПД, а с другой, с ростом  $t_{п.в}$  увеличивается температурный напор в каждом подогревателе и как следствие этого необратимые потери, что приводит к уменьшению КПД. Влияние этих двух факторов приводит к тому, что зависимость внутреннего КПД от температуры питательной воды имеет вид, представленный на рис. 2.48. Здесь температуры  $t_2$  и  $t_0$  — в соответствии с рис. 2.47, б

Число регенеративных подогревателей выбирается исходя из технико-экономических соображений, так как при их увеличении капитальные затраты растут пропорционально  $n$ , а прирост КПД становится все меньше. Значения  $t_{п.в}$  и  $n$  для существующих блоков см. в разд. 3 книги 3 настоящей серии.

Цикл паротурбинной теплофикационной установки — установки для комбинированной выработки электроэнергии и теплоты — представлен на рис. 2.49. Принципиальная схема этой установки почти такая же, как и на рис. 2.44, а, и цикл 1—2—2'—1 (рис. 2.49) почти тот же, что на

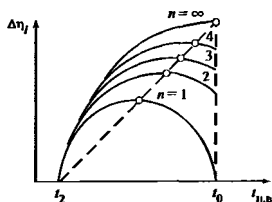


Рис. 2.48. Зависимость внутреннего КПД цикла Ренкина от температуры питательной воды

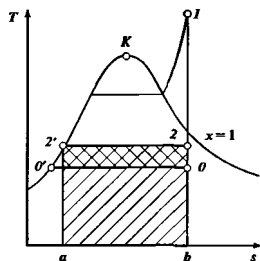


Рис. 2.49. Цикл паротурбинной теплофикационной установки

рис. 2.44, в. Отличие состоит в том, что температура пара после турбины (точка 2) в теплофикационном цикле около 100 °С и выше (в отличие от  $t_2 \approx 30-40$  °С на рис. 2.44), а роль конденсатора выполняет сетевой подогреватель. Естественно, что из-за увеличения конечного давления от  $p_0$  до  $p_2$  (рис. 2.49) работа цикла уменьшится на величину заштрихованной фигуры 200'2'2. Взамен этого потребителю будет отпущено количество теплоты, равное площади прямоугольника 2'2ba2'. Соотношение между этими площадями можно представить как  $(T_2 - T_0)(s_b - s_a)/T_2(s_b - s_a) = (T_2 - T_0)/T_2$ . Если принять  $T_0 = 300$  К,  $T_2 = 400$  К, то  $(T_2 - T_0)/T_0 = 1/4$ , т.е. за счет 1 кДж электроэнергии потребителю отпускается 4 кДж теплоты. В этом основное преимущество теплофикационных циклов. В рассмотренной теплофикационной установке весь пар после турбины направляется в сетевой подогреватель, как это показано на рис. 2.49, но возможна схема, в которой только часть пара из отбора турбины поступает к сетевым подогревателям, а остальной поток пара проходит через всю турбину и конденсатор.

Теплофикационные схемы и конструкции приведены в разд. 3 книги 3 и разд. 6 книги 4 настоящей серии

### 2.6.5. ЦИКЛЫ КОМБИНИРОВАННЫХ УСТАНОВОК

Под комбинированными установками понимают совокупность двух или нескольких установок, имеющих различные рабочие тела и обменивающиеся теплотой. Термодинамические циклы таких установок называют комбинированными циклами. Наибольшее распространение получают *бинарные циклы*, представляющие собой совокупность двух термодинамических циклов и осуществляемые двумя рабочими телами так, что теплота, отводимая в одном цикле, используется в другом. Возможные схемы таких циклов приведены на рис. 2.50. В простейшем случае теплота от верхнего теплового источника  $Q_1$  подводится только к верхнему циклу 1, а отвод теплоты  $Q_2$  к нижнему тепловому источнику осуществляется только от нижнего цикла 2. КПД такого бинарного цикла

$$\eta = \eta_1 + \eta_2 - \eta_1\eta_2,$$

где  $\eta_1, \eta_2$  — КПД верхнего и нижнего циклов.

Существуют схемы, в которых теплота  $Q_1$  от верхнего теплового источника подводится и к верхнему, и к нижнему циклу, теплота  $Q_2$  отводится к нижнему тепловому источнику и от верхнего, и от нижнего цикла. Возможно сочетание трех и более циклов, в которых теплота, отведенная от верхних циклов, используется в нижних.

Использование комбинированных циклов позволяет применять несколько рабочих тел, каждое из них в своем (наиболее выгодном) температурном интервале. При этом удается увеличить среднюю температуру подвода и уменьшить среднюю температуру отвода теплоты в цикле и тем самым повысить термический КПД цикла.

Из большого числа предложенных комбинированных циклов лишь некоторые реализованы. К таким установкам относятся прежде всего парогазовые установки, представляющие собой комбинацию газотурбинной и паротурбинной установок. Более подробные сведения о них приведены в разд. 4 книги 3 настоящей серии.

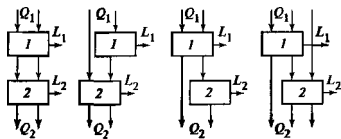


Рис. 2.50. Различные типы бинарных циклов

## 2.7. СЛОЖНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

### 2.7.1. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ

Сложными термодинамическими системами называются системы, совершающие помимо работы расширения другие виды работы. В соответствии с (2.9) соотношение для работы, совершаемой термодинамической системой, имеет следующий вид.

$$\left. \begin{aligned} dL &= p dV + \sum dL^* \\ dL^* &= \xi dX, \end{aligned} \right\} \quad (2.114)$$

где  $L^*$  — любой вид работы (за исключением работы расширения);  $\xi$  — любая обобщенная сила (за исключением давления  $p$ );  $X$  — любая обобщенная координата (за исключением объема  $V$ ).

Объединенное уравнение первого и второго законов термодинамики для сложных систем имеет вид:

$$T dS = dU + p dV + \xi dX; \quad (2.115)$$

$$T dS = dH^* - V dp - X d\xi, \quad (2.116)$$

где  $H^* = H + \xi X = U + pV + \xi X$  — энтальпия сложной системы.

Для сложных систем вводят теплоемкости при постоянной обобщенной силе  $c_\xi$  (аналог  $c_p$ ) и при постоянной обобщенной координате  $c_x$  (аналог  $c_v$ )

$$c_\xi = T(\partial s / \partial T)_\xi; \quad (2.117)$$

$$c_x = T(\partial s / \partial T)_x; \quad (2.118)$$

$$c_\xi - c_x = T(\partial x / \partial T)_\xi^2 (\partial \xi / \partial x)_T, \quad (2.119)$$

где  $x$  — удельная (отнесенная к единице массы или объема) обобщенная координата

Условием термодинамического равновесия в сложных изолированных однородных системах является одинаковость температур, давлений и обобщенной силы  $\xi$ . Условия фазового равновесия (см п. 2.3.1) дополняются условием равенства обобщенных сил  $\xi$  в сосуществующих фазах. Следует иметь в виду, что выражение для химического потенциала сложной системы  $g^*$  имеет вид

$$g^* = h^* - Ts = h + \xi x - Ts = u + pv + \xi x - Ts, \quad (2.120)$$

где  $h^*$  — удельная энтальпия сложной системы. Уравнения Максвелла можно записать в виде

$$(\partial X / \partial T)_{S, V} = -(\partial S / \partial \xi)_{X, V}; \quad (2.121)$$

$$(\partial V / \partial T)_{S, X} = -(\partial S / \partial p)_{V, X}; \quad (2.122)$$

$$(\partial X / \partial S)_{\xi, p} = (\partial T / \partial \xi)_{S, p}; \quad (2.123)$$

$$(\partial V / \partial S)_{T, \xi} = (\partial T / \partial p)_{S, \xi}; \quad (2.124)$$

$$(\partial X / \partial S)_{T, V} = (\partial T / \partial \xi)_{X, V}; \quad (2.125)$$

Таблица 2.18. Характеристика сложных термодинамических систем

Система	Обобщенная сила	Обобщенная координата $X(x)$	Уравнение работы $dL^*(d^*)$	Уравнение состояния	Примечание
Магнетики в магнитном поле	$-H$ — напряженность внешнего магнитного поля	$J(j)$ — намагниченность (удельная намагниченность) магнетика	$-H dJ$ ( $-H dj$ )	$J = \chi H$ $j = \chi H$	$\chi, \chi$ — магнитная восприимчивость
Диэлектрики в электрическом поле	$-E$ — напряженность внешнего электрического поля	$\mathfrak{P}(P)$ — поляризация (удельная поляризация) диэлектрика	$-E d\mathfrak{P}$ ( $-E dP$ )	$P = \alpha E$ $P = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} E$	$\alpha$ — коэффициент поляризации $\epsilon$ — диэлектрическая проницаемость
Электрический конденсатор	$-\mathfrak{B}$ — напряжение	$Z$ — электрический заряд	$-\mathfrak{B} dZ$	$Z = c \mathfrak{B}$	$c$ — емкость конденсатора
Поверхность раздела фаз	$-\sigma$ — поверхностное натяжение	$\mathfrak{S}$ — площадь поверхности раздела фаз	$-\sigma d\mathfrak{S}$	—	$V = 0; dV = 0$
Газ и жидкость в поле тяготения	$gm$ — вес тела	$z$ — высота	$gm dz$	—	—
Излучение в полости	$p = aT^4/3$ — давление излучения	$V$ — объем полости	$p dV = \frac{aT^4}{3} dV$	$u_v = aT^4$ $p = aT^4/3$	—
Упругие твердые тела	$-\Psi$ — растягивающая сила	$l$ — длина тела	$-\Psi dl$	$\Psi = E\epsilon$	$V = \text{const}; dV = 0$ ; $E$ — модуль Юнга
Гальванические элементы	$-\mathfrak{E}$ — ЭДС элемента	$Z$ — электрический заряд	$-\mathfrak{E} dZ$	—	$V = \text{const}; dV = 0$

$$(\partial V / \partial S)_{T, X} = (\partial T / \partial p)_{V, X} \quad (2.126)$$

$$(\partial X / \partial T)_{\xi, p} = -(\partial S / \partial \xi)_{T, p} \quad (2.127)$$

$$(\partial V / \partial T)_{p, \xi} = -(\partial S / \partial p)_{T, \xi} \quad (2.128)$$

Изменение энтропии сложной системы в процессе  $T = \text{const}$  (и при  $p = \text{const}$ ) рассчитывают по формуле

$$S_2 - S_1 = - \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left( \frac{\partial X}{\partial T} \right)_{\xi} d\xi,$$

а теплоту — по (2.92).

Теплота обратимого процесса  $S = \text{const}$  равна нулю, а работа определяется по (2.114).

В процессе  $\xi = \text{const}$  и  $p = \text{const}$

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} (c_{\xi} / T) dT; \quad (2.129)$$

$$q = h_2^* - h_1^*; \quad (2.130)$$

$$L^* = \xi(X_2 - X_1), \quad (2.131)$$

а в процессе  $X = \text{const}$  и  $p = \text{const}$   $L^* = 0$ ,

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^T (c_X / T) dT, \quad (2.132)$$

$$q = h_2 - h_1. \quad (2.133)$$

В табл. 2.18 приведены основные параметры и уравнения для различных сложных систем. Заменяя в уравнениях (2.114)—(2.132)  $\xi$  и  $X$  (или  $x$ ) на соответствующие величины из табл. 2.18, мож-

но получить расчетные соотношения для сложных термодинамических систем.

### 2.7.2. МАГНЕТИКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Для сложной системы «магнетики в магнитном поле» (табл. 2.18)  $J$  и  $\chi$  отнесены к единице объема, а  $j$  и  $\chi$  — к единице массы. Поэтому

$$J = Jv; \quad \chi = \chi v,$$

где  $v$  — удельный объем магнетика.

Магнитная восприимчивость является индивидуальной характеристикой каждого магнетика. Значения  $\chi$ , а значит и  $\chi$ , в общем случае зависят от напряженности магнитного поля  $H$  и температуры  $T$  (рис. 2.51):

для диамагнетиков магнитная восприимчивость  $\chi$  отрицательна, не зависит от напряженности внешнего магнитного поля и практически не зависит от температуры;

для парамагнетиков магнитная восприимчивость  $\chi$  положительна, в большинстве случаев не зависит от напряженности внешнего магнитного поля, но сильно изменяется с изменением температуры. Температурная зависимость  $\chi$  парамагнетиков подчиняется закону Кюри

$$\chi = A/T \quad (2.134)$$

либо по закону Кюри—Вейсса

$$\chi = A/(T + \Delta), \quad (2.135)$$

где  $A$  — постоянная Кюри, различная для разных веществ;  $\Delta$  — постоянная.

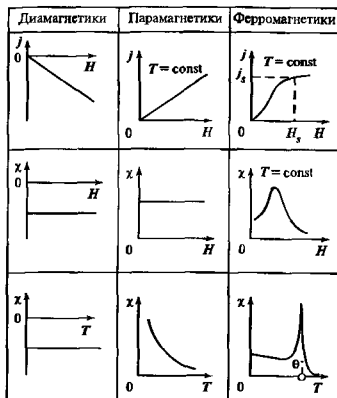


Рис. 2.51. Характер зависимостей  $j(H)$ ,  $\chi(H)$  и  $\chi(T)$  для различных видов магнетиков

Вещества, строго подчиняющиеся закону Кюри, носят название *идеальных парамагнетиков*.

Для *ферромагнетиков* — магнитная восприимчивость  $\chi$  положительна, сильно изменяется с изменением напряженности внешнего магнитного поля и температуры. При температурах выше температуры точки Кюри  $\theta$  ферромагнетик ведет себя как обычный парамагнетик.

Влияние намагниченности магнетика на его внутреннюю энергию определяется уравнением

$$(\partial u / \partial j)_{T,p} = H - T(\partial H / \partial T)_{j,v}$$

или

$$(\partial u / \partial j)_{T,v} = \frac{1}{\chi} \left[ 1 + \frac{T}{\chi} (\partial \chi / \partial T)_{j,v} \right]$$

**Термодинамические процессы в магнетиках.** Изменение энтропии в *изотермическом процессе* (и при  $p = \text{const}$ ) определяется соотношением (2.127) или

$$s_2 - s_1 = \int_{H_1}^{H_2} \left( \frac{\partial \chi}{\partial T} \right)_{H,p} H \, dH.$$

Работа, совершаемая магнитным полем над магнетиком, рассчитывается по (2.114) или по

$$i^* = - \int_{j_1}^{j_2} \frac{1}{\chi} \, dj.$$

Для процесса  $H = \text{const}$  (при  $p = \text{const}$ ) пользуясь соотношениями (2.129)–(2.131) Выражение для работы может быть преобразовано к виду

$$i^* = -H^2 [\chi_2(H, T_2) - \chi_1(H, T_1)].$$

**Магнитокалорическим эффектом** называется изменение температуры магнетика при изменении напряженности внешнего магнитного поля. Этот эффект в магнетике имеет место в любом термодинамическом процессе с изменением напряженности магнитного поля (за исключением изотермического процесса). Изменение температуры магнетика, обусловленное магнитокалорическим эффектом в адиабатном процессе, реализуемом при быстром изменении напряженности магнитного поля, определяется соотношениями:

$$T_2 - T_1 = - \int_{H_1}^{H_2} \frac{T}{c_H} \left( \frac{\partial j}{\partial T} \right)_{H,p} dH;$$

$$T_2 - T_1 = - \int_{H_1}^{H_2} \frac{TH}{c_H} \left( \frac{\partial \chi}{\partial T} \right)_{H,p} dH. \quad (2.136)$$

**Магнитоэлектрическим эффектом** называется изменение размеров магнетика при изменении напряженности внешнего магнитного поля, **магнитоупругим эффектом** — изменение намагниченности магнетика с изменением внешнего давления.

Характеристикой магнитоэлектрического эффекта при постоянном внешнем давлении  $p$  служит величина  $(\partial v / \partial H)$ , характеристикой магнитоупругого эффекта — величина  $(\partial j / \partial p)$ . Связь между магнитоэлектрическим и магнитоупругим эффектом определяется следующими соотношениями:

для условий  $T = \text{const}$

$$(\partial v / \partial H)_{T,p} = - (\partial j / \partial p)_{T,H}$$

для условий  $s = \text{const}$

$$(\partial v / \partial H)_{s,p} = - (\partial j / \partial p)_{s,H}$$

### 2.7.3. ДИЭЛЕКТРИКИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Для сложной системы «диэлектрики в электрическом поле» (табл. 2.18) поляризация всего диэлектрика —  $\mathfrak{P}$ , а удельная поляризация (отнесенная к единице объема) —  $P$ .

Для большинства диэлектриков  $\alpha$  и  $\epsilon$  не зависят от напряженности электрического поля  $E$  и уменьшаются с ростом температуры  $T$ . Особым классом диэлектриков являются *сегнетоэлектрики*, у которых  $\epsilon$  сильно меняется с изменением  $E$ . При температурах выше температуры сегнетоэлектрической точки Кюри сегнетоэлектрик ведет себя как обычный диэлектрик. Характер зависимостей  $P(E)$  и  $\epsilon(E)$  для обычных диэлектриков и сегнетоэлектриков показан на рис. 2.52.

Влияние удельной поляризации на удельную внутреннюю энергию, отнесенную к единице объема  $u_v$ , определяется соотношениями:

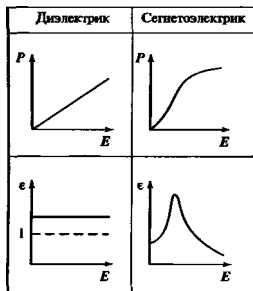


Рис. 2.52. Характер зависимостей  $P(E)$  и  $\epsilon(E)$  для диэлектриков и сегнетоэлектриков

$$\left(\frac{\partial u_v}{\partial P}\right)_{T,V} = E - T\left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_{P,V};$$

$$\left(\frac{\partial u_v}{\partial P}\right)_{T,V} = E \left[ 1 + \frac{T}{\epsilon - 1} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_{P,V} \right].$$

В формулах (2.117)—(2.119) удельные теплоемкости диэлектрика и энтропия отнесены к единице объема.

**Термодинамические процессы в диэлектриках.** Изменение объемной энтропии диэлектрика в изотермическом процессе (и при  $p = \text{const}$ ) определяется соотношением (2.127) или

$$s_{v,2} - s_{v,1} = \frac{1}{4\pi} \int_{E_1}^{E_2} \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial T}\right)_{E,P} E dE.$$

Для диэлектриков, у которых  $\epsilon$  зависит только от температуры,

$$s_{v,2} - s_{v,1} = \frac{E_2^2 - E_1^2}{8\pi} \frac{d\epsilon}{dT}.$$

Удельная (объемная) работа в этом процессе имеет вид

$$i_v^* = -4\pi \int_{P_1}^{P_2} \frac{P}{\epsilon - 1} dP.$$

Для диэлектриков, у которых  $\epsilon$  не изменяется с изменением  $E$  или  $P$ ,

$$i_v^* = -2\pi \frac{P_2^2 - P_1^2}{\epsilon - 1}$$

Для процесса  $E = \text{const}$  (при  $p = \text{const}$ ) справедливы соотношения (2.129)—(2.131), а удельная (объемная) работа может быть представлена как

$$i_v^* = -\frac{E^2}{4\pi} [\epsilon(T_2) - \epsilon(T_1)].$$

**Пьезоэлектрическим эффектом** называется изменение поляризации диэлектрика при изменении внешнего давления. **Электрострикционным эффектом** называется изменение размеров диэлектрика при изменении напряженности электрического поля. Характеристикой пьезоэлектрического эффекта служит величина  $(\partial \mathfrak{P} / \partial p)$ , характеристикой электрострикционного эффекта — величина  $(\partial V / \partial E)$ . Связь между пьезоэлектрическим и электрострикционным эффектом определяется следующими соотношениями

для условий  $T = \text{const}$

$$(\partial V / \partial E)_{T,P} = -(\partial \mathfrak{P} / \partial p)_{T,E};$$

для условий  $S = \text{const}$

$$(\partial V / \partial E)_{S,P} = -(\partial \mathfrak{P} / \partial p)_{S,E}.$$

**Пироэлектрическим эффектом** называется изменение поляризации диэлектрика при изменении его температуры. **Электрокалорическим эффектом** называется изменение температуры диэлектрика при изменении напряженности электрического поля. Характеристикой пироэлектрического эффекта служит величина  $(\partial P / \partial T)$ , характеристикой электрокалорического эффекта — величина  $(\partial T / \partial E)$ .

Электрокалорический эффект имеет место в любом термодинамическом процессе (кроме изотермического). Изменение температуры диэлектрика, обусловленное электрокалорическим эффектом в адиабатном процессе, реализуемом при быстром изменении напряженности электрического поля, определяется соотношениями:

$$T_2 - T_1 = - \int_{E_1}^{E_2} \frac{T}{c_E} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_{E,P} dE,$$

$$T_2 - T_1 = - \frac{1}{4\pi} \int_{E_1}^{E_2} \frac{T}{c_E} \frac{d\epsilon}{dT} E dE \quad (2.137)$$

Электрический конденсатор является частным случаем сложной термодинамической системы «диэлектрик в электрическом поле». Основные уравнения для этой системы следуют из (2.114)—(2.133) с учетом данных табл. 2.18.

## 2.7.4. СВЕРХПРОВОДНИКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Поведение сверхпроводников в магнитном поле описывается приведенными термодинамическими соотношениями для магнетиков. Сверхпроводник<sup>1</sup> в сверхпроводящем состоянии, когда его электрическое сопротивление равно нулю, является

<sup>1</sup> Здесь речь идет о классических сверхпроводниках (сверхпроводниках первого рода).

идеальным диамагнетиком (идеальным в том смысле, что внешнее магнитное поле полностью исчезает внутри сверхпроводника). Сверхпроводники в несверхпроводящем (нормальном) состоянии практически немагнитны. В соответствии с этим

$$\chi_c = -\nu_c / 4\pi;$$

$$\chi_n = 0,$$

где  $\nu$  — удельный объем сверхпроводника; индекс «с» и «н» относятся к сверхпроводящему и нормальному состоянию

Переход сверхпроводников из нормального состояния (характеризующегося определенным значением удельного сопротивления) в сверхпроводящее происходит при охлаждении этого сверхпроводника ниже определенной температуры, которая носит название *критической температуры сверхпроводника*  $T_k$ . Для разных сверхпроводников критическая температура имеет различные значения. Если на сверхпроводник, находящийся в сверхпроводящем состоянии (т.е. при  $T < T_k$ ), наложить достаточно сильное внешнее магнитное поле, то сверхпроводимость разрушится, т.е. магнитное поле проникнет внутрь сверхпроводника и он перейдет в нормальное состояние. При этом оказывается, что чем ниже температура, до которой охлажден сверхпроводник, тем большее внешнее магнитное поле потребуется для того, чтобы разрушить сверхпроводимость. Магнитное поле, при котором происходит разрушение сверхпроводимости, называется *критическим магнитным полем* с напряженностью  $H_k$ . Зависимость  $H_k$  от температуры для ртути показана на рис. 2.53. Характер зависимости  $H_k(T)$  индивидуален для каждого сверхпроводника. На рис. 2.53 область, лежащая под кривой  $H_k(T)$ , соответствует сверхпроводящему, а область с внешней стороны кривой — нормальному состоянию сверхпроводника.

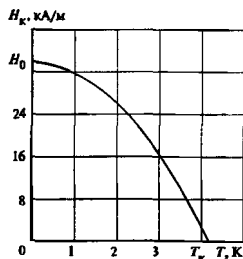


Рис. 2.53. Зависимость  $H_k(T)$  для ртути

С термодинамической точки зрения сверхпроводящее и нормальное состояния сверхпроводника могут рассматриваться как две фазы, причем очевидно, что в  $H, T$ -диаграмме линия сосуществования обеих фаз — это кривая  $H_k(T)$ , являющаяся границей областей существования каждой из фаз. Эта кривая в известной мере аналогична линии насыщения при фазовом переходе в  $p, T$ -диаграмме.

Кривая фазового перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние описывается уравнением

$$\frac{dH_k}{dT} = -\frac{4\pi q}{H_k T \nu_c}, \quad (2.138)$$

где  $q$  — теплота фазового перехода сверхпроводника.

При  $T < T_k$  теплота перехода  $q > 0$  — это фазовый переход первого рода. При  $H_k = 0$  (при  $T = T_k$ )  $q = 0$ , следовательно, в этой точке кривой имеет место фазовый переход второго рода.

Изменение  $H_k$  с изменением давления среды (при постоянной температуре сверхпроводника) определяется уравнением

$$\frac{dH_k}{dp} = \frac{4\pi}{H_k} \frac{\nu_n - \nu_c}{\nu_c}.$$

Уравнение

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_H = \frac{q}{(\nu_n - \nu_c)T},$$

показывающее, насколько должно возрасти давление в сверхпроводнике при изменении его температуры, чтобы постоянное внешнее магнитное поле сохранило свое критическое значение, по форме аналогично уравнению Клапейрона—Клаузиуса (2.62)

Скачок теплоемкости  $c_H$  при фазовом переходе сверхпроводника определяется соотношением

$$c_H^c - c_H^n = \frac{\nu_c T}{4\pi} \left[ H_k \frac{d^2 H_k}{dT^2} + \left( \frac{dH_k}{dT} \right)^2 \right];$$

для случая  $H_k = 0$  ( $T = T_k$ )

$$c_H^c - c_H^n = \frac{\nu_c T}{4\pi} \left( \frac{dH_k}{dT} \right)^2. \quad (2.139)$$

Выражение (2.139) носит название формулы Рутгерса.

## 2.7.5. ПОВЕРХНОСТЬ РАЗДЕЛА ФАЗ

Поверхность раздела фаз (табл. 2.18) рассматривается как не имеющая толщины ( $V = 0$ ,  $dV = 0$ ), а поверхностное натяжение  $\sigma$  зависит только от температуры. Удельные величины для этой системы относят к единице площади поверхности.

Энтропия поверхности

$$S = - \frac{d\sigma}{dT} \mathcal{E}; \quad (2.140)$$

внутренняя энергия

$$U = \left( \sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) \mathcal{E};$$

удельная теплоемкость

$$c_{\mathcal{E}} = -T \frac{d^2\sigma}{dT^2},$$

где  $\mathcal{E}$  — площадь поверхности раздела фаз

Термодинамические процессы на поверхности. Изменение энтропии поверхности в изотермическом процессе определяется по (2.140), количество теплоты — по (2.92), а работа системы — по (2.114)

Изменение температуры поверхности в результате изменения площади поверхности в адиабатном процессе определяется по формуле

$$T_2 - T_1 = - \int_{\mathcal{E}_1}^{\mathcal{E}_2} \left( \frac{d\sigma}{dT} \right) \left( \frac{d^2\sigma}{dT^2} \right)^{-1} \frac{d\mathcal{E}}{\mathcal{E}}.$$

Изменение энтропии в процессе  $\mathcal{E} = \text{const}$  определяется соотношением (2.132), а теплота — (2.133).

Влияние поверхностных явлений на термодинамические свойства системы. Если рассмотреть не двумерную систему (поверхность, не имеющую толщины), а обычную трехмерную, то объединенное уравнение первого и второго законов термодинамики для такой системы с учетом поверхностного слоя записывается следующим образом:  $\kappa$

$$T dS = dU + p dV - \sigma d\mathcal{E}.$$

Соотношения для термодинамических свойств такой системы массой  $m$  имеют следующий вид.

полная внутренняя энергия

$$U = um + \left( \sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) \mathcal{E};$$

полная энтальпия

$$H = hm + \left( \sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) \mathcal{E};$$

свободная энергия

$$F = fm + \sigma \mathcal{E};$$

изобарно-изотермический потенциал

$$G = gm + \sigma \mathcal{E};$$

полная энтропия

$$S = sm - \frac{d\sigma}{dT} \mathcal{E};$$

полная теплоемкость

$$C_p = c_p m - T \frac{d^2\sigma}{dT^2} \mathcal{E}$$

## 2.7.6. ГАЗ И ЖИДКОСТЬ В ПОЛЕ ТЯГОТЕНИЯ

Для системы, находящейся в поле тяготения (табл. 2.18), обобщенная сила — вес тела  $gm$  — в отличие от других обобщенных сил является величиной не интенсивной, а экстенсивной, а обобщенная координата — высота  $z$  — напротив, является не экстенсивной, а интенсивной величиной. Эта система описывается соотношениями (2.114) — (2.120), (2.126).

Распределение давлений  $p$  по высоте  $z$  изотермического столба газа или жидкости определяется соотношениями

$$\left. \begin{aligned} dp/dz &= -g/v; \\ p &= p_0 - \int_0^z dz/v. \end{aligned} \right\} \quad (2.141)$$

Для идеального газа (2.141) преобразуется к виду

$$p(z) = p_0 \exp(-z/RT),$$

а удельный объем в таком столбе

$$v(z) = v_0 \exp(z/RT).$$

Для адиабатного столба идеального газа соотношения, связывающие параметры состояния земной атмосферы, имеют вид:

$$T(z) = T_0 - \frac{\kappa - 1}{\kappa R} z;$$

$$p(z) = p_0 \left( 1 - \frac{\kappa - 1}{\kappa R T_0} z \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}},$$

где  $\kappa$  — показатель адиабаты.

Характер зависимости температуры и давления атмосферного воздуха от высоты показан на рис. 2.54.

Соотношение, определяющее зависимость температуры кипения  $T_{\kappa}$  жидкости, соприкасающейся с атмосферой, от высоты  $z$ , имеет следующий вид:

$$T_{\kappa} = \frac{1}{\frac{1}{T_{\kappa 0}} + \frac{\bar{R}}{r\tau} \ln \frac{T_{\kappa 0} + \tau z}{T_{\kappa 0}}},$$

где индекс 0 относится к  $z = 0$ ;  $r$  — теплота парообразования;  $T_{\kappa 0}$  — температура кипения жидкости на высоте  $z = 0$ ;  $T_{\kappa 0}$  — температура воздуха на высоте  $z = 0$ ;  $\tau$  — вертикальный градиент температуры в атмосфере (для земной атмосферы при  $z \leq 11$  км  $\tau = -6,5$  К/км);  $\bar{R} = R/R_{\kappa}$  — отношение газовых постоянных рассматриваемой жидкости и воздуха

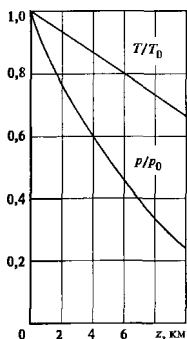


Рис. 2.54. Зависимость температуры и давления атмосферного воздуха от высоты

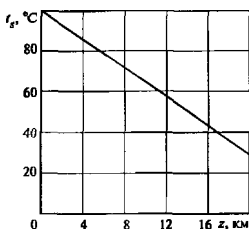


Рис. 2.55. Зависимость температуры кипения от высоты

На рис. 2.55 представлен график зависимости температуры кипения воды от высоты, рассчитанный по этому уравнению.

### 2.7.7. ИЗЛУЧЕНИЕ В ПОЛОСТИ

Равновесное электромагнитное излучение в замкнутой полости (фотонный газ) представляет собой простую систему, единственным видом работы которой является работа расширения (табл. 2.18).

Плотностью излучения  $u_V$  называется количество энергии излучения в единице объема:

$$u_V = U/V,$$

где  $U$  — полная энергия излучения в рассматриваемой полости;  $V$  — объем полости.

Плотность излучения  $u_V$  является функцией только температуры — закон Стефана—Больцмана

$$u_V = aT^4, \quad (2.142)$$

где  $a = 7,57 \cdot 10^{-18}$  Дж/(К<sup>4</sup> · м<sup>3</sup>).

Электромагнитное излучение осуществляет давление  $p$  на поверхность, которая отражает или поглощает это излучение,

$$p = u_V/3 = aT^4/3.$$

Объединенное уравнение первого и второго законов термодинамики для такой системы имеет вид (2.26) или (2.27).

Энтропия фотонного газа, заполняющего некоторый объем  $V$ ,

$$S(V, T) = 4aT^3V/3, \quad (2.143)$$

а объемная плотность энтропии излучения

$$s_V(T) = 4aT^3/3.$$

Удельная (объемная) изохорная теплоемкость фотонного газа

$$c_V = 4aT^3;$$

ее абсолютное значение весьма мало. Теплоемкость излучения становится сравнимой с теплоемкостью одноатомного идеального газа лишь при температурах, равных миллионам градусов.

Изобарно-изотермический потенциал  $G$  и химический потенциал  $\mu$  фотонного газа равны нулю.

**Термодинамические процессы в фотонном газе.** Изменение энтропии фотонного газа в изотермическом (изобарном) процессе определяется соотношением

$$S_2 - S_1 = 4aT^3(V_2 - V_1)/3;$$

количество теплоты — формулой (2.21), а работа расширения — (2.114)

Уравнение обратимого адиабатного процесса в фотонном газе имеет вид

$$VT^3 = \text{const},$$

или

$$pV^{4/3} = \text{const},$$

а работа, производимая фотонным газом в этом процессе,

$$L = 3p_1V_1[1 - (V_1/V_2)^{1/3}].$$

Изменение энтропии фотонного газа в изохорном процессе определяется из (2.143).

$$S_2 - S_1 = 4aV(T_2^3 - T_1^3)/3,$$

а количество теплоты — по формуле

$$Q = aV(T_2^4 - T_1^4)$$

В необратимом процессе адиабатного расширения фотонного газа в вакуум без совершения работы внутренняя энергия этого газа



не изменяется. Увеличение энтропии фотонного газа в этом процессе определяется соотношением

$$S_2(U, V_2) - S_1(U, V_1) = 4a^{1/4} U^{3/4} (V_2^{1/4} - V_1^{1/4})/3;$$

уменьшение температуры

$$T_2(U, V_2) - T_1(U, V_1) = a^{-1/4} U^{1/4} (V_1^{-1/4} - V_2^{-1/4}),$$

а уменьшение давления

$$p_2(U, V_2) - p_1(U, V_1) = U(V_2 - V_1)/3.$$

### 2.7.8. УПРУГИЕ ТВЕРДЫЕ ТЕЛА

Уравнение состояния упругодеформируемого стержня — закон Гука (табл. 2.18) — представляет собой связь между силой, приходящейся на единицу площади поперечного сечения стержня,

$$\psi = \Psi/\Omega \quad (2.144)$$

и относительным удлинением

$$\epsilon = (l - l_0)/l_0 \quad (2.145)$$

Для рассматриваемой системы справедливы соотношения (2.114)—(2.116), (2.120)—(2.133), в которых  $\xi$ ,  $X$ ,  $V$  определяются по табл. 2.18. Выражения для теплоемкостей материала стержня под нагрузкой (2.117) и (2.118) практически не отличаются от таковых в условиях без нагрузки.

С учетом (2.144) и (2.145) уравнение (2.116) записывается следующим образом:

$$T dS = dU - \psi V_0 [d\epsilon + (\epsilon/l_0) dl_0],$$

откуда

$$T ds_v = du_v - \psi [d\epsilon + (\epsilon/l_0) dl_0],$$

где индекс 0 относится к состоянию стержня без нагрузки,  $s_v$  и  $u_v$  — объемные энтропия и внутренняя энергия

Термодинамические процессы деформации стержня. Изменение энтропии стержня при *изотермической деформации* определяется соотношением (2.128) или с учетом (2.144) и (2.145)

$$S_2 - S_1 = \left[ \frac{dl_0}{dT} \psi + \frac{1}{2E} \left( \frac{dl_0}{dT} - \frac{l_0}{E} \frac{dE}{dT} \right) \psi^2 \right] \Omega.$$

где  $E$  — модуль Юнга.

Если пренебречь вторым слагаемым в квадратных скобках (вследствие его относительной малости по сравнению с первым слагаемым), то

$$S_2 - S_1 = \alpha_l \psi V_0,$$

где  $\alpha_l$  — температурный коэффициент линейного расширения материала стержня.

Количество теплоты в этом процессе определяется по (2.91), а работу — по формуле

$$L = -V_0 \psi^2 l_0 E.$$

*Эластокалорический эффект* заключается в изменении температуры в процессе деформации

стержня. Эластокалорический эффект в процессе адиабатной деформации стержня (*эффект Дюжуля*), осуществляемый достаточно быстро, определяется соотношением

$$T - T_0 = -\alpha_l T_{cp} \psi / (c_p \rho), \quad (2.146)$$

где  $T_{cp} = (T + T_0)/2$ , а значения  $\alpha_l$ ,  $c_p$  и  $\rho$  являются средними в интервале температур от  $T$  до  $T_0$ .

### 2.7.9. ГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Термодинамические соотношения (2.114)—(2.116), (2.220)—(2.233) применительно к гальваническому элементу (табл. 2.18) упрощаются, так как в большинстве случаев  $V = \text{const}$ , а ЭДС элемента  $\mathcal{E}$  зависит только от температуры.

Количество электричества, прошедшего через элемент, пропорционально количеству молей прореагировавшего вещества электролита.

$$Z = \mathcal{F} m n / A, \quad (2.147)$$

где  $m$  — масса прореагировавшего вещества электролита;  $A$  — относительная атомная масса этого вещества;  $n$  — валентность реагирующего иона,  $\mathcal{F} = 96,5 \cdot 10^3$  Кл/моль — постоянная Фарадея ( $m/A$  — число прореагировавших молей электролита)

Изменение внутренней энергии гальванического элемента с изменением заряда элемента при постоянной температуре определяется формулой

$$\left( \frac{\partial U}{\partial Z} \right)_{T, V} = \mathcal{E} - T \frac{d\mathcal{E}}{dT}.$$

Соотношение, связывающее тепловой эффект  $Q_p$  химической реакции, протекающей в гальваническом элементе, и ЭДС этого элемента, называемое уравнением Гельмгольца, имеет следующий вид:

$$Q_p = \left( \mathcal{E} - T \frac{d\mathcal{E}}{dT} \right) \Delta Z, \quad (2.148)$$

где  $\Delta Z$  — разность значений заряда элемента в начальном и конечном состоянии процесса, осуществляемого в изобарно-изотермических условиях

Из (2.147) и (2.148) следует, что

$$Q_p = -\mathcal{F} n \left( \mathcal{E} - T \frac{d\mathcal{E}}{dT} \right), \quad (2.149)$$

где  $Q_p$  относится к одному моль электролита, а знак минус соответствует разряду элемента

Термодинамические процессы в гальваническом элементе. Изменение энтропии гальванического элемента в *изотермическом процессе*  $\mathcal{E} = \text{const}$  определяется соотношением (2.127). Теплота и работа в этом процессе могут быть рассчитаны по (2.91) и (2.114) либо с учетом (2.147) по формулам:

$$Q = T \frac{dk}{dT} \dot{m};$$

$$L^* = \gamma \dot{m}$$

Процесс  $Z = \text{const}$  соответствует случаю, когда элемент отключен от внешней электрической цепи, при этом единственным видом воздействия на рассматриваемую систему может быть изменение ее температуры в результате подвода или отвода теплоты. Изменение энтропии гальванического элемента в этом процессе определяется соотношением (2.132), а теплота — (2.133).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров А.А. Международное уравнение состояния воды и водяного пара/Теплоэнергетика. 1997. № 10. С. 68—72

2. Александров А.А. Система уравнений IAPWS-IF-97 для вычисления термодинамических свойств воды и водяного пара в промышленных расчетах. Ч. 1. Основные уравнения // Теплоэнергетика. 1998. № 9. С. 69—77.

3. Александров А.А. Система уравнений IAPWS-IF-97 для вычисления термодинамических свойств воды и водяного пара в промышленных расчетах. Ч. 2. Дополнительные уравнения // Теплоэнергетика. 1998. № 10. С. 64—72.

4. Алтунин В.В. Теплофизические свойства двуокиси углерода. М.: Изд-во стандартов, 1975.

5. Вукалович М.П., Новиков И.И. Термодинамика. М.: Машиностроение, 1971.

6. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейдлин А.Е. Техническая термодинамика 4-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1983.

7. Клецкий А.В. Таблицы термодинамических свойств газов и жидкостей. Вып. 4 Аммиак. М.: Изд-во стандартов, 1978.

8. Путьлов К.А. Термодинамика. М.: Наука, 1971.

9. Равкия С.Л. Термодинамические свойства газов. 4-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1987.

10. Рад Р., Праусини Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей: Справочное пособие: Пер с англ. / Под ред. Б.И. Соколова. 3-е изд., перераб. и доп. Л.: Химия, 1982.

11. Сычев В.В. Дифференциальные уравнения термодинамики. 2-е изд. М.: Высшая школа, 1991

12. Сычев В.В. Сложные термодинамические системы. 4-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1986

13. Теплофизические свойства фреонов Т 1. Фреоны метанового ряда: Справочные данные / В.В. Алтунин, В.З. Геллер, Е.К. Петров и др. М.: Изд-во стандартов, 1980

14. Теплофизические свойства фреонов. Т 2. Фреоны 10, 11, 12, 13, 14 / В.В. Алтунин, В.З. Геллер, Е.А. Крменевская и др. М.: Изд-во стандартов, 1985.

15. Термодинамические свойства азота / В.В. Сычев, А.А. Вассерман, А.Д. Козлов и др. М.: Изд-во стандартов, 1977

16. Термодинамические свойства воздуха / В.В. Сычев, А.А. Вассерман, А.Д. Козлов и др. М.: Изд-во стандартов, 1978.

17. Термодинамические свойства индивидуальных веществ / Под ред. В.П. Глушко М.: Наука, 1978 Т 1, кн. 2.

18. Термодинамические свойства кислорода / В.В. Сычев, А.А. Вассерман, А.Д. Козлов и др. М.: Изд-во стандартов, 1981.

19. Термодинамические свойства метана / В.В. Сычев, А.А. Вассерман, В.А. Загорученко и др. М.: Изд-во стандартов, 1979

20. Филлипов Л.П. Подобие свойства вещества М.: Изд-во МГУ, 1978.

21. IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use / International Association for the Properties of Water and Steam, Executive Secretary R.B. Dooley. Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA 94304, USA

22. IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water Steam / International Association for the Properties of Water and Steam, Executive Secretary R.B. Dooley. Electric Power Research Institute, Palo Alto, CA 94304, USA.

# РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

## ОСНОВЫ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

### 3.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

*Теплообмен* — самопроизвольный необратимый процесс распространения теплоты в пространстве, обусловленный разностью температур. Различают три способа (механизма) переноса теплоты: *теплопроводность, конвективный перенос и тепловое излучение*.

Теплопроводность обусловлена взаимодействием структурных микрочастиц (молекул, атомов, свободных электронов) непосредственно соприкасающихся тел (или частей одного и того же тела), имеющих разную температуру.

Конвективный перенос теплоты осуществляется макродвижением текучей среды (жидкости, газа) и теплопроводностью одновременно. Теплообмен между выделенной поверхностью и движущейся относительно нее жидкостью (или газом) называется конвективным теплообменом, или *теплоотдачей*, а процесс переноса теплоты от одной текучей среды к другой через разделяющую их твердую стенку — *теплопередачей*.

Тепловое излучение — перенос теплоты посредством электромагнитных волн, сопровождающийся двойным взаимным превращением — тепловой энергии в энергию излучения и наоборот.

Во множестве задач перенос теплоты через выделенную поверхность сопровождается переносом массы вещества (процессы на проницаемой поверхности, через которую вдувается охлаждающая жидкость или газ, теплообмен при фазовых превращениях, химических реакциях). Такие процессы одновременного переноса теплоты и массы называют *совместным тепло-массообменом*.

### А. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

#### 3.2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

##### 3.2.1. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ. ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК

Совокупность значений температуры  $T$  всех точек тела в данный момент времени представляет собой *температурное поле*.

$$T = T(x, y, z, \tau), \quad (3.1)$$

где  $x, y, z$  — пространственные координаты,  $\tau$  — время.

На основе известного поля температур (3.1) могут быть рассчитаны любые характеристики переноса теплоты в теле вследствие теплопроводности.

Зависимость (3.1) отвечает наиболее общему случаю *трехмерного неустойчивого, или нестационарного* (температура меняется во времени), поля. Возможны более простые случаи. Так, поле может быть *одномерным* или *двумерным*, если температура зависит от одной или двух координат соответственно. Когда температура остается постоянной с течением времени, то поле называют *стационарным (установившимся)*.

Геометрическое место точек, имеющих одинаковую температуру, образует *изотермическую поверхность*. Форма и положение такой поверхности в пространстве меняются во времени, если поле нестационарное, и остаются неизменными, если поле стационарное. Кривые, образующиеся в результате пересечения изотермической поверхности и плоскости, называются *изотермами*. Поскольку в одной и той же точке не может быть одновременно двух значений температуры, изотермические поверхности, так же как и изотермы, никогда не пересекаются — они либо заканчиваются на поверхности тела, либо замыкаются сами на себя.

Изменение температуры в пространстве характеризуется *градиентом температуры*  $\text{grad } T$ , который определяется как вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону увеличения температуры и равный частной производной температуры по этому направлению:

$$\text{grad } T = \frac{\partial T}{\partial n} \mathbf{n}_0, \quad (3.2)$$

где  $\mathbf{n}_0$  — единичный вектор соответствующего направления (подробнее см. § 4.6 книги I).

Количество теплоты, переносимой за единицу времени через произвольную изотермическую поверхность площадью  $F$ , называется *тепловым потоком*  $Q$ . Тепловой поток, приходящийся на единицу площади изотермической поверхности, носит название *плотности теплового потока*  $q$ . Связь между  $Q$  и  $q$  устанавливается из определений:

$$q = dQ/dF, \quad Q = \int_F q dF \quad (3.3)$$

Если  $q$  остается неизменным по поверхности  $F$ , то

$$Q = qF.$$

Скалярную величину  $q$  можно рассматривать как модуль вектора плотности теплового потока  $q$ , направление которого совпадает с направлением распространения теплоты в данной точке.

### 3.2.2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ. ЗАКОН ФУРЬЕ

Применение закона сохранения энергии к анализу процесса теплопроводности в неподвижной изотропной среде приводит к дифференциальному уравнению теплопроводности, которое связывает временное и пространственное изменение температуры.

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_V, \quad (3.4)$$

где  $\rho$  — плотность;  $c$  — удельная теплоемкость;  $\lambda$  — теплопроводность (подробно см. п. 3.2.3);  $q_V$  — мощность внутренних источников теплоты, которая представляет собой количество теплоты, выделяемой (поглощаемой) источниками (стоками) в единице объема тела за единицу времени (появление внутренних источников может быть вызвано пропусканием электрического тока, химическими или ядерными превращениями и т.п.).

При записи уравнения (3.4) использовано дополнительное условие о пропорциональности вектора плотности теплового потока градиенту температуры

$$\mathbf{q} = -\lambda \operatorname{grad} T \quad (3.5)$$

Соотношение (3.5) известно как закон Фурье и представляет собой в рамках рассматриваемой здесь феноменологической теории теплопроводности общепринятый постулат, являющийся хорошим приближением для большинства практических приложений (исключения наблюдаются при очень больших значениях  $\operatorname{grad} T$  в квантовых жидкостях, при температурах примерно  $10^4$ — $10^5$  К). Закон Фурье может быть достаточно строго получен на основе молекулярно-кинетических представлений (см § 6.2 книга 1)

Знак «минус» в (3.5) указывает на противоположность направлений векторов  $\mathbf{q}$  и  $\operatorname{grad} T$ . Физически это означает, что передача теплоты вследствие теплопроводности происходит всегда в направлении уменьшения температуры.

Запись дифференциального уравнения теплопроводности в виде (3.4) является наиболее общей, учитывающей зависимость физических свойств  $\lambda$ ,  $c$ ,  $\rho$  от температуры, неравномерность распределения  $q_V$  по объему и ее изменение во времени. Важ-

нейшие частные случаи уравнения (3.4) сведены в табл. 3.1, где приняты следующие обозначения  $a = \lambda / (\rho c)$  — физическое свойство вещества, характеризующее скорость выравнивания температуры в неравномерно нагретом теле и называемое температуропроводностью;  $\nabla^2$  — оператор Лапласа в прямоугольных координатах  $x, y, z$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2};$$

в цилиндрических координатах  $r, \varphi, z$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2};$$

в сферических координатах  $r, \varphi$  (долгота),  $\psi$  (широта)

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \psi^2} + \frac{\cos \psi}{r^2 \sin \psi} \frac{\partial}{\partial \psi} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \psi} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

В тех случаях, когда температурное поле оказывается двумерным или одномерным, оператор Лапласа соответственно упрощается благодаря тождественному равенству нулю производных по тем координатам, от которых температура не зависит.

Уравнение (3.4) может быть использовано для решения конкретных задач теплопроводности, если оно дополнено краевыми условиями (условиями однозначности), которые включают в себя:

геометрические условия, задающие форму и размеры тела;

физические условия, определяющие физические свойства вещества  $\lambda, c, \rho$ , их зависимость от температуры, если таковая имеется, а также изменение в пространстве и во времени мощности внутренних источников теплоты  $q_V$ .

начальные условия, устанавливающие распределение температуры внутри тела  $T(x, y, z)$  в начальный момент времени  $\tau = 0$ . В простейшем случае при  $\tau = 0$  температура во всех точках тела одинакова:  $T = T_0$ . Задание этих условий требуется только для нестационарных задач;

Таблица 3.1. Частные случаи дифференциального уравнения теплопроводности (3.4)

Вид задачи	$\lambda = \lambda(T)$		$\lambda = \text{const}$	
	$q_V \neq 0$	$q_V = 0$	$q_V \neq 0$	$q_V = 0$
Нестационарная	$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_V$	$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T)$	$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T + \frac{q_V}{\rho c}$	$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T$
Стационарная	$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + q_V = 0$	$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) = 0$	$\nabla^2 T + \frac{q_V}{\lambda} = 0$	$\nabla^2 T = 0$

граничные условия, характеризующие процесс теплообмена между поверхностью тела и окружающей его средой.

Если на границе раздела двух сред отсутствуют источники теплоты и теплообмен излучением, то на любом ее малом участке выполняются равенства температур этих сред и тепловых потоков, подводимых и отводимых от границы:

$$T_1 = T_2 + \lambda_1 (\partial T_1 / \partial n) = \lambda_2 (\partial T_2 / \partial n) \quad (3.6)$$

Условия (3.6) представляют условия сопряжения температурных полей контактирующих сред в наиболее общем виде. Их использование связано с совместным рассмотрением процессов переноса теплоты в обеих средах. Такие задачи называются сопряженными.

Для большинства практических задач условия на границе тела могут быть сформулированы проще, что позволяет ограничить рассмотрение пределами данного тела. Различают три рода таких условий:

1) *граничные условия первого рода* — на поверхности тела задано распределение температуры  $T_n$  в каждый момент времени. В простейшем случае температура поверхности тела может поддерживаться постоянной,

2) *граничные условия второго рода* — на поверхности тела задано распределение плотности теплового потока  $q_n$  в каждый момент времени. Это распределение может быть равномерным и не изменяться во времени, в частности, если поверхность теплоизолирована,

$$(\partial T / \partial n)_n = 0; \quad (3.7)$$

3) *граничные условия третьего рода* — известна температура окружающей тело среды и устанавливается закон, по которому осуществляется теплообмен между поверхностью тела и средой. Если среда жидкая, то чаще всего используется закон Ньютона—Рихмана связывающий плотность теплового потока на поверхности  $q_n$  с температурами поверхности  $T_n$  и среды  $T_{ж}$ :

$$q_n = \alpha (T_n - T_{ж}), \quad (3.8)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, характеризующий интенсивность теплообмена. Значение  $\alpha$  зависит от многих факторов и в общем случае изменяется по поверхности тела и во времени (подробнее см. § 3.5). С учетом (3.5) граничное условие третьего рода может быть представлено как

$$-\lambda (\partial T / \partial n)_n = \alpha (T_n - T_{ж}) \quad (3.9)$$

Методы решения уравнения (3.4) см в книге 1, п. 4.8.3, а также в [28, 36, 63, 82], численные методы — в книге 1, разд. 5 и в [115], расчет температурных полей методами аналогии рассмотрен в § 9.1.

Наряду с *прямой задачей теплопроводности* — отысканием температурного поля (3.1) путем решения уравнения (3.4) с известными краевыми условиями — возможна постановка и *обратной задачи*, в которой по заданному в пространстве и во време-

ни распределению температур требуется определить соответствующие краевые условия (либо начальное распределение температуры, либо граничные условия) или коэффициенты уравнения (3.4) физические свойства вещества. Подробно об обратных задачах теплопроводности см. в [97].

### 3.2.3. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

*Теплопроводность*  $\lambda$ , характеризующая способность вещества проводить теплоту, является физическим свойством вещества и зависит от его природы, а также от температуры и в меньшей степени — от давления. При не слишком низкой температуре ( $T > 100$  К) значение  $\lambda$  изменяется в следующих пределах:

для газов (паров) — 0,005—0,5 Вт/(м·К). С увеличением температуры теплопроводности возрастает. Такой же эффект вызывает и увеличение давления. Однако его влияние намного слабее, оно становится заметным лишь вблизи пограничной кривой, а также при низких (менее  $2 \cdot 10^3$  Па) и высоких (более  $2 \cdot 10^8$  Па) давлениях;

для каплярных неметаллических жидкостей — 0,06—0,7 Вт/(м·К). С повышением температуры теплопроводности обычно уменьшается (исключения составляют вода и глицерин). Повышение давления приводит к росту  $\lambda$ , однако этот эффект незначителен;

для твердых тел — 0,02—400 Вт/(м·К). Нижняя часть этого диапазона 0,02—3,0 Вт/(м·К) относится к диэлектрикам, материалы с  $\lambda < 0,2$  Вт/(м·К) используются как *теплоизоляционные*. Повышение температуры приводит к росту теплопроводности диэлектриков. Значения 20—400 Вт/(м·К) характерны для металлов и их сплавов. Сплавы отличаются меньшей теплопроводностью по сравнению с чистыми металлами, причем даже незначительные примеси могут вызывать существенное уменьшение  $\lambda$ . Заметное влияние оказывает термообработка. Для большинства чистых металлов теплопроводность уменьшается с ростом температуры, тогда как у сплавов она увеличивается.

Наиболее достоверные значения теплопроводности определяются экспериментально (методы экспериментального определения  $\lambda$  см в § 7.3). Это же относится и к теплопроводности смесей, сплавов и т.д., состоящих из компонент с известными значениями  $\lambda$  (закон аддитивности в данном случае не выполняется).

Теплопроводность газов приведена в табл. 3.2, водяного пара — в табл. 3.15, воздуха — в табл. 3.16, жидкостей — в табл. 3.3, воды — в табл. 3.14, твердых тел — в табл. 3.4—3.7.

Расчетный метод определения теплопроводности бинарной смеси газов с известными  $\lambda$  см в п. 3.17.1.

Необходимые для расчета теплопроводности  $\alpha$  металлов и сплавов значения плотности  $\rho$  и удельной теплоемкости  $c$  представлены в табл. 3.8.

Таблица 3.2. Теплопроводность  $\lambda \cdot 10^{-3}$ , Вт/(м · К), газов и паров [13, 94, 104]

Газ (пар)	$p \cdot 10^{-5}$ Па	Температура, К								
		200	300	400	500	600	700	800	1000	1200
Азот N <sub>2</sub>	1	18,6	26,1	32,7	38,9	44,8	50,7	56,4	67,6	78,3
	200	45,8	37,7	40,4	44,7	49,6	54,7	59,9	70,4	80,5
	500	75,4	57,4	53,8	54,7	57,5	61,2	65,5	74,7	84,1
Аммиак NH <sub>3</sub>	1	13,2	24,4	37,4	51,6	66,8	82,5	98,5	—	—
	20	—	Ж(467)	40,5	53,6	68,2	84,0	—	—	—
Аргон Ar	1	12,5	17,8	22,4	26,6	30,4	33,9	37,8	43,4	49,1
	100	23,5	22,5	25,4	29,3	32,9	35,9	39,0	44,9	—
	500	70,9	47,0	41,5	41,1	41,4	43,3	45,3	49,7	—
Ацетон C <sub>3</sub> H <sub>6</sub> O	1	—	Ж(158)	20,1	30,6	42,2	56,2	72,1	—	—
Бензол C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	1	—	Ж(143)	19,7	30,2	41,0	62,7	81,8	—	—
Бутан C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	1	Ж(151)	16,1	28,4	42,4	58,0	75,3	96,4	—	—
Бутанол (бутиловый спирт) C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> O	1	—	Ж(151)	27,3 при 440 К	34,9	—	—	—	—	—
Водород H <sub>2</sub>	1	134	187	231	271	308	343	379	450	522
	500	197	228	261	295	328	361	394	462	532
Гексан C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	1	Ж(152)	Ж(120)	23,6	36,0	50,0	67,5	87,1	—	—
Гелий He	1	118	156	190	222	253	281	309	362	410
	300	134,2	167,0	198,6	229,0	258,6	286,7	312,9	366,8	—
Гептан C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	1	Ж(152)	Ж(124)	21,7	33,5	46,6	61,2	—	—	—
Дюоксид серы SO <sub>2</sub>	1	—	9,75	15,1	20,6	26,1	31,6	37,1	47,6	57,2
	50	9,47	16,6	24,3	32,2	39,8	47,3	54,5	68,0	80,6
Дюоксид углерода CO <sub>2</sub>	1	—	24,0	27,0	34,0	41,1	48,5	55,5	68,8	—
	50	Ж(185)	24,0	27,0	34,0	41,1	48,5	55,5	68,8	—
при 220 К										
Дымовые газы с содержанием CO <sub>2</sub> = 13 % и H <sub>2</sub> O, %:										
5	1	—	24,7	33,1	41,9	50,6	56,6	63,8	77,2	89,6
10	1	—	25,3	33,9	43,0	52,4	59,1	67,2	82,4	96,8
15	1	—	25,5	34,5	43,9	54,0	61,3	70,0	87,1	104
20	1	—	25,6	34,8	44,8	55,3	63,1	72,4	91,0	109
25	1	—	25,8	35,1	45,3	56,2	64,4	74,4	94,1	114
Кислород O <sub>2</sub>	1	18,7	26,9	34,6	42,1	49,5	56,5	63,3	76,0	87,8
	100	31,6	31,8	38,4	45,3	52,1	58,8	65,4	77,7	89,3
	300	—	46,2	47,4	52,2	57,8	63,6	69,5	81,1	92,1
Криптон Kr	1	6,59	9,57	12,2	14,6	16,8	18,9	20,9	24,5	27,9
Ксенон Xe	1	3,81	5,61	7,31	8,88	10,3	11,7	12,8	15,4	17,5
Метан CH <sub>4</sub>	1	21,8	34,1	49,2	66,8	86,2	106,5	127,4	168,6	—
	50	40,5	38,6	52,5	69,5	88,5	108,6	—	—	—
	100	—	45,1	56,3	72,4	90,9	110,6	—	—	—
Метанол (метиловый спирт) CH <sub>4</sub> O	1	—	Ж(202)	26,1	37,5	51,4	64,9	81,6	—	—
Неон Ne	1	36,9	48,8	59,3	68,8	77,7	86,1	94,1	109,2	123,2
Оксид углерода CO	1	17,4	25,1	32,2	38,3	44,2	49,8	55,3	65,6	75,6
Пентан C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	1	Ж(150)	Ж(112)	26,0	38,0	53,2	70,7	90,4	—	—

Окончание табл. 3.2

Газ (пар)	$p \cdot 10^{-5}$ Па	Температура, К								
		200	300	400	500	600	700	800	1000	1200
Пропан $C_3H_8$	1	Ж(152)	18,2	31,1	45,9	62,8	81,3	—	—	—
Пропилен $C_3H_6$	1	Ж(161)	17,6	30,0	43,5	57,9	—	—	—	—
Углерод четырех- хлористый $CCl_4$	1	—	6,71	9,95	13,2	16,4	21,2	24,5	—	—
Фтор $F_2$	1	18,2	27,0	34,5	41,6	48,8	55,9	—	—	—
Хлор $Cl_2$	1	5,36	8,83	12,4	15,7	18,8	21,5	—	—	—
Этан $C_2H_6$	1	11,4	21,4	36,1	53,0	71,5	90,7	115	—	—
Этанол (этиловый спирт) $C_2H_6O$	1	—	Ж(166)	25,8	37,8	54,5	71,9	91,5	—	—
Этилен $C_2H_4$	1	11,0	20,6	34,2	51,0	66,2	—	—	—	—
Эфир диэтиловый $C_4H_{10}O$	1	—	Ж(133)	25,5	37,6	54,7	72,5	92,2	—	—

Примечания. 1 В пределах указанных давлений и температур возможна линейная интерполяция значений  $\lambda$  с отклонением от данных [13, 94, 104] не более 3% для низких и не более 6% для высоких давлений

2 Буква «Ж» означает, что при данных давлениях и температурах вещество находится в жидком состоянии; в скобках указана соответствующая теплопроводность  $\lambda \cdot 10^3$ , Вт/(м · К).

Таблица 3.3 Теплопроводность жидкостей [13, 87, 94, 104]

Жидкости	Температура, °С	$\lambda$ , Вт/(м · К)
<b>Алканы:</b>		
бутан $CH_3 - (CH_2)_2 - CH_3$	60—120	0,094—0,079
пентан $CH_3 - (CH_2)_3 - CH_3$	0—50	0,121—0,108
гексан $CH_3 - (CH_2)_4 - CH_3$	0—200	0,132—0,081
гептан $CH_3 - (CH_2)_5 - CH_3$	-80—+80	0,156—0,113
октан $CH_3 - (CH_2)_6 - CH_3$	-40—+120	0,148—0,106
нонан $CH_3 - (CH_2)_7 - CH_3$	-40—+140	0,146—0,101
декан $CH_3 - (CH_2)_8 - CH_3$	-20—+160	0,145—0,102
ундекан $CH_3 - (CH_2)_9 - CH_3$	-20—+180	0,147—0,101
додекан $CH_3 - (CH_2)_{10} - CH_3$	0—200	0,146—0,102
тридекан $CH_3 - (CH_2)_{11} - CH_3$	0—220	0,148—0,102
тетрадекан $CH_3 - (CH_2)_{12} - CH_3$	20—140	0,146—0,122
пентадекан $CH_3 - (CH_2)_{13} - CH_3$	40—260	0,143—0,100
гексадекан $CH_3 - (CH_2)_{14} - CH_3$	40—280	0,145—0,0996
гептадекан $CH_3 - (CH_2)_{15} - CH_3$	40—300	0,148—0,0989
октадекан $CH_3 - (CH_2)_{16} - CH_3$	40—300	0,149—0,103
нонадекан $CH_3 - (CH_2)_{17} - CH_3$	40—320	0,151—0,0998
эйкозан $CH_3 - (CH_2)_{18} - CH_3$	40—340	0,152—0,0992
<b>Аммиак <math>NH_3</math></b>	0—100	0,540—0,313
<b>Анлин <math>C_6H_5-NH_2</math></b>	0—150	0,186—0,159
<b>Ароматические углеводороды:</b>		
бензол $C_6H_6$	10—160	0,149—0,103
изопропилбензол (кумол) $C_6H_5 - CH - (CH_3)_2$	0—100	0,129—0,113
ксилол $C_6H_4 - (CH_3)_2$	0—100	0,136—0,117
толуол $C_6H_5 - CH_3$	-80—+240	0,159—0,083

Продолжение табл 3 3

Жидкости	Температура, °С	$\lambda$ , Вт/(м·К)
Ацетон $\text{CH}_3 - \text{CO} - \text{CH}_3$	0—100	0,174—0,151
Бензин (плотность 700 кг/м <sup>3</sup> )	-50—+200	0,131—0,080
Газойль.	20—300	0,121—0,086
Глицерин $\text{CH}_2\text{OH} - \text{CHOH} - \text{CH}_2\text{OH}$	25—150	0,279—0,296
Двуокись углерода $\text{CO}_2$	-30—+10	0,142—0,0992
Керосин	-50—+300	0,127—0,074
Кислоты (водные растворы с массовой концентрацией), %:		
азотная $\text{HNO}_3$ .		
25	20—60	0,534—0,576
50	20—60	0,458—0,479
75	0—100	0,360
96	0—100	0,265—0,243
серная $\text{H}_2\text{SO}_4$ :		
25	20—60	0,531—0,587
50	20—60	0,469—0,513
75	0—60	0,381—0,438
96	0—100	0,317—0,352
соляная $\text{HCl}$ .		
10	10—30	0,535—0,442
50	10—30	0,611—0,490
90	20	0,59
уксусная $\text{CH}_3 - \text{COOH}$	25—75	0,171—0,162
Масла.		
МС-20	0—150	0,136—0,120
АМГ-10	20—100	0,119—0,109
трансформаторное	-50—+100	0,116—0,104
Нитробензол $\text{C}_6\text{H}_5 - \text{NO}_2$	0—125	0,154—0,136
Олефины:		
пропилен $\text{CH}_2 = \text{CH} - \text{CH}_3$	0—50	0,118—0,106
гексен $\text{CH}_2 = \text{CH} - (\text{CH}_2)_3 - \text{CH}_3$	0—175	0,128—0,085
гептен $\text{CH}_2 = \text{CH} - (\text{CH}_2)_4 - \text{CH}_3$	0—200	0,132—0,087
Скипидар	15	0,13
Спирты:		
метилловый $\text{CH}_3 - \text{OH}$	25—100	0,200—0,181
этиловый $\text{C}_2\text{H}_5 - \text{OH}$ (водные растворы с массовой концентрацией спирта), %		
20	0—75	0,447—0,502
40	0—75	0,348—0,372
60	0—75	0,271—0,273
94	0—75	0,179—0,160
пропиловый $\text{CH}_3 - \text{CH}_2 - \text{CH}_2 - \text{OH}$	25—100	0,156—0,142
изопропиловый $\text{CH}_3 - \text{CHOH} - \text{CH}_3$	25—75	0,140—0,131
бутиловый $\text{CH}_3 - (\text{CH}_2)_2 - \text{CH}_2 - \text{OH}$	-80—+100	0,169—0,141
Топливо дизельное	20—100	0,117—0,108



Окончание табл. 3.3

Жидкости	Температура, °С	$\lambda$ , Вт/(м·К)
Углеводороды дифенилметанового ряда		
ДТМ $\text{CH}_3\text{C}_6\text{H}_4 - \text{CH}_2 - \text{C}_6\text{H}_5$	50—90	0,124—0,119
ДКМ $(\text{CH}_3)_2\text{CHC}_6\text{H}_4 - \text{CH}_2 - (\text{CH}_3)_2\text{CHC}_6\text{H}_4$	20—100	0,127—0,119
ТДМ $(\text{CH}_3)_2\text{CH}_2\text{C}_6\text{H}_3 - \text{CH}_2 - (\text{CH}_3)_2\text{CH}_2\text{C}_6\text{H}_3$	20—75	0,109—0,095
Углерод четыреххлористый $\text{CCl}_4$	-20—+200	0,113—0,0645
Хладоны:		
хладон-11 $\text{CFCl}_3$	-60—+100	0,112—0,067
хладон-12 $\text{CF}_2\text{Cl}_2$	-80—+70	0,104—0,055
хладон-13 $\text{CF}_3\text{Cl}$	-80— 20	0,0894—0,0613
хладон-21 $\text{CH}_2\text{FCl}_2$	-40—+100	0,123—0,072
хладон-22 $\text{CHF}_2\text{Cl}$	-100—+40	0,143—0,078
хладон-113 $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}_3$	-20—+90	0,083—0,0615
хладон-114 $\text{C}_2\text{F}_4\text{Cl}_2$	-40—+70	0,080—0,0518
хладон-142 $\text{C}_2\text{H}_3\text{F}_2\text{Cl}$	-80—+60	0,126—0,0711
Хладоны озонобезопасные:		
хладон-134в $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$	-50—+60	0,116—0,0671
хладон-141в $\text{C}_2\text{FCl}_2\text{H}_3$	0—140	0,0980—0,0590
хладон-152в $\text{CF}_2\text{HCH}_3$	-40—+80	0,128—0,0703
Хлорбензол $\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$	0—120	0,133—0,112
Циклогексан $\text{C}_6\text{H}_{12}$	10—80	0,127—0,112
Этиленгликоль $\text{CH}_2\text{OH} - \text{CH}_2\text{OH}$	0—100	0,252—0,264

Примечание. Приведенные значения  $\lambda$  соответствуют крайним значениям указанного для каждой жидкости температурного интервала. Внутри этого интервала  $\lambda$  может быть найдена с помощью линейной интерполяции с отклонением от данных [13, 87, 94, 104] в пределах 1%.

Таблица 3.4 Теплопроводность чистых металлов в твердом состоянии [97, 102, 105, 114]

T, К	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, К	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, К	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, К	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, К	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, К	$\lambda$ , Вт/(м·К)
<i>Алюминий Al</i>		<i>Ванадий V</i>		<i>Вольфрам W</i>		<i>Гафний Hf</i>		<i>Железо Fe</i>		<i>Иридий Ir</i>	
200	237	200	31,3	200	186	300	23,0	1400	31,2	200	150
300	237	300	30,7	300	174	400	22,3	1600	33,0	250	148
400	240	400	31,3	400	159	500	21,7	<i>Золото Au</i>		300	148
500	236	500	32,2	500	146	600	21,3	200	323	<i>Кадмий Cd</i>	
600	236	600	33,3	600	137	800	20,8	300	317	200	99,3
700	225	800	35,7	800	125	1000	20,7	400	311	300	96,8
800	218	1000	38,2	1000	118	1200	20,8	500	304	400	94,7
900	210	1200	40,8	1200	113	1500	21,3	600	298	500	92,0
<i>Бериллий Be</i>		1400	43,4	1500	107	1800	22,0	800	284	<i>Калий K</i>	
200	301	1600	45,9	2000	100	<i>Железо Fe</i>		1000	270	200	104
300	200	1800	48,4	2500	94,9	200	94,0	1200	255	250	104
400	161	<i>Висмут Bi</i>		3000	91,4	300	80,2	<i>Индий In</i>		300	102
500	139	200	9,69	<i>Гаулий Ga</i>		400	69,5	200	89,7	<i>Кобальт Co</i>	
600	126	250	8,54	200	42,4	500	61,3	250	85,6	200	61,6
800	106	300	7,87	250	41,4	600	54,7	300	81,6	300	71,6
1000	90,8	350	7,39	300	40,6	800	43,3	350	77,8	400	98,2
1200	78,7	400	7,04	<i>Гафний Hf</i>		1000	32,8	400	74,5	500	111
1400	69,4	500	6,63	200	24,4	1200	28,3			600	119

Окончание табл. 3.4

T, K	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, K	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, K	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, K	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, K	$\lambda$ , Вт/(м·К)	T, K	$\lambda$ , Вт/(м·К)
<i>Кобальт Co</i>		<i>Молибден Mo</i>		<i>Ниобий Nb</i>		<i>Плутоний Pu</i>		<i>Тантал Ta</i>		<i>Уран U</i>	
800	126	400	134	1500	76	400	5,80	1200	61,0	600	31,4
1000	114	500	130	1800	83	500	6,40	1500	62,2	800	32,6
1200	91,8	600	126	<i>Олово Sn</i>		600	6,98	1800	63,4	1000	29,0
1500	43,7	800	118	200	73,3	800	8,20	2000	64,1	1200	22,7
<i>Литий Li</i>		1000	112	250	69,6	1000	9,30	2200	64,8	<i>Хром Cr</i>	
200	90,1	1200	105	300	66,6	<i>Свинец Pb</i>		2500	65,6	200	111
250	87,1	1500	98,0	350	64,2	200	36,7	2800	66,4	300	93,7
300	84,7	1800	92,9	400	62,2	300	35,3	3000	66,6	400	90,9
350	82,8	2000	90,3	500	59,6	400	34,0	<i>Титан Ti</i>		500	86,0
400	80,4	2200	88,2	<i>Паладий Pd</i>		500	32,8	200	24,5	600	80,7
<i>Магний Mg</i>		2500	86,0	200	71,6	600	31,4	300	21,9	800	71,3
200	159	<i>Натрий Na</i>		300	71,8	<i>Серебро Ag</i>		400	20,4	1000	65,4
300	156	200	142	400	73,6	200	430	500	19,7	1200	61,9
400	153	250	143	500	76,3	300	429	600	19,4	1500	57,2
500	151	300	141	600	79,7	400	425	800	19,7	1800	52,6
700	147	350	139	800	86,9	500	419	1000	20,7	2000	49,4
900	145	<i>Никель Ni</i>		1000	94,2	600	412	1200	22,0	<i>Цинк Zn</i>	
<i>Марганец Mn</i>		200	107	1200	102	800	396	1500	24,5	200	118
300	154	300	90,7	1500	110	1000	379	1800	27,0	300	116
400	142	400	80,2	1800	115	1200	361	<i>Торий Th</i>		400	111
500	134	500	72,2	<i>Платина Pt</i>		<i>Сурьма Sb</i>		200	38,0	500	107
600	135	600	65,6	200	72,6	200	21,6	300	35,6	600	103
700	138	800	67,6	300	71,6	300	18,2	400	33,3	<i>Цирконий Zr</i>	
<i>Медь Cu</i>		1000	71,8	400	71,8	400	16,5	500	31,0	200	25,2
200	413	1200	76,2	500	72,3	500	16,1	600	28,6	300	22,7
300	401	1500	82,6	600	73,2	600	17,0	800	24,0	400	21,6
400	393	<i>Ниобий Nb</i>		800	75,6	800	20,8	1000	19,3	500	21,0
500	386	200	50	1000	78,7	<i>Тантал Ta</i>		1200	14,4	600	20,7
600	379	300	53	1200	82,6	200	57,5	1500	7,5	800	21,6
800	366	400	55	1500	89,6	300	57,5	<i>Уран U</i>		1000	23,7
1000	352	600	59	<i>Плутоний Pu</i>		400	57,8	200	17,8	1200	26,0
1200	339	800	64	200	4,65	600	58,6	300	22,5	1500	28,8
<i>Молибден Mo</i>		1000	67	300	5,23	800	59,4	400	26,5	1800	31,4
200	143	1200	70			1000	60,2	500	30,0	2000	33,0
300	138										

Таблица 3.5. Теплопроводность сталей, Вт/(м·К) [105, 109, 114]

Марка стали	Температура, К						
	300	400	600	800	1000	1200	1400
<i>Углеродистые стали</i>							
08	59,2	56,7	48,4	39,3	31,1	26,9	28,8
20	51,7	50,5	44,0	38,5	30,5	26,7	28,8
40	48,1	47,7	43,3	36,9	34,2	26,1	28,4
<i>Стальное литье</i>							
15Л, 20Л, 25Л, 30Л, 35Л, 40Л, 45Л, 50Л, 55Л	45,5	44,0	41,1	38,1	35,2	32,8	—
<i>Низко- и среднеуглеродистые стали перлитного класса</i>							
15Х, 15ХЛ, 20Х	39	37	35	33	31	30	—
15ХМ, 15ХМА, 24Х1МФ	41,9	40,7	38,7	36,0	33,7	30,7	—

Окончание табл. 3.5

Марка стали	Температура, К						
	300	400	600	800	1000	1200	1400
30ХГС, 30ХГСА, 30ХМ, 30ХМА, 35ХМ	39,2	38,5	38,0	37,0	35,9	34,5	—
40ХН	—	43,6	40,4	37,0	—	—	—
12Х1МФ	41,8	41,2	40,0	38,8	37,2	36,0	—
15ХФ	—	29,8	44,6	64,0	86,0	—	—
30Г2	—	29,0	31,0	30,8	27,4	—	—
<i>Высоколегированные стали мартенситного, мартенситно-ферритного и ферритного классов</i>							
12Х13, 30Х13	25,9	27,1	27,8	27,0	25,4	26,9	28,9
14Х17Н2	—	22,0	24,2	25,8	—	—	—
15Х5М	43,9	43,0	41,0	39,0	37,0	35,0	34,0
15Х11МФ, 15Х12ВНМФ	41,8	41,3	39,2	36,7	34,0	30,9	—
18Х12ВМБФР, 40Х13	33,1	33,2	33,5	33,3	32,3	31,4	30,7
<i>Высоколегированные стали аустенитного класса</i>							
08Х18Н12Б, 17Х18Н9	14,9	16,6	18,8	22,0	24,1	26,0	—
08Х16Н13М2Б, 10Х17Н13М2Т, 31Х19Н9МВБТ	14,7	15,1	15,9	16,4	16,8	17,2	17,6
08Х16Н13М2Б, 09Х14Н19В2БР1, 45Х14Н14В2М	—	15,6	18,7	21,6	25,1	—	—
10Х14Г14Н4Т, 37Х12Н8Г8МФБ	—	17,9	20,3	22,3	25,7	—	—
12Х18Н9Т	14,5	16,5	18,5	21,5	25,0	25,8	28,0
20Х23Н18	14,0	14,3	15,0	15,9	16,7	17,4	18,1
40Х15Н17Г7Ф2МС	—	14,6	18,5	22,3	26,5	—	—

Таблица 3.6 Теплопроводность сплавов, Вт/(м·К) [67, 105, 109, 114]

Сплав	Состав, %	Температура, °С						
		0	100	200	300	400	500	600
Алюмель	95 Ni, 2 Al, 2 Mn, 1 Si	—	29,6	31,8	35,0	38,2	41,2	—
Алюминиевые сплавы	97 Al, 3 Mg	162*	164	168	172	176	182	—
	92 Al, 8 Mg	105*	114	128	138	141	142	—
	93 Al, 4 Cu, 3 Si	121	131	148	164	—	—	—
	90 Al, 10 Cu	200*	195	191	195	191	183	—
	89,5 Al, 6 Zn, 2,5 Mg, 2,0 Cu (закаленный)	117	132	150	170	190	—	—
	88 Al, 12 Si (литой)	174	196	210	245	290	—	—
Бронзы	95,5 Cu, 3,2 Sn, 1,3 Mn	40	48	54	54	54	—	—
	95 Cu, 5 Mn	94,2	103	112	122	127	—	—
	89 Cu, 10 Sn, 1 P	33	37	42	45	48	51	52
	85 Cu, 6 Sn, 6 Zn, 3 Pb	62	69	75	81	86	90	93
	85,5 Cu, 10 Al, 3 Fe, 1,5 Mn	58	63	69	75	79	83	—
	82 Cu, 10 Al, 4 Fe, 4 Ni	75	86	98	—	—	—	—
75 Cu, 25 Sn	23	30	36	41	—	—	—	
Дюралюминий	95 Al, 4,5 Cu, 0,5 Mg	159	181	194	204	211	—	—
Инвар	65 Fe, 35 Ni	11,0	11,4	12,0	12,7	—	—	—
Инконель	80 Ni, 14 Cr, 6 Fe	11,1*	11,9	13,6	15,2	16,9	18,5	20,2
Константан	40 Ni, 58,5 Cu, 1,5 Mn	20,9	23,3	26,3	30,6	37,2	—	—
Копель	56,5 Cu, 43 Ni, 0,5 Mn	24,2	—	—	—	—	—	—
Латуни	96 Cu, 4 Zn	244	245	246	249	254	259	—
	68 Cu, 32 Zn	105	108	110	113	116	119	121
	62 Cu, 38 Zn	102	116	132	148	164	181	196
	59 Cu, 36 Zn, 3 Al, 2 Ni	81	93	106	119	132	140	150
	58 Cu, 40 Zn, 2 Mn	67	78	88	97	106	115	121
	58 Cu, 40,7 Ni, 1,3 Pb	122*	122	123	124	128	135	—

Окончание табл. 3.6

Сплав	Состав, %	Температура, °С							
		0	100	200	300	400	500	600	
Магние <span>вые</span> спла <span>вы</span>	92 Mg, 8 Al	64	71	77	83	88	92	—	
	90 Mg, 10 Al	99	104	109	114	117	120	—	
	91,9 Mg, 6,5 Al, 1,1 Ir, 0,5 Mn	81	89	95	101	104	107	—	
	97,7—99,2 Mg, 0,8—1,5 Al, 0,01—0,8 Be	—	122	124	126	128	129	—	
Манганин	85 Cu, 12 Mn, 3 Ni	21,7	26,4	31,4	36,0	—	—	—	
Медно-никеле <span>вые</span> спла <span>вы</span>	90 Cu, 10 Ni	57	64	73	79	86	98	—	
	80 Cu, 20 Ni	32	39	46	52	—	—	—	
	40 Cu, 60 Ni	21	25	31	38	—	—	—	
Медные жаропрочные спла <span>вы</span>	99,3 Cu, 0,4 Cr, 0,3 Zn	153*	167	202	233	286	—	—	
	98,9 Cu, 0,9 Ni, 0,2 Be	195*	204	221	236	258	283	—	
	98,8 Cu, 1,2 Be	103*	112	128	163	202	186	166	
	96,2 Cu, 3,3 Co, 0,5 Be	211*	222	242	251	258	255	238	
Мельхиор	68,2 Cu, 30 Ni, 1 Mn, 0,8 Fe	37,1	—	—	—	—	—	—	
Металл Вуда	48 Bi, 26 Pb, 13 Sn, 13 Cd	13	—	—	—	—	—	—	
Металл Розе	50 Br, 25 Pb, 25 Sn	16**	—	—	—	—	—	—	
Монель-металл	67 Ni, 29 Cu, 2 Fe, 1 Mn	21,4	24,3	27,7	30,6	33,6	36,9	39,8	
Нейзильбер	63 Cu, 22 Zn, 15 Ni	24,6	31	39,5	45	49	—	—	
Никеле <span>вые</span> спла <span>вы</span>	68,5 Ni, 27,5 Cr, 3 Al, 1 Fe	11,7	12,6	13,8	15,5	17,2	18,8	20,9	
	67,5 Ni, 16,5 Cr, 2 Ti, 3 Fe	—	13,4	15,5	18,0	20,1	22,2	24,3	
	63,5 Ni, 20,5 Cr, 6 Fe	14,1*	15,1	17,0	18,5	19,7	20,5	22,8	
	60 Ni, 40 Co	41,8*	41,1	39,8	38,4	37,0	35,6	34,3	
	90 Ni, 10 Cr	17,1	19,0	20,9	22,8	24,7	—	—	
Инхром	80 Ni, 20 Cr	12,6	14,0	15,7	17,4	18,9	21,4	23,0	
	90 Pt, 10 Ir	30,9	31,0	—	—	—	—	—	
	90 Pt, 10 Rh	30,0	30,6	—	—	—	—	—	
Титановые спла <span>вы</span>	96 Ti, 2 Al, 2 Mn	9,9*	10,5	11,6	12,8	13,8	—	—	
	95 Ti, 5 Al	—	—	14,2	14,7	15,5	16,7	18,0	
	95 Ti, 2 Al, 3 Zr	—	—	10,0	13,2	14,2	15,5	16,8	
	93,3 Ti, 3,5 Al, 1,8 V, 1,4 Mo	—	—	9,9	11,5	13,1	14,6	16,4	
	92,5 Ti, 5 Al, 2,5 Sn	7,7*	8,3	8,9	10,5	11,6	—	—	
Ферронихром	92 Ti, 4 Al, 3 Mo, 1 V	8,4**	—	—	—	—	—	—	
	65,5 Ni, 17 Fe, 15 Cr, 1,5 Mn, 1 Si	11,8	13,3	14,6	16,1	17,5	—	—	
	61 Ni, 20 Fe, 15 Cr, 4 Mn	11,6	11,9	12,2	12,4	12,7	12,9	13,1	
	91 Ni, 9 Cr	16,0	17,8	19,8	21,6	23,5	—	—	
Цирконие <span>вые</span> спла <span>вы</span>	97,45 Zr, 2,3 Sn, 0,15 O, 0,1 C	10,9*	11,3	11,7	—	—	—	—	
	97 Zr, 3 Sn	—	12,0	13,3	14,5	15,6	16,7	18,0	
	97,8 Zr, 1 Hf, 0,9 Ta, 0,3 C	19,0*	19,6	19,7	21,0	22,4	23,2	24,2	
	92,15 Zr, 7,6 Mo, 0,15 C, 0,1 O	8,6*	10,1	13,1	—	—	—	—	
	90 Zr, 9,8 Nb, 0,2 C	11,6	12,4	13,9	—	—	—	—	
Чугун	высокопрочный	92,4 Fe, 3,6 C, 2,9 Si, 1,1 Mn	—	30,4	32,2	32,4	31,9	30,4	29,1
	ковкий	96 Fe, 2,5 C, 1 Si, 0,5 Mn	—	49,0	48,2	37,2	46,5	—	—
	коррозионно-стойкий (высоколегированный)	71,7 Fe, 13,7 Ni, 6,4 Cr, 3,4 Cr, 2,4 C, 1,8 Si, 0,6 Mn	—	33,9	—	—	31,4	—	—
	серый	94,5 Fe, 3,2 C, 1,6 Si, 0,7 Mn	—	50,7	—	—	45,2	—	—
	94,2 Fe, 3,1 C, 2,3 Si, 0,4 Mn	—	46,5	—	—	42,3	—	—	

\* Значение  $\lambda$  при 50 °С.

\*\* То же при 20 °С.

Таблица 37 Плотность  $\rho$ , теплопроводность  $\lambda$ , удельная теплоемкость  $c$  технических материалов [83, 102, 108, 114, 116]

Материал	Массовая влажность $W$ , %	$t$ , °C	$\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$\lambda$ , Вт/(м·К)	$c$ , кДж/(кг·К)
Антрацит	—	20	1,44	0,33	0,95
Асфальт	=0	0—30	2,12	0,60—0,74	1,7
Базальт	—	—	2,8	3,5	0,92
Бакелитовый лак	—	—	1,4	0,29	—
Бетон:					
с каменным щебнем	—	20	2,0	1,3	0,84
с кирпичным щебнем	—	20	1,9	1,2	0,84
Битум	—	20	9,5—10,0	0,081—0,093	—
Бумага обыкновенная	=0	20	0,73	0,14	1,5
Вага хлопчатобумажная	=0	30	0,08	0,042	—
Войлок:					
грубошерстный	—	20	0,14	0,052	—
полугрубошерстный	—	20	0,23	0,047	—
Газобетон:					
безавтоклавный	—	20	0,45—0,65	0,12—0,19	—
конструктивный	—	20	0,8—0,9	0,22—0,25	—
	—	20	1,1—1,2	0,31—0,41	—
Гетинакс	—	25	1,35	0,23	1,42
Гипс формованный	5	20	1,25	0,43	0,84—0,92
Гипсобетон	—	—	1,0—1,3	0,37—0,56	0,80
Глина	15—20	20	1,6—2,0	0,7—0,9	0,84
Глина огнеупорная	=0	450	1,84	0,93	1,1
Гравий	=0	20	1,84	0,36	—
Гранит	—	—	2,72	2,2	0,92
Грунт:					
подзолистый	0,3	25	1,31	0,28	0,84
	18,6	25	1,46	0,73	0,96
	16,6	25	1,84	1,42	1,15
суслинок	42	20	1,96	1,49	1,15
Грунтовка	—	20	0,87—0,98	0,13—0,16	1,5—1,6
Гудрон	—	20	0,95	0,3	1,7
Дельта-древесина	=0	35—70	—	0,21	—
Дерево:					
дуб	6—8	25	0,825	Поперек волокон 0,198—0,209; вдоль волокон 0,349—0,43	2,4
сосна	8	25	0,55	Поперек волокон 0,14—0,16, вдоль волокон 0,35—0,41	2,7
фанера клееная	0	20	0,60	0,15	2,5
Древесная кора	0	20	0,35	0,076	—
Древесная стружка	0	20	0,15	0,093	—

Продолжение табл. 3.7

Материал	Массовая влажность $W$ , %	$t$ , °C	$\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$\lambda$ , Вт/(м·К)	$c$ , кДж/(кг·К)
Древесно-волоконистые плиты	0	20	0,25—0,35	0,093	—
Древесно-слоистые пластики	—	—	—	0,15—0,20	1,55—2,4
Древесно-стружечные плиты	—	20	0,35—0,80	0,077—0,097	—
Древесные опилки	≈0	20	0,15—0,25	0,07—0,093	—
Железобетон	—	20	2,2	1,5	0,84
Зола (порошок)	—	25	0,78	0,13	0,75
Известняк-ракушечник	—	20	1,4	0,64	0,92
Карболит черный	≈0	50	1,15	0,138	—
Картон	≈0	20	0,16—0,50	0,14—0,35	1,5
Каучук синтетический	—	20	1,6	0,21	1,35
Кварц кристаллический	—	0	2,5—2,8	Поперек оси 7,2; вдоль оси 13,6	0,84
Кембрик лакированный	—	38	—	0,157	—
Кирпич:					
красный	≈0	0	1,8	0,77	0,88
силикатный	≈0	0	1,9	0,81	0,84
Кладка на холодном растворе из кирпича:					
красного	≈0	0	1,7	0,81	0,88
силикатного	≈0	0	1,9	0,87	0,84
Кладка на теплом растворе из кирпича:					
красного	≈0	0	1,6	0,67	0,84
силикатного	≈0	0	1,7	0,76	0,80
Кладка бутовая из камней средней плотности	≈0	0	2,0	1,28	0,88
Кожа подошвенная	≈0	30	1,0	0,14—0,16	1,4
Кокс порошкообразный	≈0	100	0,45	0,19	1,2
Колчедан					
медный	—	—	4,7	4,2	0,88
серый	—	—	4,6	4,2	0,88—1,35
Котельная накипь:					
богатая гипсом	≈0	100	2,0—2,7	0,7—2,0	—
богатая известью	≈0	100	1,0—2,5	0,15—2,0	—
богатая силикатами	≈0	100	0,3—1,2	0,08—0,23	—
Лед	—	0	0,917	2,2	2,3
Линолеум	—	20	1,1—1,2	0,23	—
Мел	≈0	50	2,0	0,93	0,88
Миканит	≈0	20	—	0,21—0,41	—
Мрамор	—	0	2,7—2,8	1,3—3,0	0,92
Найлон (полиамид 66)	—	—	—	0,87—0,88	1,26—2,1
Нафталин (порошок)	—	20	0,72	0,15	1,3
Органическое стекло (плексиглас)	—	20	—	0,184	—
Парафин	—	20	0,92	0,27	2,26

Продолжение табл. 3.7

Материал	Массовая влажность $W$ , %	$t$ , °C	$\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	$\lambda$ , Вт/(м·К)	$c$ , кДж/(кг·К)	
Пемза	=0	20	0,4—0,6	0,14—0,17	—	
Пенобетон	1,5	25	0,36	0,095	0,80	
Пенобетонные плиты	—	—	0,40	$0,10 + 0,002 t$	—	
	—	—	0,50	$0,12 + 0,002 t$	—	
Песок кварцевый	1,0	45	1,32	0,44	0,75	
	5,0	45	1,52	0,81	0,92	
	10,0	45	1,85	1,32	1,26	
Песок речной	мелкий	0	20	1,5	0,33	0,80
		5,5	11	1,24	0,59	1,05
		13,9	11	1,78	2,0	1,22
	крупный	0	—	1,46	0,28	0,80
		4,3	—	1,5	0,51	1,02
		15,6	—	1,6	1,85	1,54
Полиэтилен	—	25—90	0,93	0,276—0,285	2,21—2,93	
Портландцемент	—	30	1,9	0,30	1,13	
Резина	мягкая	20	—	0,13—0,16	1,4	
		0—100	1,2	0,157—0,160	1,4	
	пористая	=0	20	0,25	0,060	2,05
Рубероид	—	—	0,60	0,17	1,45	
Сажа ламповая	=0	40	0,165	0,07—0,12	—	
Сера ромбическая	—	21	2,05	0,28	0,76	
Сланцы	глинистые	—	—	2,43	0,93	1,0
		—	—	1,76	0,84	1,0
		—	—	2,69	1,33	1,0
Слюда (поперек слоев)	—	20	2,6—3,2	0,47—0,58	0,88	
Снег:	свежевыпавший	—	—	0,20	0,105	2,1
		—	—	0,35	0,349	2,1
		—	—	0,50	0,64	2,1
Стекло:	зеркальное	0—100	2,55	0,78—0,88	0,78	
		0—400	2,21	$1,35 + 0,001 t$	—	
		400—1200	2,21	$1,12 + 0,0016 t$	—	
	молибденовое	—	—	—	$0,81 + 0,001 t$	—
		—	—	2,5	$0,74 + 0,001 t$	0,67
	прокес	0	—	—	1,0	—
		—	400	—	1,55	—
термометрическое	—	20	2,59	0,97	—	

Описание табл. 3.7

Материал	Массовая влажность $W, \%$	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho \cdot 10^{-3}, \text{кг/м}^3$	$\lambda, \text{Вт/(м} \cdot \text{К)}$	$c, \text{кДж/(кг} \cdot \text{К)}$
Стеклотекстолит	—	20	1,8—1,9	0,21—0,33	—
Сукно	—	20	0,25	0,052	—
Гальк	—	20	—	4,11	—
Текстолит	—	20	1,3—1,4	0,23—0,34	1,46—1,51
Голь:					
бумажный	—	—	0,5	0,23	1,5
войлочный	—	20	0,5	0,17	1,5
Торф сфагнум	—	30	0,1	0,070	—
	—	30	0,2	0,087	—
	—	30	0,3	0,11	—
	—	30	0,4	0,128	—
Туф	—	—	1,2	0,47	0,92
Уголь:					
бурый	—	—	1,21	0,25	1,13
древесный кусковой	—	80	0,19	0,074	—
каменный	—	20	1,4	0,19	1,30
Фарфор	—	20	2,0—2,4	0,22—0,31	0,75—0,92
Фаянс	—	20	1,5—2,2	0,9—1,1	0,96
Фибра:					
белая	—	20—50	1,22	0,28—0,29	—
красная	0	20—50	1,29	0,47—0,50	—
Целлюлоза	—	30	1,4	0,21	—
Шелк	—	0—93	0,10	0,043—0,06	—
Шлак топок парогенераторов	—	30	0,5	0,11	—
	—	30	0,7	0,145	—
	—	30	0,9	0,23	—
	—	30	1,1	0,30	—
	—	30	1,3	0,37	—
Шлакобетон	—	0	1,5	0,67	0,75
Штукатурка:					
алебастроасбестовая, асбозуритовая	—	50	0,9	0,23	—
асбоцементная	—	50	1,7	0,39	—
глиноземистая	—	20	1,0—1,3	0,23	—
известковая	6—8	0	1,6	0,70	0,84
цементно-песчаная	5—6	0	1,8	1,2	0,84
Эбонит	—	20	1,2	0,16	—

Таблица 3.8. Плотность  $\rho$  и удельная теплоемкость  $c$  металлов и сплавов [95, 97, 114]

Металл или сплав	$T, \text{К}$	$\rho \cdot 10^{-3}, \text{кг/м}^3$	$c, \text{кДж/(кг} \cdot \text{К)}$
Алюмель	273	8,9	0,52
Алюминиевые сплавы:			
с магнием (3—10%)	293	2,7	1,2
с кремнием (12—13%)	293	2,7	0,87



Окончание табл. 3.8

Металл или сплав	$T, K$	$\rho \cdot 10^{-3}, \text{кг/м}^3$	$c, \text{кДж/(кг} \cdot K)$
Алюминий	293—933	$2,779 - 0,251 \cdot 10^{-3} T$	$0,757 + 0,473 \cdot 10^{-3} T$
Бронзы	293—373	8,6—9,0	0,37—0,42
Вольфрам	273—2073	$19,38 - 0,28 \cdot 10^{-3} T$	$0,129 + 0,0198 \cdot 10^{-3} T$
Дюралюминий	293	2,8	0,88
Железо	273—1050	7,8	$0,309 + 0,470 \cdot 10^{-3} T$
Инвар	293	8,0	0,50
Константан	293—373	8,9	0,41
Латуни	293-373	8,4—8,7	0,39
Магнєвые сплавы	273—473	1,7	1,0—1,2
Магний	273—923	$1,772 - 0,123 \cdot 10^{-3} T$	$1,069 + 0,229 \cdot 10^{-3} T - \frac{11,69 \cdot 10^3}{T^2}$
Манган	293—373	8,5	0,41
Медно-никелевые сплавы, $x, \% \text{Cu}; (100 - x) \% \text{Ni}$ , $10\% < x < 90\%$	293—373	8,9	$0,2273 + 0,00155 x$
Медь	293—1350	$9,075 - 0,44 \cdot 10^{-3} T$	$0,355 + 0,107 \cdot 10^{-3} T$
Металл Вуда	293	9,7	0,15
Молибден	293—1823	$10,26 - 0,222 \cdot 10^{-3} T$	$0,254 + 0,050 \cdot 10^{-3} T - \frac{15,16 \cdot 10^3}{T^2}$
Монель-металл	293- 1500	8,9	0,53
Нейзильбер	293	8,5	0,37
Никель	293—631	$8,91 - 0,049 \cdot 10^{-3} T$	$0,304 + 0,456 \cdot 10^{-3} T$
Нихром	293	8,3	0,44
Олово	272—504	7,3	$0,942 + 0,209 \cdot 10^{-3} T$
Свинец	273—600	11,3	$0,116 + 0,0435 \cdot 10^{-3} T$
Серебро	273—1234	10,5	$0,223 + 0,049 \cdot 10^{-3} T$
Сталь.			
высоколегированная	300	7,8	0,48—0,50
	800	7,8	0,55—0,60
низко- и среднелегированная	300	7,8	0,46
	800	7,8	0,50—0,55
стальное литье	300	7,8	0,46
	800	7,8	0,57
углеродистая	300	7,8	0,46
	400	7,8	0,50
	600	7,8	0,52—0,58
	800	7,8	0,66—0,69
Титан	273—713	4,5	$0,447 + 0,251 \cdot 10^{-3} T$
Хром	273—1800	7,2	$0,390 + 0,273 \cdot 10^{-3} T$
Цинк	273—692	7,1	$0,337 + 0,173 \cdot 10^{-3} T$
Цирконий	293—773	6,5	$0,253 + 0,151 \cdot 10^{-3} T$
Чугун	273—373	7,5—7,6	0,54

Значения  $\lambda$  огнеупорных и теплоизоляционных материалов см. в книге 1, § 8.7, металлов, сплавов и полупроводниковых материалов — в [97, 105, 114], полимеров — в [101], оксидов — в [47, 105], карбидов — в [48], газов и жидкостей — в [13, 87, 94, 104], смесей и композиционных материалов — в [23], различных веществ при низких температурах — в [10, 43].

### 3.3. СТАЦИОНАРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

#### 3.3.1. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ОДНОРОДНОЙ СТЕНКИ ПРИ ОТСУТСТВИИ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛОТЫ

В табл. 3.9 приведены уравнения стационарного температурного поля, являющиеся решением уравнения (3.4), в бесконечных плоской и цилиндрической стенках, а также в сферической стенке для граничных условий первого (задачи 1, 3, 5) и третьего (задачи 2, 4, 6) рода. Там же приведены формулы для расчета теплового потока  $Q$ , передаваемого через стенку. В формулах приняты следующие обозначения.  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$  — температуры на поверхности стенки,  $T_{ж1}$  и  $T_{ж2}$  — температуры жидкостей (газов), омывающих стенку,  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — коэффициенты теплоотдачи;  $F$  — площадь рассматриваемого участка поверхности плоской стенки;  $l$  — длина рассматриваемого участка цилиндрической стенки,  $x, r$  — пространственные координаты;  $\lambda$  — теплопроводность материала стенки (предполагается, что  $\lambda$  не зависит от температуры),  $\delta$  — толщина плоской стенки.

В задачах 4 и 6 табл. 3.9 зависимость  $Q$  от внешнего радиуса стенки  $r_2$  имеет максимум при  $r_{2\max} = \lambda/\alpha_2$  для цилиндрической стенки и при  $r_{2\max} = 2\lambda/\alpha_2$  для сферической. Поэтому увеличение  $r_2$  может вызывать как возрастание  $Q$ , если  $r_2 < r_{2\max}$ , так и его уменьшение, если  $r_2 > r_{2\max}$ . Утолщение плоской стенки в условиях аналогичной задачи 2 всегда ведет к снижению теплового потока.

При неограниченном увеличении толщины плоской и цилиндрической стенок тепловой поток стремится к нулю, тогда как для сферической стенки его значение остается конечным, равным:

для задачи 5

$$Q_{\infty} = 4\pi\lambda r_1 (T_{c1} - T_{c2});$$

для задачи 6

$$Q_{\infty} = \frac{4\pi(T_{ж1} - T_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 r_1^2} + \frac{1}{\lambda r_1}},$$

где  $T_{c2}$  и  $T_{ж2}$  — температуры на значительном удалении от поверхности сферы радиусом  $r_1$ .

Практические расчеты теплового потока  $Q$  для цилиндрических и сферических стенок, у которых  $r_2/r_1 < 2$ , можно проводить по более простым формулам для плоской стенки (задачи 1 и 2 табл. 3.9), используя в качестве расчетной площади  $(F_1 + F_2)/2$ , где  $F_1$  и  $F_2$  — площади внутренней и внешней поверхности стенки. Допускаемая при такой замене погрешность не превышает 4%.

#### 3.3.2. УЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Формулы для расчета теплового потока  $Q$ , полученные в предположении, что  $\lambda$  не зависит от температуры, остаются справедливыми и в том случае, когда зависимость  $\lambda(T)$  пренебречь нельзя, если в них под  $\lambda$  подразумевать ее среднетемпературное значение  $\lambda_{cp}$  в диапазоне, ограниченном температурами поверхностей стенки.

$$\lambda_{cp} = \frac{1}{T_{c1} - T_{c2}} \int_{T_{c2}}^{T_{c1}} \lambda(T) dT \quad (3.10)$$

Чаще всего для описания зависимости  $\lambda(T)$  оказывается достаточно линейного приближения

$$\lambda = \lambda_0(1 + bT), \quad (3.11)$$

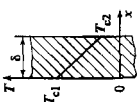
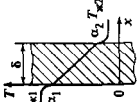
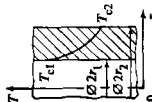
где  $\lambda_0$  и  $b$  — некоторые постоянные числа [примеры зависимостей типа (3.11) приведены в табл. 3.7]. Тогда в формулах для  $Q$  вместо среднетемпературного значения  $\lambda_{cp}$  (3.10) можно использовать значение  $\lambda$ , выбираемое по среднearифметической температуре стенки  $T_{cp} = (T_{c1} + T_{c2})/2$ .

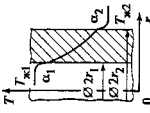
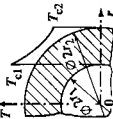
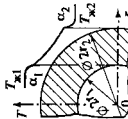
Распределение температур в задачах с переменной зависимостью  $\lambda(T)$  находят с помощью функции  $E$ , определяемой как

$$E = \int_0^T \lambda(T) dT \quad (3.12)$$

Изменение  $E$  по координатам в задачах с переменной  $\lambda(T)$  и распределение температуры  $T$  в точно таких же задачах, но при  $\lambda = \text{const}$ , описываются одинаковыми уравнениями. Поэтому, если имеется решение задачи для  $\lambda = \text{const}$ , распределение  $E$  для  $\lambda(T)$  можно сразу же записать, проведя в соответствующем уравнении  $T = T(x, y, z)$  формальную замену символов  $T$  на  $E$ . Подставляя затем распределение  $E(x, y, z)$  в уравнение (3.12), задавая в нем закон изменения теплопроводности  $\lambda(T)$  и решая это уравнение относительно температуры  $T$ , можно получить ее распределение в пространстве для  $\lambda(T)$ .

В задачах 1 и 3 табл. 3.9 для линейного закона изменения  $\lambda(T)$  (3.11) распределения температур имеют вид.

Задача	Геометрия	Граничные условия	Распределение температуры	Температура на поверхности стенки	Тепловой поток
1	Бесконечная плоская стенка	$x=0, T=T_{c1}; x=\delta, T=T_{c2}$ 	$T = T_{x=0} - \frac{T_{x=0} - T_{x=\delta}}{\delta} x$	$T_{x=0} = T_{c1}, T_{x=\delta} = T_{c2}$	$Q = \frac{\lambda}{\delta} (T_{c1} - T_{c2}) F$
2	Бесконечная плоская стенка	$x=0, -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = \alpha_1 (T_{ж1} - T_{x=0});$ $x=\delta, \lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=\delta} = \alpha_2 (T_{x=\delta} - T_{ж2})$ 	$T_{x=0} = T_{ж1} - \frac{1}{\alpha_1} \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{1 + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$ $T_{x=\delta} = T_{ж2} + \frac{1}{\alpha_2} \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{1 + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_1}}$	$Q = \frac{T_{ж1} - T_{ж2} F}{\frac{1}{\delta} + \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$	$Q = \frac{2\pi (T_{c1} - T_{c2})}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}}$
3	Бесконечная цилиндрическая стенка	$r=r_1, T=T_{c1}, r=r_2, T=T_{c2}$ 	$T = T_{r=r_1} - \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} (T_{r=r_1} - T_{r=r_2})$	$T_{r=r_1} = T_{c1}, T_{r=r_2} = T_{c2}$	$Q = \frac{2\pi (T_{c1} - T_{c2})}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}}$

Задача	Геометрия	Граничные условия	Распределение температуры	Температура на поверхности стенки	Тепловой поток
4	Бесконечная цилиндрическая стенка	$r = r_1, -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_1} = \alpha_1 (T_{ж1} - T_{r=r_1})$ $r = r_2, -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_2} = \alpha_2 (T_{ж2} - T_{r=r_2})$ 	$T = T_{r=r_1} - \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} (T_{r=r_1} - T_{r=r_2})$	$T_{r=r_1} = T_{ж1} - \frac{1}{\alpha_1 r_1} \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 r_2}}$ $T_{r=r_2} = T_{ж2} + \frac{1}{\alpha_2 r_2} \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 r_2}}$	$Q = \frac{2\pi l (T_{ж1} - T_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 r_1} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 r_2}}$
5	Сферическая стенка	$r = r_1, T = T_{с1}, r = r_2, T = T_{с2}$ 	$T = T_{r=r_1} - \frac{T_{r=r_1} - T_{r=r_2}}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right)$	$T_{r=r_1} = T_{с1}, T_{r=r_2} = T_{с2}$	$Q = 4\pi \lambda \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} (T_{с1} - T_{с2})$
6	Сферическая стенка	$r = r_1, -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_1} = \alpha_1 (T_{ж1} - T_{r=r_1})$ $r = r_2, -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_2} = \alpha_2 (T_{ж2} - T_{r=r_2})$ 	$T_{r=r_1} = T_{ж1} - \frac{1}{\alpha_1 r_1} \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 r_1} + \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 r_2}}$ $T_{r=r_2} = T_{ж2} + \frac{1}{\alpha_2 r_2} \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 r_1} + \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 r_2}}$	$Q = \frac{4\pi (T_{ж1} - T_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 r_1} + \frac{1}{\lambda} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 r_2}}$	

для плоской стенки

$$T = \frac{1}{b} \left[ \sqrt{\left( \frac{\lambda_{c1}}{\lambda_0} \right)^2 - 2 \frac{\lambda_{cp}}{\lambda_0} b (T_{c1} - T_{c2}) \frac{x}{\delta} - 1} \right]; \quad (3.13)$$

для цилиндрической стенки

$$T = \frac{1}{b} \times \left[ \sqrt{\left( \frac{\lambda_{c1}}{\lambda_0} \right)^2 - 2 \frac{\lambda_{cp}}{\lambda_0} b (T_{c1} - T_{c2}) \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} - 1} \right], \quad (3.14)$$

где теплопроводности  $\lambda_{c1}$  и  $\lambda_{cp}$  определяются по температурам  $T_{c1}$  и  $T_{cp} = (T_{c1} + T_{c2})/2$

### 3.3.3. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МНОГОСЛОЙНОЙ СТЕНКИ

Более общим случаем задач, решения которых приведены в табл. 3.9, является стационарная теплопроводность в стенке, состоящей из  $n$  плотно прилегающих один к другому слоев материалов с различными теплопроводностями (для задач табл. 3.9  $n = 1$ )

Если на внешних поверхностях многослойной стенки поддерживаются постоянные температуры  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$ , причём  $T_{c1} > T_{c2}$  (такие же граничные условия, как и в задачах 1, 3, 5), то тепловой поток  $Q$ , перелаваемый через эту стенку, и температура  $T_{i+1}$  на границе между  $i$ -м и  $i+1$ -м слоями определяются по следующим формулам.

для плоской стенки из  $n$  слоев (рис. 3.1 а)

$$Q = \frac{T_{c1} - T_{c2}}{\sum_{i=1}^n (\delta_i / \lambda_i)} F; \quad (3.15)$$

$$T_{i+1} = T_{c1} - \frac{Q}{F} \left( \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_i}{\lambda_i} \right); \quad (3.16)$$

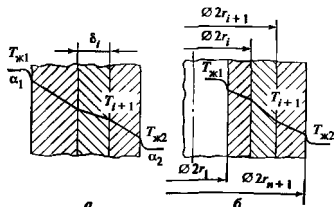


Рис. 3.1. Многослойные плоская (а) и цилиндрическая (б) стенки

для цилиндрической стенки из  $n$  слоев (рис. 3.1 б)

$$Q = \frac{2\pi l (T_{c1} - T_{c2})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln(r_{i+1}/r_i)}; \quad (3.17)$$

$$T_{i+1} = T_{c1} - \frac{Q}{2\pi l} \left( \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{r_3}{r_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \right), \quad (3.18)$$

где  $\delta_i$ ,  $\lambda_i$ ,  $r_i$  и  $r_{i+1}$  — параметры  $i$ -го слоя стенки: толщина, теплопроводность материала, внутренний и внешний радиусы

Когда внешние поверхности многослойной стенки омываются потоками жидкости или газа с температурами  $T_{ж1}$  и  $T_{ж2}$  ( $T_{ж1} > T_{ж2}$ ) и заданы коэффициенты теплоотдачи на этих поверхностях  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (граничные условия задач 2, 4, 6), значения  $Q$  и  $T_{i+1}$  рассчитываются по формулам

для плоской стенки из  $n$  слоев (рис. 3.1 а)

$$Q = \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n (\delta_i / \lambda_i) + \frac{1}{\alpha_2}} F; \quad (3.19)$$

$$T_{i+1} = T_{x=0} - \frac{Q}{F} \left( \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_i}{\lambda_i} \right), \quad (3.20)$$

$$T_{x=0} = T_{ж1} - \frac{Q}{\alpha_1 F}, \quad (3.21)$$

для цилиндрической стенки из  $n$  слоев (рис. 3.1 б)

$$Q = \frac{2\pi l (T_{ж1} - T_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 r_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} + \frac{1}{\alpha_2 r_{n+1}}}, \quad (3.22)$$

$$T_{i+1} = T_{r=r_1} - \frac{Q}{2\pi l} \left( \frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{r_3}{r_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} \right), \quad (3.23)$$

$$T_{r=r_1} = T_{ж1} - \frac{Q}{2\pi \alpha_1 r_1 l}, \quad (3.24)$$

где  $T_{x=0}$  и  $T_{r=r_1}$  — температуры плоской поверхности  $x = 0$  и цилиндрической  $r = r_1$ ;  $r_{n+1}$  — внешний радиус цилиндрической стенки; остальные обозначения те же, что и в (3.15)—(3.18)

Распределение температуры внутри каждого из слоев имеет такой же характер, как и в аналогичной однослойной стенке (см. задачи 1—4 табл. 3.9)

Частный случай при  $n = 2$  формулы (3.22) позволяет оценить потери (притоки) теплоты с внешней поверхности покрытого изоляцией трубопровода, по которому течет жидкость или газ с температурой, большей (меньшей) температуры окружающей трубопровод среды. Как и для однослойной цилиндрической стенки, у зависимости  $Q$  от внешнего радиуса двухслойной стенки (трубопровода радиусами  $r_1, r_2$  и изоляция радиусами  $r_2, r_3$ ) существует максимум при  $r_{3\text{кр}} = \lambda_{\text{из}}/\alpha_2$ , который называют *критическим радиусом теплоизоляции*. Здесь  $\lambda_{\text{из}}$  — теплопроводность изоляционного материала,  $\alpha_2$  — коэффициент теплоотдачи в окружающую среду. Поэтому материал для тепловой изоляции трубопровода следует выбирать, исходя из условия

$$\lambda_{\text{из}} < \alpha_2 r_2, \quad (3.25)$$

что гарантирует уменьшение теплового потока по мере утолщения слоя теплоизоляции

В реальных условиях на взаимной поверхности двух соприкасающихся слоев может наблюдаться скачок температуры из-за несовершенства контакта между слоями. Тепловой поток, передаваемый через стенку, в этом случае уменьшается. Подробнее о *контактных сопротивлениях* см. в [119].

### 3.3.4. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ. ТЕРМИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Для задач о теплопередаче (например, задач 2, 4, 6 табл. 3.9) в инженерных расчетах широко используется понятие *коэффициента теплопередачи*  $k$ , который определяется как тепловой поток  $Q$ , передаваемый через единицу площади  $F$  стенки, при единичной разности температур  $(T_{\text{ж1}} - T_{\text{ж2}})$  жидких сред

$$k = \frac{Q}{F(T_{\text{ж1}} - T_{\text{ж2}})}, \quad (3.26)$$

Выражения для  $k$  имеют следующий вид. для плоской стенки из  $n$  слоев (рис. 3.1, а)

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_i + \frac{1}{\alpha_2}}; \quad (3.27)$$

для цилиндрической стенки из  $n$  слоев (см. рис. 3.1, б) при отношении  $Q$  к внутренней и внешней поверхностям

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + r_1 \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right) + \frac{1}{\alpha_2} \frac{r_1}{r_{n+1}}}; \quad (3.28)$$

$$k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \frac{r_{n+1}}{r_1} + r_{n+1} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \left(\frac{r_{i+1}}{r_i}\right) + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (3.29)$$

Наряду с  $k_1$  и  $k_2$  для цилиндрической стенки вводится и понятие *линейного коэффициента теплопередачи*  $k_l$ , который в отличие от (3.26) определяет тепловой поток, приходящийся на единицу длины цилиндрической стенки

$$k_l = \frac{Q}{\pi l (T_{\text{ж1}} - T_{\text{ж2}})} = \frac{1}{\frac{1}{2\alpha_1 r_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i} + \frac{1}{2\alpha_2 r_2}} \quad (3.30)$$

Коэффициенты теплопередачи, определяемые (3.28)—(3.30), связаны между собой соотношением

$$k_l = 2r_1 k_1 = 2r_{n+1} k_2. \quad (3.31)$$

Обозначения в (3.26)—(3.31) те же, что и в табл. 3.9 и на рис. 3.1.

Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется *полным (общим) термическим сопротивлением теплопередачи*. Для многослойной плоской стенки

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_i + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (3.32)$$

Полное сопротивление складывается из частных — *термических сопротивлений теплоотдачи*  $R_{\alpha 1} = 1/\alpha_1$  и  $R_{\alpha 2} = 1/\alpha_2$  и *термических сопротивлений теплопроводности* слоев стенки  $R_{\lambda_i} = \delta_i/\lambda_i$ . Очевидно, что  $R$  всегда больше, чем наибольшее из значений составляющих его величин. Поэтому коэффициент теплопередачи не может превышать значение меньшей из обратных величин слагаемых знаменателя

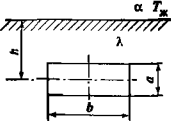
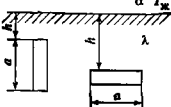
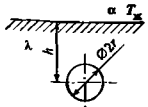
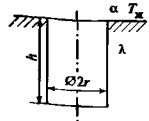
Для интенсификации теплопередачи необходимо уменьшать общее сопротивление  $R$ . Если частные сопротивления приблизительно одинаковы, то уменьшение любого из них приводит к снижению  $R$  в равной степени. Если же частные сопротивления заметно отличаются одно от другого, то существенное уменьшение  $R$  происходит только при уменьшении наибольшего из них, которое вносит основную вклад в сумму (3.32).

Сводка термических сопротивлений теплопроводности  $R_{\lambda}$  и полных термических сопротивлений теплопередачи  $R$  для тел различной формы представлена в табл. 3.10. В отличие от (3.32) приведенные здесь значения отнесены ко всей площади  $F$ , через которую передается тепловой поток  $Q$ . На основе данных табл. 3.10 тепловой поток

$$Q = (T_{c1} - T_{c2})/R_{\lambda}, \quad (3.33)$$

Таблица 3.10. Термические сопротивления тел различной формы [51, 106]

Форма тела	Расчетная схема	$R_{\lambda}$	$R$
Труба, эксцентрично расположенная в круглой изоляции		$R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \frac{\sqrt{(r_2+r_1)^2 - s^2} + \sqrt{(r_2-r_1)^2 - s^2}}{\sqrt{(r_2+r_1)^2 - s^2} - \sqrt{(r_2-r_1)^2 - s^2}}$	—
Одиночная труба в полуограниченном массиве		$R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \left[ \frac{h}{r} + \sqrt{\left(\frac{h}{r}\right)^2 - 1} \right]$	$R = \frac{1}{2\pi l} \left[ \frac{1}{\alpha_1 r} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{2}{r} \left( h + \frac{\lambda}{\alpha_2} \right) \right]$
Ряд одинаковых труб, имеющих одну и ту же температуру в полуограниченном массиве		<p>Для одной из труб</p> $R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \left[ \frac{s}{\pi r} \operatorname{sh} \left( 2\pi \frac{h}{s} \right) \right]$	<p>При наличии цилиндрической изоляции на трубе</p> $R = \frac{1}{2\pi l} \left[ \frac{1}{\alpha_1 r} + \frac{1}{\lambda_{\text{из}}} \ln \frac{r_{\text{из}}}{r} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{2}{r_{\text{из}}} \left( h + \frac{\lambda}{\alpha_2} \right) \right]$ <p>(при квадратной изоляции <math>r_{\text{из}} = 0.55 a</math>, где <math>a</math> — сторона квадрата)</p>
Ряд одинаковых труб, имеющих одну и ту же температуру в бесконечной пластине		<p>Для одной из труб</p> $R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \left[ \frac{s}{\pi r} \operatorname{sh} \left( \frac{\pi a}{s} \right) \right]$	—

Форма тела	Расчетная схема	$R_{\lambda}$	$R$
Прямоугольный канал большой протяженности в полуограниченном массиве		$R_{\lambda} = \frac{1}{\lambda l (5,7 + b/2a)} \ln \frac{3,5h}{b^{0,25} a^{0,75}}$	Термическое сопротивление на поверхности массива учитывается заменой величины $h$ суммой $h + \lambda/\alpha$
Протяженная тонкая пластина в полуограниченном массиве		<p>При <math>0,5 &lt; h/a &lt; 12</math>:</p> <p>для вертикальной пластины</p> $R_{\lambda} = \frac{0,42}{\lambda l} \left(\frac{h}{a}\right)^{0,24};$ <p>для горизонтальной пластины</p> $R_{\lambda} = \frac{0,34}{\lambda l} \left(\frac{h}{a}\right)^{0,32}$	То же
Шар в полуограниченном массиве		$R_{\lambda} = \frac{1}{4\pi\lambda r} \left(1 - \frac{r}{2h}\right)$	»
Вертикальный цилиндр в полуограниченном массиве		<p>Без учета теплоотдачи с верхнего торца</p> $R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi h \lambda} \ln \frac{2h}{r}$	$R = \frac{1}{2\pi h \lambda} \ln \left[ \frac{2}{r} \left( h + \frac{\lambda}{\alpha} \right) \right] + \frac{1}{\alpha \pi r}$



Форма тела	Расчетная схема	$R_{\lambda}$	$R$																	
Круглое кольцо в полуограниченном массиве		<p>При <math>r_1 \ll h \ll r_2</math></p> $R_{\lambda} = \frac{1}{4\pi^2 r_2 \lambda} \ln \frac{8r_2}{r_1} \left[ 1 + \frac{\ln(4r_2/h)}{\ln(8r_2/r_1)} \right]$ <p>При <math>h \gg r_2</math></p> $R_{\lambda} = \frac{1}{4\pi^2 r_2 \lambda} \ln \frac{8r_2}{r_1}$	Термическое сопротивление на поверхности массива учитывается заменой величины $h$ суммой $h + \lambda/\alpha$																	
Шар, наполовину заглубленный в полуограниченный массив. Весь тепловой поток направлен в массив		$R_{\lambda} = 1/(2\pi\lambda r)$																		
Тонкая пластина на поверхности полуограниченного массива. Весь тепловой поток направлен в массив		<p>Для круглой пластины радиусом <math>r</math></p> $R_{\lambda} = 1/(4\lambda r)$ <p>Для прямоугольной пластины со сторонами <math>a, b (a &gt; b)</math></p> $R_{\lambda} = \frac{1}{\pi\lambda a} \ln \frac{4a}{b}$																		
Труба в прямоугольной изоляции		$R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \frac{4a}{\pi r} - \frac{1}{\pi\lambda l}$																		
Труба в правильной $n$ -угольной изоляции		$R_{\lambda} = \frac{1}{2\pi\lambda l} \ln \frac{r_2}{r_1} - \frac{A}{\pi\lambda l}$																		
		<table border="1"> <tr> <td><math>b/a</math> ..</td> <td>1,00</td> <td>1,25</td> <td>1,50</td> <td>1,75</td> <td>2,00</td> <td>2,25</td> <td>2,50</td> <td>3,00</td> </tr> <tr> <td>..</td> <td>0,0829</td> <td>0,0396</td> <td>0,0178</td> <td>0,00816</td> <td>0,00373</td> <td>0,00170</td> <td>0,00078</td> <td>0,00016</td> </tr> </table>	$b/a$ ..	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50	3,00	..	0,0829	0,0396	0,0178	0,00816	0,00373	0,00170	0,00078	0,00016
$b/a$ ..	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	2,25	2,50	3,00												
..	0,0829	0,0396	0,0178	0,00816	0,00373	0,00170	0,00078	0,00016												
		<table border="1"> <tr> <td><math>n</math> .....</td> <td>3</td> <td>4</td> <td>5</td> <td>6</td> <td>7</td> <td>8</td> <td>9</td> <td>10</td> </tr> <tr> <td><math>A</math> .....</td> <td>1,139</td> <td>0,542</td> <td>0,321</td> <td>0,213</td> <td>0,152</td> <td>0,114</td> <td>0,0883</td> <td>0,0708</td> </tr> </table>	$n$ .....	3	4	5	6	7	8	9	10	$A$ .....	1,139	0,542	0,321	0,213	0,152	0,114	0,0883	0,0708
$n$ .....	3	4	5	6	7	8	9	10												
$A$ .....	1,139	0,542	0,321	0,213	0,152	0,114	0,0883	0,0708												

Примечание Температура  $T_0$  полуограниченного массива на большом удалении от источника теплового возмущения считается равной температуре поверхности массива при определении  $R_{\lambda}$  и температуре среды у поверхности массива при определении  $R$ . В практических расчетах подземных трубопроводов эти температуры принимаются равными естественной температуре грунта на глубине залегания оси трубопроводов.

если заданы температуры  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$  поверхности тела, или

$$Q = (T_{ж1} - T_{ж2})/R, \quad (3.34)$$

если заданы температуры греющей  $T_{ж1}$  и охлаждающей  $T_{ж2}$  сред

### 3.3.5. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СТЕРЖНЯ (РЕБРА)

Наиболее часто задача о теплопроводности стержня (ребра) встречается на практике в следующей постановке. На одном конце стержня известной геометрии поддерживается постоянная температура  $T_0$ . Теплоота с его боковой поверхности отводится в среду с постоянной температурой  $T_{ж} < T_0$  (коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ ), теплоотдача с торцевой поверхности пренебрежимо мала. Требуется рассчитать распределение температуры в стержне и определить тепловой поток  $Q$ , передаваемый через стержень в окружающую среду.

Поставленная задача является трехмерной. Однако если выполняется соотношение  $\alpha d/\lambda \ll 1$ , где  $d$  — характерный размер поперечного сечения стержня,  $\lambda$  — теплопроводность материала стержня, то задачу можно рассматривать как одномерную (температура меняется только вдоль стержня, оставаясь постоянной по сечению). Такое приближение соответствует большинству практических задач.

В табл. 3.11 представлены формулы для расчета распределения температуры  $\Theta = [T(x) - T_{ж}]/(T_0 - T_{ж})$  вдоль стержня (ребра) и теплового потока  $Q$ , снимаемого с его поверхности. В формулах  $I_0, I_1, K_0, K_1$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода нулевого и первого порядков, значения этих функций приведены в табл. 3.12. Теплоотдача с торца ребра может быть учтена, если в расчете  $Q$  увеличивать длину ребра  $l$  (для круглого ребра  $r_2$ ) на половину толщины его торца.

Расчет теплопроводности в ребрах различной геометрии, а также в ребрах с отводом теплоты излучением см в [38].

### 3.3.6. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ ОРЕБРЕННУЮ СТЕНКУ

Один из способов интенсификации передачи теплоты через стенку, разделяющую две жидкие или газообразные среды с температурами  $T_{ж1}$  и  $T_{ж2}$  ( $T_{ж1} > T_{ж2}$ ), заключается в увеличении поверхности одной из стенок путем ее оребрения. Эффективность этого способа высока, если термическое сопротивление теплоотдачи на той поверхности, где устанавливаются ребра, значительно больше термического сопротивления на другой поверхности и термического сопротивления теплопроводности стенки.

Для оребренной с одной стороны плоской стенки (рис. 3.2) тепловой поток  $Q$ , передаваемый от одной жидкой среды к другой, составляет

$$Q = \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_c}{\lambda_c} + \frac{1}{\alpha_n \left(1 + \frac{\alpha_p}{\alpha_n} E \frac{F_{ор} - F}{F}\right)}} F, \quad (3.35)$$

где  $\alpha_1$  — коэффициент теплоотдачи на гладкой поверхности стенки,  $\lambda_c$  — теплопроводность материала,  $\delta_c$  — толщина стенки,  $\alpha_n$  — коэффициент теплоотдачи на оребренной поверхности стенки в промежутках между ребрами;  $\alpha_p$  — коэффициент теплоотдачи на поверхности ребер.  $E = (T_p - T_{ж2})/(T_{c2} - T_{ж2})$  — коэффициент эффективности ребра,  $0 \leq E \leq 1$ ,  $T_p$  — средняя температура поверхности ребра,  $T_{c2}$  — температура поверхности стенки в промежутках между ребрами;  $F_{ор}$  — суммарная площадь оребренной поверхности стенки,  $F$  — площадь гладкой поверхности стенки.

Для приближенных оценок можно полагать  $\alpha_p = \alpha_n = \alpha_2$  и  $E = 1$ , тогда

$$Q = \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_c}{\lambda_c} + \frac{1}{\alpha_2 \epsilon_p}} F, \quad (3.36)$$

где  $\epsilon_p = F_{ор}/F \geq 1$  — коэффициент оребрения. Расчеты по формуле (3.36) приводят к несколько завышенным значениям  $Q$ .

Для более точного расчета теплопередачи через оребренную стенку используют результаты решения задачи о теплопроводности стержня, позволяющие определить  $E$  (см п. 3.3.5), вместе с тем условие  $\alpha_p = \alpha_n = \alpha_2$  сохраняется. Расчетное соотношение для теплового потока имеет вид

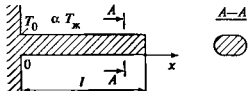
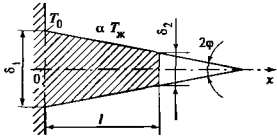
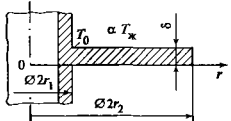
$$Q = \frac{T_{ж1} - T_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_c}{\lambda_c} + \frac{1}{\alpha_2 [1 + E(\epsilon_p - 1)]}} F. \quad (3.37)$$

В частности, для прямых тонких ( $\delta_p \ll b$ ) ребер неизменного сечения (рис. 3.2), теплоотдачей на торце которых можно пренебречь, коэффициент эффективности составляет

$$E = \frac{\text{th} \left( \frac{l}{\delta_p} \sqrt{2 \frac{\alpha_2 \delta_p}{\lambda_p}} \right)}{\frac{1}{\delta_p} \sqrt{2 \frac{\alpha_2 \delta_p}{\lambda_p}}}, \quad (3.38)$$

где  $l, b, \delta_p$  — длина, ширина и толщина ребра,  $\lambda_p$  — теплопроводность материала ребра. График зависимости (3.38) приведен на рис. 3.3.

Таблица 3 11 Теплопроводность стержня (ребра) [33]

Форма стержня (ребра)	$\Theta = [T(x) - T_{ж1}] / (T_0 - T_{ж1})$	$Q$
<p>Стержень с постоянным поперечным сечением площадью <math>f</math> и периметром <math>\Pi</math></p> 	$\Theta = \frac{\text{ch}[m(l-x)]}{\text{ch}(ml)}, \quad m = \left(\frac{\alpha \Pi}{\lambda f}\right)^{1/2}$	$Q = \lambda(T_0 - T_{ж1}) m f \text{th}(ml)$
<p>Прямое трапециевидное и треугольное ребра</p> 	$\Theta = \frac{I_0(z_2)K_1(z_2) + I_1(z_2)K_0(z_2)}{I_0(z_1)K_1(z_2) + I_1(z_2)K_0(z_2)}$ $= 2 \left(\frac{\alpha x}{\lambda \sin \varphi}\right)^{1/2}, \quad z_1 = 2 \left(\frac{\alpha \delta_1}{\lambda \sin \varphi}\right)^{1/2}, \quad z_2 = 2 \left(\frac{\alpha \delta_2}{\lambda \sin \varphi}\right)^{1/2}$	$Q = \frac{2\alpha(T_0 - T_{ж1})\delta_1 l}{z_1 \sin \varphi} \left[ \frac{I_1(z_1)K_1(z_2) - I_1(z_2)K_1(z_1)}{I_0(z_1)K_1(z_2) + I_1(z_2)K_0(z_1)} \right]$
<p>Круглое ребро постоянной толщины</p> 	$\Theta = \frac{I_0(nr)K_1(nr_2) + I_1(nr_2)K_0(nr)}{I_0(nr_1)K_1(nr_2) + I_1(nr_2)K_0(nr_1)}, \quad n = \left(\frac{2\alpha}{\lambda \delta}\right)^{1/2}$	$Q = 2\pi r_1 \lambda \delta n (T_0 - T_{ж1}) \left[ \frac{I_1(nr_2)K_1(nr_1) - I_1(nr_1)K_1(nr_2)}{I_0(nr_1)K_1(nr_2) + I_1(nr_2)K_0(nr_1)} \right]$

Для треугольного ребра  $z_2 = 0$ ,  $I_1(0) = 0$ ,  $K_1(0) = 1$ . Максимальный тепловой поток с треугольного ребра заданной массы снимается при  $2l/\delta_1 = 1,309[2\lambda / (\alpha \delta_1)]^{1/3}$

Таблица 3.12 Функции Бесселя

а) Функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков  $J_0(x)$  и  $J_1(x)$ 

$x$	$J_0(x)$	$J_1(x)$	$x$	$I_0(x)$	$I_1(x)$	$x$	$J_0(x)$	$J_1(x)$	$x$	$J_0(x)$	$I_1(x)$
0.0	1.0000	0.0000	3.0	-0.2600	0.3391	6.0	0.1506	-0.2767	9.0	-0.0903	0.2453
0.1	0.9975	0.0499	3.1	-0.2921	0.3009	6.1	0.1773	-0.2559	9.1	-0.1142	0.2324
0.2	0.9900	0.0995	3.2	-0.3202	0.2613	6.2	0.2017	-0.2329	9.2	-0.1368	0.2174
0.3	0.9776	0.1483	3.3	-0.3443	0.2207	6.3	0.2238	-0.2081	9.3	-0.1577	0.2004
0.4	0.9604	0.1960	3.4	-0.3643	0.1792	6.4	0.2433	-0.1816	9.4	-0.1768	0.1816
0.5	0.9385	0.2423	3.5	-0.3801	0.1374	6.5	0.2601	-0.1538	9.5	-0.1939	0.1613
0.6	0.9120	0.2867	3.6	-0.3918	0.0955	6.6	0.2740	-0.1250	9.6	-0.2090	0.1395
0.7	0.8812	0.3290	3.7	-0.3992	0.0538	6.7	0.2851	-0.0953	9.7	-0.2218	0.1166
0.8	0.8463	0.3688	3.8	-0.4026	0.0128	6.8	0.2931	-0.0652	9.8	-0.2323	0.0928
0.9	0.8075	0.4059	3.9	-0.4018	-0.0272	6.9	0.2981	-0.0349	9.9	-0.2403	0.0684
1.0	0.7652	0.4400	4.0	-0.3971	-0.0660	7.0	0.3001	-0.0047	10.0	-0.2459	0.0435
1.1	0.7196	0.4709	4.1	-0.3887	-0.1033	7.1	0.2991	0.0252	10.1	-0.2490	0.0184
1.2	0.6711	0.4983	4.2	-0.3766	-0.1386	7.2	0.2951	0.0543	10.2	-0.2496	-0.0066
1.3	0.6201	0.5220	4.3	0.3610	-0.1719	7.3	0.2882	0.0826	10.3	-0.2477	-0.0313
1.4	0.5669	0.5419	4.4	-0.3423	-0.2028	7.4	0.2786	0.1096	10.4	-0.2434	0.0555
1.5	0.5118	0.5579	4.5	-0.3205	-0.2311	7.5	0.2663	0.1352	10.5	0.2366	-0.0788
1.6	0.4554	0.5699	4.6	-0.2961	-0.2566	7.6	0.2516	0.1592	10.6	-0.2276	-0.1012
1.7	0.3980	0.5778	4.7	-0.2693	-0.2791	7.7	0.2346	0.1813	10.7	0.2164	-0.1224
1.8	0.3400	0.5815	4.8	-0.2404	-0.2985	7.8	0.2154	0.2014	10.8	0.2032	-0.1422
1.9	0.2818	0.5812	4.9	-0.2097	-0.3147	7.9	0.1944	0.2192	10.9	0.1881	-0.1604
2.0	0.2239	0.5767	5.0	-0.1776	-0.3276	8.0	0.1716	0.2346	11.0	-0.1712	-0.1768
2.1	0.1616	0.5683	5.1	-0.1443	-0.3371	8.1	0.1475	0.2476	11.1	-0.1528	-0.1913
2.2	0.1104	0.5560	5.2	-0.1103	-0.3432	8.2	0.1222	0.2580	11.2	-0.1330	-0.2038
2.3	0.0555	0.5399	5.3	-0.0758	-0.3460	8.3	0.0960	0.2657	11.3	-0.1121	-0.2143
2.4	0.0025	0.5202	5.4	-0.0412	-0.3453	8.4	0.0692	0.2708	11.4	-0.0902	-0.2224
2.5	-0.0484	0.4971	5.5	-0.0068	-0.3414	8.5	0.0419	0.2731	11.5	-0.0677	-0.2284
2.6	-0.0968	0.4708	5.6	0.0270	-0.3343	8.6	0.0146	0.2728	11.6	-0.0446	-0.2320
2.7	-0.1424	0.4416	5.7	0.0599	-0.3241	8.7	0.0125	0.2697	11.7	-0.0213	-0.2333
2.8	-0.1850	0.4097	5.8	0.0917	-0.3110	8.8	-0.0392	0.2641	11.8	0.0020	-0.2323
2.9	-0.2243	0.3754	5.9	0.1220	-0.2951	8.9	-0.0652	0.2559	11.9	0.0250	-0.2290
									12.0	0.0477	-0.2234

б) Модифицированные функции Бесселя первого (I) и второго (K) рода нулевого и первого порядков

$x$	$I_0(x)$	$I_1(x)$	$K_0(x)$	$K_1(x)$	$x$	$I_0(x)$	$I_1(x)$	$K_0(x)$	$K_1(x)$
0.00	1.000	0.0000	$\infty$	$\infty$	1.50	1.6467	0.9817	0.2138	0.2774
0.10	1.0025	0.0501	2.4271	9.8538	1.60	1.7500	1.0848	0.1880	0.2406
0.20	1.0100	0.1005	1.7527	4.7760	1.70	1.8640	1.1964	0.1655	0.2094
0.30	1.0226	0.1517	1.3725	3.0560	1.80	1.9896	1.3172	0.1459	0.1826
0.40	1.0404	0.2040	1.1145	2.1844	1.90	2.1277	1.4482	0.1288	0.1597
0.50	1.0635	0.2579	0.9244	1.6564	2.00	2.2796	1.5906	0.1139	0.1399
0.60	1.0920	0.3137	0.7775	1.3028	2.10	2.4463	1.7455	0.1008	0.1227
0.70	1.1263	0.3719	0.6605	1.0503	2.20	2.6291	1.9141	0.0893	0.1079
0.80	1.1665	0.4329	0.5654	0.8618	2.30	2.8296	2.0978	0.0791	0.0950
0.90	1.2130	0.4971	0.4867	0.7165	2.40	3.0493	2.2981	0.0702	0.0837
1.00	1.2661	0.5652	0.4210	0.6019	2.50	3.2898	2.5167	0.0623	0.0739
1.10	1.3262	0.6375	0.3656	0.5098	2.60	3.5533	2.7554	0.05540	0.06528
1.20	1.3937	0.7147	0.3185	0.4346	2.70	3.8417	3.0161	0.04926	0.05774
1.30	1.4693	0.7973	0.2782	0.3726	2.80	4.1573	3.3011	0.04382	0.05111
1.40	1.5534	0.8861	0.2437	0.3208	2.90	4.5027	3.6126	0.03901	0.04529

Окончание табл. 3.12

$x$	$I_0(x)$	$I_1(x)$	$K_0(x)$	$K_1(x)$	$\lambda$	$I_0(\lambda)$	$I_1(\lambda)$	$K_0(\lambda)$	$K_1(\lambda)$
3,00	4,8808	3,9534	0,03474	0,04016	4,00	11,302	9,7595	0,01116	0,01248
3,10	5,2945	4,3262	0,03096	0,03563	4,10	12,324	10,688	0,009980	0,01114
3,20	5,7472	4,7343	0,02760	0,03164	4,20	13,442	11,706	0,008928	0,009938
3,30	6,2426	5,1810	0,02461	0,02812	4,30	14,668	12,822	0,007988	0,008872
3,40	6,7848	5,6701	0,02196	0,02500	4,40	16,010	14,046	0,007149	0,007923
3,50	7,3782	6,2058	0,01956	0,02224	4,50	17,481	15,389	0,006400	0,007078
3,60	8,0277	6,7927	0,01750	0,01980	4,60	19,093	16,863	0,005730	0,006325
3,70	8,7386	7,4357	0,01563	0,01763	4,70	20,858	18,479	0,005132	0,005654
3,80	9,5169	8,1404	0,01397	0,01571	4,80	22,794	20,253	0,004597	0,005055
3,90	10,369	8,9128	0,01248	0,01400	4,90	24,915	22,199	0,004119	0,004521
					5,00	27,240	24,336	0,003691	0,004045

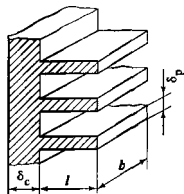
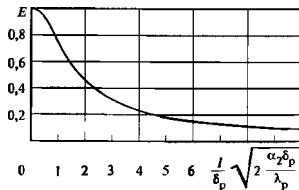
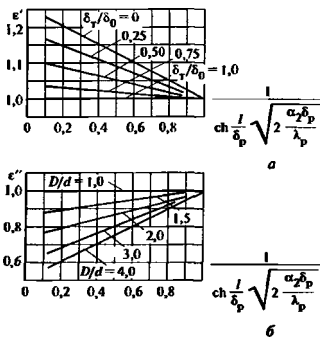


Рис. 3.2. Оребренная плоская стенка

Рис. 3.3. Коэффициент эффективности  $E$  прямого ребра постоянного сеченияРис. 3.4. Поправочный коэффициент  $\epsilon'$  для расчета коэффициента эффективности  $E'$  ребер сложной геометрии

$a$  — трапецидальное и треугольное ( $\delta_r = 0$ ) ребра;  $b$  — круглое и квадратное ребра

На практике расчет коэффициента эффективности  $E'$  ребер более сложной геометрии осуществляется по относительно простой формуле (3.38) с введением к полученному по ней значению  $E$  поправочного коэффициента  $\epsilon'$ .

$$E' = E\epsilon'. \quad (3.39)$$

Для ребер с трапецидальным и треугольным продольными сечениями  $\epsilon'$  определяется отношением толщин ребра у основания  $\delta_0$  и у торца  $\delta_r$ , а так-

же комплексом  $\frac{l}{\delta_r} \sqrt{2 \frac{\alpha_2 \delta_p}{\lambda_p}}$  (рис. 3.4,  $a$ ). В качест-

ве толщины ребра  $\delta_p$  в расчете используется ее среднearифметическое значение  $(\delta_0 + \delta_r)/2$

Приближенное соотношение (3.36) и более точные (3.37)–(3.39) применимы и для расчета теплопередачи через оребренные снаружи трубы, толщина стенки которых гораздо меньше диаметра. Для круглых и квадратных ребер, расположенных на внешней поверхности трубы, при расчете по (3.38) полагают, что  $l = (D - d)/2$ , где  $D$  — наружный диаметр круглого ребра или увеличенная в 1,13 раза сторона квадратного ребра,  $d$  — внешний диаметр трубы. Поправочный коэффициент  $\epsilon'$  в (3.39) определяется по графику рис. 3.4, б в зависимости от отношения  $D/d$  и комплекса  $\frac{l}{\delta_p} \sqrt{2 \frac{\alpha_2 \delta_p}{\lambda_p}}$ .

### 3.3.7. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРИ НАЛИЧИИ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛОТЫ

Пластина. Если внутри бесконечной пластины толщиной  $\delta$  равномерно распределены источники теплоты мощностью  $q_V$ , на поверхности пластины  $x = 0$  поддерживается температура  $T_{c1}$ , а на поверхности  $x = \delta$  — температура  $T_{c2}$ , то температурное поле в пластине ( $0 \leq x \leq \delta$ ) описывается уравнением

$$\frac{T - T_{c1}}{T_{c2} - T_{c1}} = \left[ 1 + \frac{q_V \delta^2}{2\lambda(T_{c2} - T_{c1})} \right] \frac{x}{\delta} - \frac{q_V \delta^2}{2\lambda(T_{c2} - T_{c1})} \left( \frac{x}{\delta} \right)^2, \quad (3.40)$$

где  $\lambda$  — теплопроводность материала стенки.

Плотность теплового потока  $q$  через изотермическую поверхность, отстоящую на расстоянии  $x$  от начала координат, составляет

$$q(x) = q_V x - \lambda \frac{T_{c2} - T_{c1}}{\delta} \left[ 1 + \frac{q_V \delta^2}{2\lambda(T_{c2} - T_{c1})} \right]. \quad (3.41)$$

Подставляя в (3.41)  $x = 0$  и  $x = \delta$ , можно получить значения  $q$  на поверхностях пластины. Если при расчете по (3.41) оказывается  $q < 0$ , то это означает, что направление теплового потока и положительное направление оси  $x$  противоположны.

В том случае, когда поверхность  $x = \delta$  теплоизолирована,  $(dT/dx)_{x=\delta} = 0$ , вся теплота, выделяемая в пластине, отводится через поверхность  $x = 0$ :

$$q_{x=0} = q_V \delta \quad (3.42)$$

и распределение температуры в пластине имеет вид

$$T - T_{c1} = \frac{q_V \delta^2}{\lambda} \left[ \frac{x}{\delta} - \frac{1}{2} \left( \frac{x}{\delta} \right)^2 \right] \quad (3.43)$$

Если на поверхности  $x = 0$  происходит конвективный теплообмен с жидкой средой, имеющей температуру  $T_{ж1}$ , а на поверхности  $x = \delta$  — со средой, имеющей температуру  $T_{ж2}$ , то распределение (3.40) остается в силе с той лишь разницей, что фигурирующие в нем температуры поверхностей  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$  определяются из совместного решения уравнения (3.41) при  $x = 0$  и  $x = \delta$  и уравнений теплоотдачи

$$q_{x=0} = \alpha_1 (T_{ж1} - T_{c1}), \quad (3.44)$$

$$q_{x=\delta} = \alpha_2 (T_{c2} - T_{ж2}), \quad (3.45)$$

где  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  — коэффициенты теплоотдачи на поверхностях  $x = 0$  и  $x = \delta$

Круглая труба. Температура в стенке длинной круглой трубы, на внутренней поверхности  $r = r_1$  которой поддерживается постоянная температура  $T_{c1}$ , а на внешней  $r = r_2$  — температура  $T_{c2}$ , на расстоянии  $r$  ( $r_1 \leq r \leq r_2$ ) от оси трубы рассчитывается как

$$\frac{T - T_{c1}}{T_{c2} - T_{c1}} = \frac{q_V r_1^2 \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \right]}{4\lambda(T_{c2} - T_{c1})} + \frac{1 + \frac{q_V r_1^2}{4\lambda(T_{c2} - T_{c1})} \left[ \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 1 \right]}{\ln(r_2/r_1)} \ln(r/r_1), \quad (3.46)$$

а плотность теплового потока  $q$  через изотермическую поверхность, удаленную от оси на расстояние  $r$  ( $r_1 \leq r \leq r_2$ ), составляет

$$q = \frac{2\lambda(T_{c1} - T_{c2})}{r} \times$$

$$\times \left\{ \frac{q_V r^2}{4\lambda(T_{c1} - T_{c2})} + \frac{1}{2} \frac{1 - \frac{q_V r_1^2 (r_2/r_1)^2 - 1}{4\lambda(T_{c1} - T_{c2})}}{\ln(r_2/r_1)} \right\}. \quad (3.47)$$

Полагая в (3.47)  $r = r_1$  и  $r = r_2$ , можно получить  $q$  на внутренней и внешней поверхностях трубы.

Расчет температурного поля в стенке трубы, когда на ее поверхностях происходит конвективный теплообмен с жидкими средами, проводится так же, как и в аналогичной задаче для плоской стенки — используется распределение (3.46), в котором температуры  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$  определяются из совместного решения уравнения (3.47) для  $r = r_1$  и  $r = r_2$  и уравнений теплоотдачи. В частности, когда одна из поверхностей трубы теплоизолирована и вся выделяющаяся в стенке теплота отводится через другую

поверхность в жидкую среду, распределение температуры в стенке имеет вид.

если  $q = 0$  при  $r = r_1$ , то

$$\frac{2\lambda}{q_V r_2} (T - T_{ж2}) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_2} \right)^2 \right] + \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 \left[ \ln \frac{r}{r_2} + \frac{\lambda}{\alpha_2 r_2} \right] + \frac{\lambda}{\alpha_2 r_2}, \quad (3.48)$$

если  $q = 0$  при  $r = r_2$ , то

$$\frac{2\lambda}{q_V r_1} (T - T_{ж1}) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_1} \right)^2 \right] + \left( \frac{r_2}{r_1} \right)^2 \left[ \ln \frac{r}{r_1} + \frac{\lambda}{\alpha_1 r_1} \right] - \frac{\lambda}{\alpha_1 r_1}, \quad (3.49)$$

где  $\alpha_1, T_{ж1}$  и  $\alpha_2, T_{ж2}$  — коэффициенты теплоотдачи и температуры потоков жидкости (газа), омывающих внутреннюю и внешнюю поверхности трубы

При  $r_1 = 0$  уравнение (3.48) описывает температурное поле в сплошном цилиндре, внутри которого действуют внутренние источники теплоты постоянной мощности  $q_V$  и с поверхности которого происходит теплоотдача в среду с температурой  $T_{ж2}$ . Распределение температуры в цилиндрической стенке, одна из поверхностей которой теплоизолирована, а другая поддерживается при постоянной температуре  $T_c$ , также задается уравнениями (3.48) и (3.49), если считать в них  $\alpha \rightarrow \infty$  и  $T_{ж} = T_c$ .

Если внутренние тепловыделения возникают в результате пропускания электрического тока через проводник, сопротивление которого слабо зависит от температуры, то мощность источников  $q_V$  можно представить как

$$q_V = I^2 R / V, \quad (3.50)$$

где  $I$  — сила тока,  $R$  и  $V$  — сопротивление и объем проводника

Решения задач с внутренними источниками теплоты, мощность которых линейно зависит от температуры, см. в [134].

### 3.4. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

#### 3.4.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ

Все процессы нестационарной теплопроводности в зависимости от характера изменения температуры во времени разделяются на три класса

1) *переходные процессы* — температура в каждой точке тела изменяется от одного установившегося значения до другого;

2) *процессы непрерывного нагрева (охлаждения)* — неограниченное изменение температуры во времени или в пространстве;

3) *периодические процессы* — температура колеблется около некоторого значения

Ниже приводятся результаты решения часто встречающихся в практике задач, относящихся к разным классам. Результаты решения различных задач нестационарной теплопроводности рассматриваются в [36, 63, 82, 134]

#### 3.4.2. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

**Охлаждение (нагрев) одномерных тел.** Одномерное тело (бесконечная пластина и цилиндр, шар), имеющее одинаковую температуру во всех точках, равную  $T_0$ , в начальный момент времени  $\tau = 0$  погружается в жидкую среду с неизменной температурой  $T_{ж}$ . Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  на поверхности тела (у пластины — на обеих поверхностях) постояен

Безразмерная температура тела  $\Theta = (T - T_{ж}) / (T_0 - T_{ж})$  определяется безразмерной координатой  $\bar{\xi} = \xi / l$ , числом Био  $Bi = \alpha l / \lambda$  и числом Фурье  $Fo = \alpha t / l^2$ , где  $\xi$  — координата;  $l$  — характерный линейный размер тела;  $\lambda, \alpha$  — теплопроводность и температуропроводность материала тела. Уравнение, описывающее нестационарное температурное поле в теле, имеет следующий вид

$$\Theta = \sum_{n=1}^{\infty} A(\mu_n) U(\mu_n \bar{\xi}) e^{-\mu_n^2 Fo}, \quad (3.51)$$

где  $A$  и  $U$  — некоторые функции;  $\mu_n$  — корни характеристического уравнения

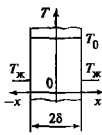
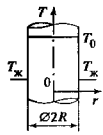
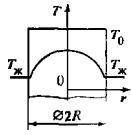
$$\mu = \mu(Bi). \quad (3.52)$$

В табл. 3.13 приведены характеристические уравнения (3.52) и соотношения для расчета функций  $A(\mu_n)$  и  $U(\mu_n \bar{\xi})$  в случае охлаждения (нагрева) бесконечной пластины, бесконечного цилиндра и шара. Через  $J_0$  и  $J_1$  обозначены функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков (значения этих функций приведены в табл. 3.12). Начало координат расположено на средней плоскости для пластины, на оси цилиндра и в центре шара

Решение (3.51) для бесконечной пластины, когда теплообмен происходит на обеих ее поверхностях, позволяет рассчитать температурное поле и в том случае, если одна из поверхностей теплоизолирована. Для этого необходимо поместить начало координат на теплоизолированную поверхность и в качестве размера  $l$  использовать всю толщину пластины  $2\delta$

При  $Bi \geq 0,3$  ряд (3.51) оказывается настолько быстро сходящимся, что для практических расче-

Таблица 3 13. Соотношения для расчета по (3.51) температурного поля одномерных тел

Данные для расчета по (3.51)	Форма и размер тела		
	Бесконечная пластина	Бесконечный цилиндр	Шар
			
Характерный размер	Полутолщина пластины $l = \delta$	Радиус $l = R$	
Определяющие безразмерные параметры	$\xi = \frac{x}{\delta}$ ; $Bi = \frac{\alpha \delta}{\lambda}$ ; $Fo = \frac{\alpha \tau}{\delta^2}$	$\xi = \frac{r}{R}$ ; $Bi = \frac{\alpha R}{\lambda}$ ; $Fo = \frac{\alpha \tau}{R^2}$	
Характеристическое уравнение $\mu - \mu(Bi)$	$\operatorname{ctg} \mu = \frac{\mu}{Bi}$	$\mu \frac{J_1(\mu)}{J_0(\mu)} = Bi$	$\operatorname{tg} \mu = -\frac{\mu}{Bi - 1}$
Функция $A(\mu_n)$	$\frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cos \mu_n}$	$\frac{2 J_1}{\mu_n [J_0^2(\mu_n) + J_1^2(\mu_n)]}$	$\frac{2(\sin \mu_n - \mu_n \cos \mu_n)}{\mu_n - \sin \mu_n \cos \mu_n}$
Функция $l/(\bar{\mu}_n \bar{\xi})$	$\cos\left(\mu_n \frac{x}{\delta}\right)$	$J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right)$	$\frac{\sin(\mu_n r/R)}{\mu_n r/R}$

топ достаточно ограничиться первым членом (погрешность не превышает 1%) В этом случае изменение во времени температуры  $\Theta_0$  на средней плоскости пластины  $x = 0$ , оси цилиндра  $r = 0$  и в центре шара  $r = 0$  описывается уравнением

$$\Theta_0 = N(Bi) \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (3.53)$$

а температура  $\Theta_n$  на поверхностях этих тел

$$\Theta_n = P(Bi) \exp(-\mu_1^2 Fo), \quad (3.54)$$

где  $N(Bi)$  и  $P(Bi)$  — функции, зависящие от  $Bi$ . На рис. 3 5—3 10 представлены графики функций  $\Theta_0(Bi, Fo)$  и  $\Theta_n(Bi, Fo)$ .

При  $Bi \rightarrow \infty$  (практически  $Bi > 100$ ) температура поверхности тела  $T_n$  в течение всего времени охлаждения (нагрева) равна температуре окружающей жидкости (газа)  $T_{ж}$ . Распределение температуры в теле описывается следующими уравнениями в пластине

$$\Theta = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{(2n-1)} \cos\left(\frac{2n-1}{2} \pi \frac{x}{\delta}\right) \times \exp\left[-\left(\frac{2n-1}{2}\right)^2 \pi^2 \frac{\alpha \tau}{\delta^2}\right]; \quad (3.55)$$

в цилиндре

$$\Theta = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{\mu_n J_1(\mu_n)} J_0\left(\mu_n \frac{r}{R}\right) \exp\left[-\mu_n^2 \frac{\alpha \tau}{R^2}\right], \quad (3.56)$$

где значения  $\mu_n$  определяются характеристическим уравнением для цилиндра при условии  $Bi \rightarrow \infty$ ; в шаре

$$\Theta = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\pi n} \frac{R}{r} \times \sin\left(\pi n \frac{r}{R}\right) \exp\left[-(\pi n)^2 \frac{\alpha \tau}{R^2}\right] \quad (3.57)$$

Уравнения (3.55)—(3.57) представляют собой решение задачи об охлаждении (нагреве) соответствующих одномерных тел с граничным условием первого рода, когда на поверхности тела задана постоянная температура. При вычислении суммы рядов (3.55)—(3.57) можно так же, как и для (3.51), пренебречь всеми членами по сравнению с первым членом, если только  $Fo \geq 0.3$ .

При  $Bi \rightarrow 0$  (практически  $Bi < 0.1$ ) в любой момент времени температура во всех точках рассматриваемых тел одинакова, ее изменение во времени подчиняется уравнению

$$\Theta = \exp\left(-t \frac{\alpha T}{\rho c l}\right), \quad (3.58)$$

где  $\rho$  и  $c$  — плотность и удельная теплоемкость материала тела, для пластины  $l = 1$  и  $l = \delta$ , для цилиндра  $l = 2$  и  $l = R$ , для шара  $l = 3$  и  $l = R$ .

Количество теплоты  $Q$ , отдаваемой (воспринимаемой) телом в процессе охлаждения (нагрева) за



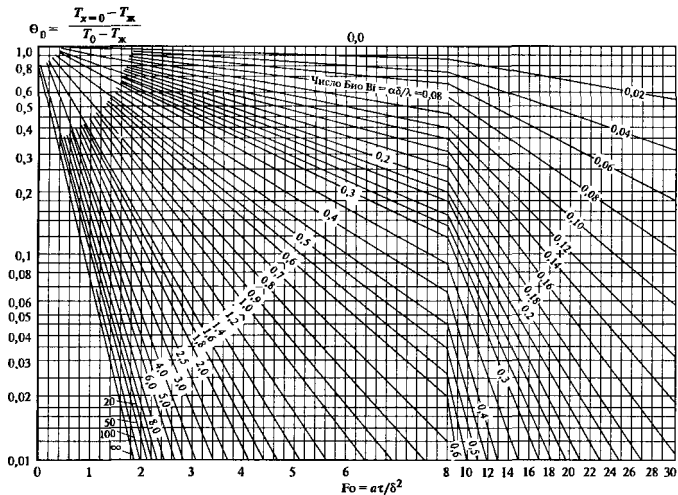


Рис. 3.5. Безразмерная температура в середине бесконечной пластины

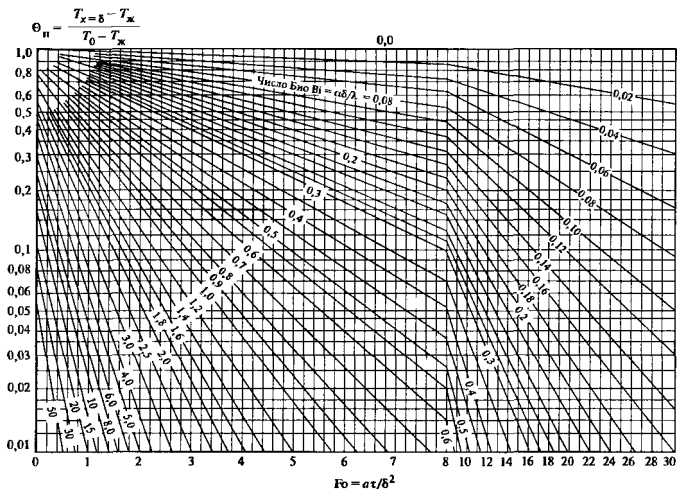


Рис. 3.6. Безразмерная температура на поверхности бесконечной пластины

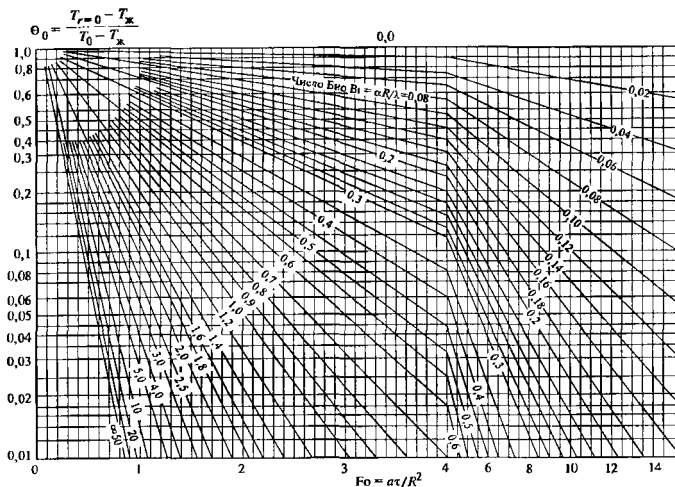


Рис. 3.7. Безразмерная температура на оси цилиндра бесконечной длины

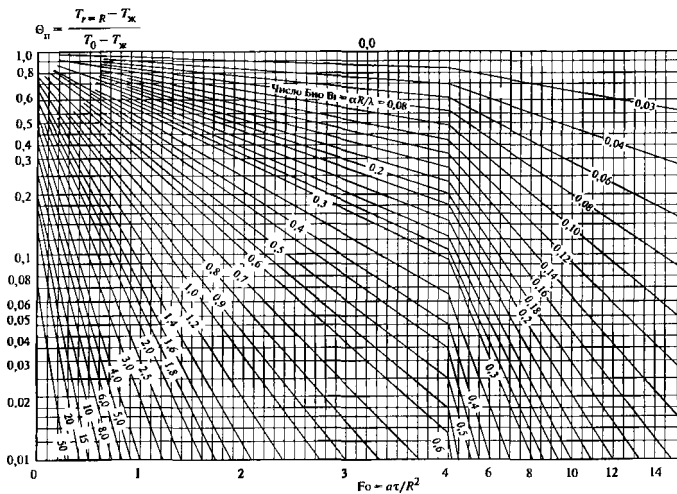


Рис. 3.8. Безразмерная температура на поверхности цилиндра бесконечной длины

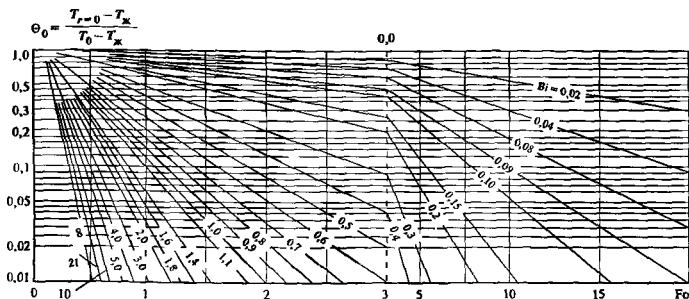


Рис. 3.9. Безразмерная температура в центре шара

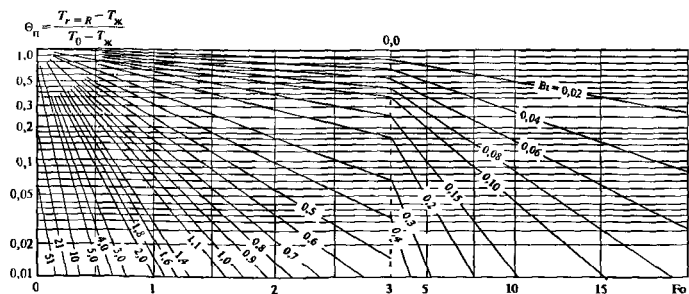


Рис. 3.10. Безразмерная температура на поверхности шара

время  $\tau$ , в расчете на единицу площади поверхности составляет

$$Q = \rho c \frac{l}{l} (T_0 - T_{\infty})(1 - \bar{\Theta}), \quad (3.59)$$

где значения  $l$  и  $l$  те же, что и в (3.58),  $\bar{\Theta}$  — средняя по объему безразмерная температура тела в момент времени  $\tau$ . Значения  $\bar{\Theta}$  вычисляют по формулам:

для пластины

$$\bar{\Theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2Bi^2}{\mu_n^2(\mu_n^2 + Bi^2 - Bi)} \exp(-\mu_n^2 Fo), \quad (3.60)$$

для цилиндра

$$\bar{\Theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4Bi^2}{\mu_n^2(\mu_n^2 + Bi^2)} \exp(-\mu_n^2 Fo); \quad (3.61)$$

для шара

$$\bar{\Theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6Bi^2}{\mu_n^2(\mu_n^2 + Bi^2 - Bi)} \exp(-\mu_n^2 Fo) \quad (3.62)$$

Если  $Fo \geq 0,3$ , то вычисление  $\bar{\Theta}$  сводится к расчету первого члена ряда

Охлаждение (нагрев) параллелепипеда и цилиндра конечной длины. Прямоугольный параллелепипед со сторонами  $2\delta_x$ ,  $2\delta_y$  и  $2\delta_z$  (цилиндр конечной длиной  $2l$  и радиусом основания  $R$ ), имевший в начальный момент времени  $\tau = 0$  во всех точках одинаковую температуру, равную  $T_0$ , охлаждается (нагревается) в жидкой среде с неизменной температурой  $T_{\infty}$ , коэффициент теплоотдачи в окружающую среду на всей поверхности и параллелепипеда (цилиндра) постоянен и составляет  $\alpha$  (рис. 3.11)

Расчет температурного поля для таких тел основан на теореме перемножения решений. безразмерная температура тела конечных размеров равна произведению безразмерных температур одномерных тел, пересечением которых образовано тело конечных размеров

Параллелепипед образован пересечением трех бесконечных пластин толщинами  $2\delta_x$ ,  $2\delta_y$  и  $2\delta_z$ . Его

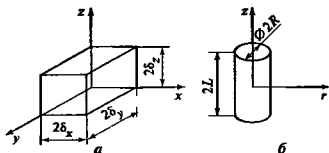


Рис. 3.11. Прямоугольный параллелепипед (а) и цилиндр конечной длины (б)

безразмерная температура  $\Theta = \frac{T(x, y, z, \tau) - T_{\text{ж}}}{T_0 - T_{\text{ж}}}$ ,

где  $T(x, y, z, \tau)$  — температура в точке параллелепипеда с координатами  $x, y, z$  в момент времени  $\tau$ , может быть рассчитан как

$$\Theta(x, y, z, \tau) = \Theta_x(x, \tau) \Theta_y(y, \tau) \Theta_z(z, \tau). \quad (3.63)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Theta_x &= \frac{T(x, \tau) - T_{\text{ж}}}{T_0 - T_{\text{ж}}}, \\ \Theta_y &= \frac{T(y, \tau) - T_{\text{ж}}}{T_0 - T_{\text{ж}}}, \\ \Theta_z &= \frac{T(z, \tau) - T_{\text{ж}}}{T_0 - T_{\text{ж}}} \end{aligned} \quad (3.64)$$

— безразмерные температуры трех бесконечных пластин толщинами  $2\delta_x, 2\delta_y$  и  $2\delta_z$ . Безразмерная температура  $\Theta_k$  ( $k = x, y, z$ ) каждой из пластин рассчитывается независимо одна от другой как функция безразмерной координаты  $k/\delta_k$ , числа Био

$Bi_k = \frac{\alpha \delta_k}{\lambda}$  и Фурье  $Fo_k = \frac{\alpha \tau}{\delta_k^2}$  — по соответствующим уравнениям или графикам для охлаждения (нагрева) бесконечной пластины

Расчет температурного поля  $\Theta(r, z, \tau)$  цилиндра конечной длиной  $2L$  и радиусом  $R$  производится по формуле

$$\begin{aligned} \Theta(r, z, \tau) &= \frac{T(r, z, \tau) - T_{\text{ж}}}{T_0 - T_{\text{ж}}} = \\ &= \Theta_r(r, \tau) \Theta_z(z, \tau), \end{aligned} \quad (3.65)$$

где  $\Theta_r = (T(r, \tau) - T_{\text{ж}})/(T_0 - T_{\text{ж}})$  — безразмерная температура бесконечного цилиндра радиусом  $R$ ;

$\Theta_z = \frac{T(z, \tau) - T_{\text{ж}}}{T_0 - T_{\text{ж}}}$  — безразмерная температура бесконечной пластины толщиной  $2L$ , т.е. безразмерные температуры тех одномерных тел, пересе-

чением которых образован цилиндр конечной длины. Значения  $\Theta_r$  и  $\Theta_z$  рассчитываются по соответствующим уравнениям или графикам для охлаждения (нагрева) бесконечного цилиндра и бесконечной пластины.

$$\Theta_r = \Theta_r(r/R, \alpha R/\lambda, \alpha \tau/R^2);$$

$$\Theta_z = \Theta_z(z/L, \alpha L/\lambda, \alpha \tau/L^2)$$

### 3.4.3. РЕГУЛЯРНЫЙ РЕЖИМ ОХЛАЖДЕНИЯ (НАГРЕВА)

В переходном процессе охлаждения (нагрева) как однородных, так и неоднородных тел любых форм и размеров в жидкой среде с постоянной температурой  $T_{\text{ж}}$  можно выделить три характерных режима (рис. 3.12).

1) *неупорядоченный* ( $0 < \tau < \tau_p$ ) — начальное распределение температур оказывает заметное влияние на развитие процесса. Температурное поле одномерных тел на этой стадии описывается рядом (3.51);

2) *регулярный* ( $\tau_p < \tau < \infty$ ) — характерен тем, что влияние начального распределения температур исчезает. Для описания поля температур в одномерном теле достаточно первого члена ряда (3.51);

3) *стационарный* ( $\tau \rightarrow \infty$ ) — температура во всех точках тела становится равной температуре окружающей жидкости  $T_{\text{ж}}$ .

В стадии регулярного режима относительная скорость изменения избыточной температуры  $\vartheta = T(x, y, z, \tau) - T_{\text{ж}}$  в любой точке тела остается постоянной и одинаковой.

$$-\frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = m = \text{const} \quad (3.66)$$

Эта скорость  $m$ , имеющая размерность 1/с, называется *темпом охлаждения (нагрева)*. Значение  $m$  зависит от физических свойств тела, его формы и размеров, коэффициента теплоотдачи  $\alpha$ .

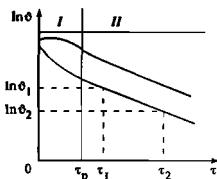


Рис. 3.12. Изменение во времени температуры тела при его охлаждении

I — неупорядоченный режим; II — регулярный режим

В регулярном режиме изменение  $\ln \vartheta$  во времени носит линейный характер (рис. 3.12). Это позволяет легко обнаружить в эксперименте наступление регулярного режима и, фиксируя температуру в произвольной точке тела для двух моментов времени  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , рассчитывать темп охлаждения

$$m = (\ln \vartheta_1 - \ln \vartheta_2) / (\tau_2 - \tau_1).$$

Теория регулярного режима разработана Г.М. Кондратьевым. Ее основное содержание составляют две теоремы.

**Первая теорема Кондратьева.** Согласно этой теореме для однородных тел при конечном значении  $\alpha$  выполняется соотношение

$$m = \frac{\alpha F}{\rho c V} \psi, \quad (3.67)$$

где  $c$ ,  $\rho$  — удельная теплоемкость и плотность материала тела;  $F$ ,  $V$  — площадь поверхности и объем тела;  $\psi = \bar{\vartheta}_F / \bar{\vartheta}_V$  — коэффициент неравномерности температурного поля, равный отношению средней по поверхности избыточной температуры  $\bar{\vartheta}_F$  к средней по объему  $\bar{\vartheta}_V$ .

Коэффициент  $\psi$  остается постоянным в течение всего периода регулярного режима, причём  $0 \leq \psi \leq 1$  и рассчитывается по формуле

$$\psi = (B^2 + 1,44 B + 1)^{-1/2}, \quad (3.68)$$

где  $B = \frac{\alpha}{\lambda} K \frac{F}{V}$  — модифицированная форма записи числа Био;  $K$  — коэффициент формы, который определяется формой и размерами тела:

для параллелепипеда (см. рис. 3.11, а)

$$K = [(\pi/2\delta_x)^2 + (\pi/2\delta_y)^2 + \pi/2\delta_z^2]^{-1};$$

для цилиндра конечной длины (см. рис. 3.11, б)

$$K = [(2,405/R)^2 + (\pi/2L)^2]^{-1};$$

для шара радиусом  $R$

$$K = (R/\pi)^2$$

**Вторая теорема Кондратьева.** Она устанавливает пропорциональность между темпом охлаждения  $m$  и температуропроводностью  $a$  материала однородного тела при высокой интенсивности теплоотдачи (коэффициент теплоотдачи  $\alpha \rightarrow \infty$ ):

$$m = a/K. \quad (3.69)$$

На основе теории регулярного режима разработаны методы экспериментального определения теплотехнических свойств веществ, коэффициента теплоотдачи и др. Подробно теория регулярного режима и ее приложения рассматриваются в [45, 65, 113].

### 3.4.4. ПРОЦЕССЫ НЕПРЕРЫВНОГО НАГРЕВА (ОХЛАЖДЕНИЯ)

**Нагрев (охлаждение) полуограниченного тела.** На поверхности  $x = 0$  полуограниченного тела ( $x > 0$ ), температура которого всюду одинакова и равна  $T_\infty$ , в начальный момент времени  $\tau = 0$  устанавливается постоянная температура  $T_0$ . Поле температур в полуограниченном теле при  $\tau > 0$  описывается уравнением

$$\Theta_T(x, \tau) = \frac{T(x, \tau) - T_\infty}{T_0 - T_\infty} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right), \quad (3.70)$$

где  $T(x, \tau)$  — температура тела на расстоянии  $x$  от его поверхности в момент времени  $\tau$ ,  $a$  — температуропроводность материала тела;  $\operatorname{erf}(x/2\sqrt{a\tau})$  — интеграл ошибок;  $\operatorname{erf}(z) = 2\Phi(z)$ , где  $\Phi(z)$  — интеграл вероятностей (таблицы функции  $\Phi(z)$  см. в п. 4.10.3 книги 1). Плотность теплового потока на поверхности тела уменьшается во времени по закону

$$q_{x=0} = \frac{\lambda(T_0 - T_\infty)}{\sqrt{\pi a \tau}}, \quad (3.71)$$

где  $\lambda$  — теплопроводность материала тела. На расстоянии  $x_1 \geq 3,68\sqrt{a\tau}$  значение  $\Theta$  не превышает 0,01.

Если в начальный момент времени  $\tau = 0$  на поверхности полуограниченного тела, температура которого одинакова во всех точках и равна  $T_\infty$ , устанавливается постоянная плотность теплового потока  $q_0$ , то

$$\begin{aligned} \Theta_q(x, \tau) &= \frac{\lambda[T(x, \tau) - T_\infty]}{2q_0\sqrt{a\tau}} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right)^2\right] - \\ &- \frac{x}{2\sqrt{a\tau}} \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a\tau}}\right)\right] \end{aligned} \quad (3.72)$$

Температура на поверхности  $x = 0$  составляет

$$T(0, \tau) - T_\infty = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{q_0\sqrt{a\tau}}{\lambda}. \quad (3.73)$$

Графики зависимостей (3.70) и (3.72) представлены на рис. 3.13.

**Охлаждение (нагрев) полуограниченного тела с фазовым переходом.** В начальный момент времени  $\tau = 0$  на поверхности  $x = 0$  полуограниченного тела ( $x > 0$ ), имеющего всюду одинаковую температуру  $T_\infty$ , устанавливается постоянная температура  $T_0$  (рис. 3.14). При температуре  $T_\phi$ , лежащей в пределах между  $T_0$  и  $T_\infty$ , в теле происходит

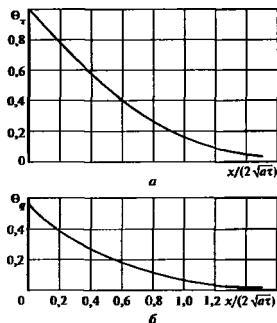


Рис. 3.13. Безразмерная температура полугограниченного тела

*a* — на поверхности поддерживается постоянная температура  $T_0$ , уравнение (3.70), *б* — на поверхности задана постоянная плотность теплового потока  $q_0$ , уравнение (3.72)

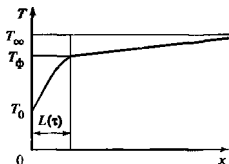


Рис. 3.14. Охлаждение полугограниченного тела с фазовым переходом

фазовый переход, в результате которого выделяется теплота перехода в количестве  $r$ . Теплофизические свойства тела при  $T < T_\phi$  и  $T > T_\phi$  различны.

Фронт фазового перехода с температурой  $T_\phi$  за время  $\tau$  проникает в тело на расстояние

$$L = 2\beta \sqrt{a_1 \tau}, \quad (3.74)$$

где коэффициент пропорциональности  $\beta$  определяется из уравнения

$$\frac{\exp(-\beta^2)}{\operatorname{erf} \beta} + \frac{\sqrt{(\lambda c \rho)_2} T_\infty - T_\phi}{\sqrt{(\lambda c \rho)_1} T_\phi - T_0} \times \frac{\exp(-\beta^2 a_1 / a_2)}{1 - \operatorname{erf}(\beta \sqrt{a_1 / a_2})} = \frac{\sqrt{\pi} r \rho_2}{c_1 \rho_1 (T_\phi - T_0)} \beta. \quad (3.75)$$

Здесь  $\lambda$  — теплопроводность;  $c$  — удельная теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $a$  — температуропроводность;  $\operatorname{erf}$  — обозначение функции ошибок [см.

пояснения к (3.70)]; индекс 1 относится к состоянию тела при  $x < L(\tau)$ , индекс 2 — при  $x > L(\tau)$ . Распределение температуры в теле в момент времени  $\tau$ :

при  $x \leq L(\tau)$

$$\frac{T_1(x, \tau) - T_0}{T_\phi - T_0} = \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_1 \tau}}\right)}{\operatorname{erf} \beta}, \quad (3.76)$$

при  $x \geq L(\tau)$

$$\frac{T_2(x, \tau) - T_\infty}{T_\phi - T_\infty} = \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{a_2 \tau}}\right)}{1 - \operatorname{erf}(\beta \sqrt{a_1 / a_2})} \quad (3.77)$$

Плотность теплового потока на поверхности полугограниченного тела

$$q_{x=0} = \frac{\lambda_1 (T_\phi - T_0)}{2\sqrt{a_1 \tau} \operatorname{erf} \beta} \quad (3.78)$$

#### 3.4.5. ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ. ТЕПЛОВЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛУОГРАНИЧЕННОМ ТЕЛЕ

Пусть температура  $T_n$  поверхности  $x = 0$  полугограниченного тела изменяется по гармоническому закону

$$\vartheta_n = T_n - \bar{T} = \vartheta_0 \cos(\omega \tau), \quad (3.79)$$

где  $\bar{T}$  — среднее значение температуры поверхности;  $\vartheta_0$  — амплитуда колебаний;  $\omega = 2\pi f$  — циклическая частота колебания температуры;  $f$  — число колебаний в единицу времени.

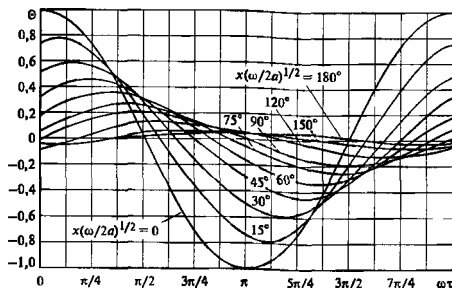
Если подобные колебания продолжаются достаточно долго, то влияние начального распределения температуры на ход процесса исчезает и в теле устанавливается квазистационарное состояние, при котором температура в каждой точке совершает гармонические колебания около неизменного значения  $\bar{T}$ . Распределение температуры в этом случае имеет вид

$$\Theta = \vartheta / \vartheta_0 = \cos(\omega \tau - x \sqrt{\omega / 2a}) \times \exp(-x \sqrt{\omega / 2a}), \quad (3.80)$$

где  $\vartheta = T(x, \tau) - \bar{T}$ ;  $T(x, \tau)$  — температура на расстоянии  $x$  от поверхности тела в момент времени  $\tau$ ;  $a$  — температуропроводность материала тела. График зависимости (3.80) представлен на рис. 3.15.

Амплитуда колебаний  $\vartheta_0 \exp(-x \sqrt{\omega / 2a})$  быстро уменьшается с ростом  $x$  и на расстоянии, равном одной длине волны  $l = 2\pi \sqrt{2a / \omega}$ , составляет менее 0,2 %  $\vartheta_0$ . Поэтому решение (3.80) можно

Рис. 3.15. Зависимость безразмерной температуры от времени на различных глубинах в полуограниченном теле при изменении температуры поверхности по гармоническому закону



с достаточной точностью использовать для пластины толщиной  $\delta > l$

Наряду с амплитудой изменяется и фаза колебаний температуры. В точках с координатой  $x$  момент, когда температура принимает свое среднее значение  $\bar{T}$ , наступает позднее, чем на поверхности, на  $\Delta\tau = x/\sqrt{2\alpha\omega}$ .

Скорость распространения тепловой волны и рассчитывается как

$$u = x/\Delta\tau = \sqrt{2\alpha\omega}.$$

Плотность теплового потока  $q_{x=0}$  на поверхности полуограниченного тела составляет

$$q_{x=0} = \lambda\vartheta_0\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}} \cos\left(\omega\tau + \frac{\pi}{4}\right) \quad (3.81)$$

Колебания температуры поверхности (3.79) отстают по фазе на  $\pi/4$  от колебаний плотности теплового потока (3.81).

## Б. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

### 3.5. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

#### 3.5.1. КОЭФФИЦИЕНТ ТЕПЛОТДАЧИ. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ НАПОР

Понятие «конвективный теплообмен», или «теплотдача», означает перенос теплоты между некоторой выделенной поверхностью и движущейся относительно нее текучей средой — жидкостью или газом. В качестве выделенной поверхности конвективного теплообмена обычно рассматривается поверхность твердого тела, но это может быть и граница раздела жидкостей или жидкой и газовой фаз.

Если движение жидкости (газа) относительно поверхности теплообмена вызвано какими-либо внешними побуждениями (насосом, ветром и др.), конвекцию называют *вынужденной*. Если же движение текучей среды возникает под действием не-

однородного поля массовых сил, например гравитационных, то такой процесс принято называть *свободной*, или *естественной конвекцией*. При этом неоднородность поля гравитационных сил вызывается неравномерной (вследствие теплообмена с рассматриваемой поверхностью) плотностью текучей среды.

Различают так называемые *внутренние задачи* (теплообмен между стенками канала и потоком теплоносителя в нем) и задачи при *внешнем обтекании тел*.

Для характеристики интенсивности конвективного теплообмена используются местный (локальный) и средний коэффициенты теплоотдачи

*Местный коэффициент теплоотдачи*

$$\alpha = q_c/\Delta T_p, \quad (3.82)$$

где  $q_c$  — локальная плотность теплового потока на поверхности теплообмена (на стенке),  $\Delta T_p$  — расчетный температурный напор

В задачах с внешним обтеканием естественно использовать начальный температурный набор  $\Delta T_n$

$$\Delta T_p = \Delta T_n = |T_c - T_{\infty}|, \quad (3.83)$$

где  $T_{\infty}$  — температура набегающего потока жидкости (газа),  $T_c$  — локальная температура стенки

Во внутренних задачах температура теплоносителя непрерывно изменяется вдоль канала. Здесь, как правило, используется местный температурный напор

$$\Delta T_p = \Delta T_m = |T_c - T_x|, \quad (3.84)$$

где  $T_x$  — средняя калориметрическая (среднемассовая) температура теплоносителя в рассматриваемом сечении канала

В редких случаях (например, в классической задаче Гретца—Нуссельта [75]) температурный напор определяют как

$$\Delta T_p = \Delta T_n = |T_c - T_n|, \quad (3.84a)$$

где  $T_n$  — температура жидкости на входе в канал.

Для потока в трубе с заданной тепловой нагрузкой локальная (среднемассовая) температура жидкости определяется из уравнения теплового баланса:

$$T_x = T_{вх} \pm \int_0^x \frac{q_c \Pi dx}{Gc_p} \quad (3.85)$$

При равномерной по поверхности теплообмена плотности теплового потока, неизменном по длине проходном сечении канала и постоянной теплоемкости теплоносителя в рассматриваемом интервале изменения температуры локальная температура

$$T_x = T_{вх} \pm \frac{q_c \Pi x}{Gc_p} \quad (3.86)$$

При переменной теплоемкости локальная температура определяется через энтальпию

$$h_x = h_{вх} \pm \frac{q_c \Pi x}{G} \quad (3.87)$$

В (3.85)—(3.87)  $T_{вх}$ ,  $h_{вх}$  — температура и энтальпия теплоносителя на входе в канал;  $q_c$  — плотность теплового потока на стенке;  $c_p$  — изобарная теплоемкость;  $G$  — массовый расход теплоносителя;  $\Pi$  — периметр сечения канала,  $x$  — расстояние от начала обогреваемого (охлаждаемого) участка до рассматриваемого сечения. Знаки «+» и «-» относятся соответственно к нагреванию и охлаждению потока в канале.

Средний коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha} = \frac{Q_c}{F_0 \Delta \bar{T}} = \frac{\bar{q}_c}{\Delta \bar{T}} \quad (3.88)$$

где  $F_0$  — площадь поверхности теплообмена,  $\Delta \bar{T}$  — среднентегральный температурный напор

$$\Delta \bar{T} = \Delta T_m = \left| \frac{1}{F_0} \int_0^{F_0} (T_c - T_x) dF \right| \quad (3.89)$$

Часто средний коэффициент теплоотдачи определяют, используя среднелогарифмический

$$\Delta T_m = \left| \bar{T}_c - \frac{1}{2} (T_{вх} + T_{вых}) \right| \quad (3.90)$$

или среднелогарифмический

$$\Delta T_m = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln(\Delta T_1 / \Delta T_2)} \quad (3.91)$$

температурные напоры, где  $\bar{T}_c$  — средняя по теплопередающей поверхности температура стенки,  $T_{вх}$  и  $T_{вых}$  — среднемассовая температура теплоносителя на входе и выходе канала,  $\Delta T_1$  — больший из температурных напоров  $\Delta T_{вх} = T_c - T_{вх}$  и  $\Delta T_{вых} = T_c - T_{вых}$ , а  $\Delta T_2$  — меньший из них;  $T_c$  — локальная температура стенки

Если  $\Delta T_1 / \Delta T_2 < 2$ , то в большинстве теплотехнических расчетов можно вместо среднентегрального или среднелогарифмического температурного напора использовать среднелогарифмический

В зависимости от того, к какому температурному напору относят тепловой поток, различают и коэффициенты теплоотдачи, связанные соотношением

$$\bar{\alpha}_n \Delta \bar{T}_n = \bar{\alpha}_a \Delta \bar{T}_a = \bar{\alpha}_l \Delta \bar{T}_l = \bar{\alpha}_m \Delta \bar{T}_m = \bar{q}_c \quad (3.92)$$

Коэффициент теплоотдачи в общем случае является функцией формы и размеров обтекаемого тела, скорости, режима течения и физических свойств теплоносителя, а также направления теплового потока (нагревание или охлаждение теплоносителя).

### 3.5.2. СИСТЕМА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛОБМЕНА

Для полного аналитического описания процесса конвективного теплообмена необходимо задать систему дифференциальных уравнений, выражающих законы сохранения массы (уравнение неразрывности), импульса (уравнение движения), энергии, соответствующие специальные законы переноса импульса и теплоты; зависимость физических свойств теплоносителя от температуры и давления и, наконец, условия однозначности, включающие начальные и граничные условия. Дифференциальные уравнения неразрывности, движения и энергии приведены в § 1.5. В частности, для потока несжимаемой жидкости уравнения неразрывности и движения (для  $j$ -проекции импульса) имеют вид

$$\frac{\partial w_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.93)$$

$$\rho \left( \frac{\partial w_j}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_j}{\partial x_x} \right) = \rho F_x - \frac{\partial p}{\partial x_x} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial w_j}{\partial x_j} \right) \quad (3.94)$$

где  $x_j$  — декартова координата;  $w_x, w_j$  — проекции скорости на соответствующие оси координат;  $F_x$  — проекция массовой силы;  $p$  — давление;  $\mu$  — динамическая вязкость. При записи уравнений сохранения здесь и далее используется индексная форма с суммированием по повторяющемуся индексу, например, для  $x$ -проекции импульса развернутая форма уравнения (3.94) имеет вид

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial w_x}{\partial t} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x_x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) = \\ = \rho F_x - \frac{\partial p}{\partial x_x} + \frac{\partial}{\partial x_x} \left( \mu \frac{\partial w_x}{\partial x_x} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial w_x}{\partial z} \right). \end{aligned}$$



Уравнение энергии (см. п. 1.5.3) в наиболее общей форме удобно записать относительно энтальпии жидкости:

$$\rho \frac{dh}{dt} - \frac{dp}{dt} = \mu \Phi_{\text{diss}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + q_V. \quad (3.95)$$

При умеренных скоростях течения жидкости (практически при числах Маха  $M \leq 0,3$ ) формула (3.95) упрощается к виду

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + w_j \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) + q_V \quad (3.96)$$

В неподвижной среде ( $w_j = 0$ ) это уравнение переходит в уравнение теплопроводности (3.4)

В уравнениях (3.94) и (3.95) в качестве специальных законов переноса используются обобщенный закон вязкости Ньютона (см. п. 1.5.1) и закон теплопроводности Фурье (3.5).

Считается, что система уравнений (3.93), (3.94), (3.96) описывает и турбулентные течения, если под параметрами потока в этих уравнениях подразумевать их актуальные (мгновенные) значения. При условии  $\frac{d}{dt} = 0$  указанные уравнения представляют

собой систему уравнений стационарных процессов в ламинарных потоках. В турбулентных потоках значения скорости, давления и температуры непрерывно изменяются случайным образом, пульсируют. Для них стационарным может быть только осредненное во времени движение. Чтобы выразить уравнения движения и энергии турбулентного потока через осредненные параметры, необходимо кроме молекулярного переноса учесть также составляющие переноса импульса и энергии, обусловленные молярным перемешиванием среды в потоке. Через осредненные параметры турбулентного потока уравнения (3.93), (3.94), (3.96) могут быть записаны в виде

$$\frac{\partial \bar{w}_j}{\partial x_j} = 0; \quad (3.97)$$

$$\rho \left( \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial t} + \bar{w}_j \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} \right) = -\rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \mu \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} - \rho \overline{w'_i w'_j} \right), \quad (3.98)$$

$$\rho c_p \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \bar{w}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \rho c_p \overline{w'_j T'} \right) + q_V \quad (3.99)$$

Члены  $\rho \overline{w'_i w'_j}$  и  $\rho c_p \overline{w'_j T'}$  в уравнениях (3.98) и (3.99) представляют собой соответственно дополнительное напряжение и тепловой поток, обусловленные турбулентным перемешиванием среды. Следовательно, полное касательное напряжение и плотность теплового потока при турбулентном течении могут быть определены как

$$\tau_{ij} = (\mu + \mu_T) \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j}; \quad (3.100)$$

$$q_j = -(\lambda + \lambda_T) \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j}, \quad (3.101)$$

где  $\mu_T$  и  $\lambda_T$  — турбулентные вязкость и теплопроводность теплоносителя. Коэффициенты  $\mu_T$  и  $\lambda_T$  в отличие от молекулярных  $\mu$  и  $\lambda$  не являются физическими свойствами среды. Непосредственно на твердой поверхности теплообмена  $\mu_T = 0$  и  $\lambda_T = 0$ .

Турбулентные составляющие напряжения и теплового потока определяют методами статистической теории турбулентности, на основе полуэмпирических моделей турбулентного переноса или, наконец, экспериментально (см. разд. 1).

### 3.5.3. МЕТОДЫ ТЕОРИИ ПОДОБИЯ

Исходные уравнения и их решение, а также результаты экспериментального изучения конвективного теплообмена возможно и целесообразно представлять в виде зависимостей между безразмерными комплексами — числами подобия. Приведение математического описания процесса и расчетных соотношений к безразмерному виду позволяет выявить условия подобия и сопоставимости процессов, сокращает число переменных и постоянных величин, определяющих процесс, при экспериментальном исследовании позволяет перейти к минимуму число величин, которые необходимо варьировать в опытах; указывает компактный и рациональный способ обобщения экспериментальных данных; дает возможность, не решая исходную систему дифференциальных уравнений, анализировать предельные случаи и устанавливать критерии подобия, которые характеризуют наиболее существенные особенности процессов в данных конкретных условиях.

Для приведения функциональной зависимости к безразмерному виду пользуются, в частности, методом масштабных преобразований, состоящим из следующих этапов:

1) для каждой группы однородных величин (имеющих одинаковый физический смысл, одинаковую размерность), в составе которых имеются постоянные, выбирают одну из них в качестве масштаба и приводят эти величины к безразмер-

ному виду ( $x_1/l_0 = X_1, x_2/l_0 = X_2, w_1/w_0 = W_1, w_2/w_0 = W_2, \dots$ );

2) в исходные уравнения вместо размерных параметров подставляют их выражения в виде произведения безразмерной величины и соответствующего масштаба ( $x_1 = X_1 l_0, \dots, w_1 = W_1 w_0$  и т.д.);

3) оставшиеся в уравнениях размерные величины и появившиеся в них масштабы группируют в безразмерные комплексы

Такая процедура позволяет установить совокупность безразмерных чисел, характерных для изучаемого процесса. Эти числа подобия в общем случае являются мерой относительного влияния действующих сил и процессов переноса на течение жидкости и теплообмен.

Так, для стационарных процессов конвективно-теплообмена в однофазной несжимаемой жидкости с постоянными (кроме плотности) физическими свойствами характерны следующие безразмерные числа:

число Нуссельта

$$Nu = \frac{q_c l_0}{\lambda \Delta T} = \frac{\alpha l_0}{\lambda}; \quad (3.102)$$

число Стантона

$$St = \alpha / (\rho w c_p), \quad (3.103)$$

выражающие интенсивность теплоотдачи (безразмерные коэффициенты теплоотдачи).

безразмерные координаты точек поверхности теплообмена и линейные размеры

$$X_1 = x_1/l_0 \quad X_n = x_n/l_0; \quad (3.104)$$

число Рейнольдса

$$Re = w_0 l_0 / \nu. \quad (3.105)$$

характеризующее соотношение сил инерции и сил вязкости в потоке жидкости;

число Прандтля

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a} \quad (3.106)$$

— физический параметр, характеризующий соотношение молекулярных свойств переноса количества движения и теплоты;

число Пекле

$$Pe = RePr = w_0 l_0 / a, \quad (3.107)$$

характеризующее соотношение конвективных и молекулярных потоков теплоты при конвективном теплообмене,

число Грасгофа

$$Gr = g \beta \Delta T l_0^3 / \nu^2 \quad (3.108)$$

и число Архимеда

$$Ar = \frac{g l_0^3 (\rho_0 - \rho)}{\nu^2 \rho_0}, \quad (3.109)$$

характеризующие эффективность подъемной силы, вызывающей свободноконвективное движение вязкой жидкости. При  $\beta = \text{const}$  числа  $Gr$  и  $Ar$  идентичны

В (3.102)—(3.109)  $q_c$  — плотность теплового потока на поверхности теплообмена;  $\mu, \nu$  — динамическая и кинематическая вязкости;  $g$  — гравитационное ускорение,  $c_p$  — изобарная теплоемкость,  $a$  — температуропроводность;  $\beta$  — температурный коэффициент объемного расширения;

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$$

Для идеального газа  $\beta = 1/T$ , для капельных жидкостей в интервале изменения температуры от

$$T_1 \text{ до } T_2 \text{ среднее значение } \beta = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1 (T_2 - T_1)}$$

Теплофизические свойства воды и водяного пара приведены в табл. 3.14 и 3.15, воздуха — в табл. 3.16, масла марки МК — в табл. 3.17, жидких металлов — в табл. 3.18. Подробные сведения о свойствах жидкостей и газов см. в [10, 13], о свойствах воды и водяного пара — в [90].

Формальное обобщение зависимостей в безразмерном виде дает возможность выявить глубокий смысл подобия явлений, процессов. При этом понятие подобия применимо только к явлениям одной физической природы, которые качественно одинаковы и описываются уравнениями, одинаковыми и по форме, и по содержанию.

Если математическое описание двух явлений одинаково по форме, но различно по физической природе, то такие явления называются *аналогичными*. Например, аналогичны процессы теплопроводности, электрической проводимости и диффузии.

Обязательной предпосылкой подобия физических явлений является геометрическое подобие, т.е. подобные явления протекают в геометрически подобных системах. При анализе подобных явлений можно сопоставлять только однородные величины и лишь в сходственных точках пространства и в сходственных моменты времени; подобие двух физических явлений означает подобие всех величин, характеризующих эти явления.

Основные положения теории подобия формулируются в виде трех правил:

1) подобные процессы имеют одинаковые числа подобия,

2) зависимость между переменными, характеризующими какой-либо процесс, может быть представлена в виде зависимости между числами подо-

Таблица 3.14. Теплофизические свойства воды при атмосферном давлении и на линии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{Па}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$h, \text{кДж/кг}$	$c_p, \text{кДж/(кг} \cdot \text{K)}$	$\lambda, \text{Вт/(м} \cdot \text{K)}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\sigma \cdot 10^3, \text{Н/м}$	$\text{Pr}$
0	$1,014 \cdot 10^5$	999,9	0	4,212	0,551	1788	75,64	13,67
10	$1,014 \cdot 10^5$	999,7	42,04	4,191	0,574	1306	74,16	9,52
20	$1,014 \cdot 10^5$	998,2	83,92	4,183	0,599	1004	72,69	7,02
30	$1,014 \cdot 10^5$	995,6	125,7	4,174	0,618	801,5	71,22	5,42
40	$1,014 \cdot 10^5$	992,1	167,5	4,174	0,635	653,3	69,65	4,31
50	$1,014 \cdot 10^5$	988,0	209,3	4,174	0,648	549,4	67,69	3,54
60	$1,014 \cdot 10^5$	983,1	251,1	4,179	0,659	469,9	66,22	2,98
70	$1,014 \cdot 10^5$	977,8	293,0	4,187	0,668	406,1	64,35	2,55
80	$1,014 \cdot 10^5$	971,8	335,0	4,195	0,674	355,1	62,59	2,21
90	$1,014 \cdot 10^5$	965,3	377,0	4,208	0,678	314,9	60,72	1,95
100	$1,014 \cdot 10^5$	958,3	419,10	4,217	0,678	281,8	58,91	1,75
0	$6,112 \cdot 10^2$	999,8	-0,04	4,220	0,562	1792	75,65	13,45
10	$1,228 \cdot 10^3$	999,7	42,02	4,196	0,582	1306	74,22	9,42
20	$2,339 \cdot 10^3$	998,2	83,92	4,185	0,599	1002	72,74	6,99
30	$4,247 \cdot 10^3$	995,6	125,73	4,180	0,615	797,5	71,19	5,42
40	$7,384 \cdot 10^3$	992,1	167,54	4,179	0,628	653,1	69,60	4,34
50	$1,235 \cdot 10^4$	988,0	209,34	4,180	0,640	547,0	67,94	3,57
60	$1,994 \cdot 10^4$	983,2	251,15	4,183	0,651	466,5	66,24	3,0
70	$3,120 \cdot 10^4$	977,7	293,02	4,188	0,659	404,0	64,48	2,57
80	$4,741 \cdot 10^4$	971,8	334,95	4,196	0,667	354,4	62,67	2,23
90	$7,018 \cdot 10^4$	965,3	376,97	4,205	0,673	314,5	60,82	1,97
100	$1,014 \cdot 10^5$	958,3	419,10	4,217	0,678	281,8	58,91	1,75
110	$1,434 \cdot 10^5$	950,9	461,36	4,230	0,681	254,8	56,96	1,58
120	$1,986 \cdot 10^5$	943,1	503,80	4,246	0,684	232,1	54,97	1,44
130	$2,702 \cdot 10^5$	934,8	546,4	4,265	0,685	212,9	52,93	1,33
140	$3,615 \cdot 10^5$	925,8	589,2	4,286	0,685	196,6	50,86	1,23
150	$4,761 \cdot 10^5$	917,0	632,3	4,310	0,684	182,5	48,74	1,15
160	$6,181 \cdot 10^5$	907,4	675,6	4,338	0,682	170,3	46,59	1,08
170	$7,920 \cdot 10^5$	897,4	719,2	4,369	0,679	159,6	44,41	1,03
180	$1,002 \cdot 10^6$	887,0	763,2	4,406	0,675	150,1	42,19	0,981
190	$1,255 \cdot 10^6$	876,1	807,6	4,447	0,669	141,8	39,95	0,942
200	$1,555 \cdot 10^6$	864,7	852,4	4,494	0,663	134,3	37,67	0,910
210	$1,907 \cdot 10^6$	852,7	897,7	4,548	0,656	127,6	35,38	0,884
220	$2,319 \cdot 10^6$	840,2	943,6	4,611	0,648	121,5	33,07	0,865
230	$2,797 \cdot 10^6$	827,1	990,2	4,683	0,639	116,0	30,74	0,850
240	$3,347 \cdot 10^6$	813,3	1037,5	4,767	0,629	110,8	28,39	0,840
250	$3,976 \cdot 10^6$	798,9	1085,7	4,865	0,618	106,1	26,04	0,836
260	$4,692 \cdot 10^6$	783,7	1134,8	4,981	0,606	101,7	23,69	0,836

Окончание табл. 3.14

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{Па}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$h, \text{кДж/кг}$	$c_p, \text{кДж/(кг} \cdot \text{K)}$	$\lambda, \text{Вт/(м} \cdot \text{K)}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$	$\sigma \cdot 10^3, \text{Н/м}$	$\text{Pr}$
270	$5,503 \cdot 10^6$	767,4	1185,1	5,120	0,592	97,5	21,34	0,843
280	$6,416 \cdot 10^6$	750,3	1236,7	5,290	0,578	93,5	18,99	0,856
290	$7,441 \cdot 10^6$	731,9	1289,8	5,490	0,563	89,7	16,66	0,876
300	$8,588 \cdot 10^6$	712,1	1344,8	5,710	0,545	85,9	14,36	0,907
310	$9,865 \cdot 10^6$	690,6	1402,0	6,090	0,526	82,2	12,09	0,950
320	$1,128 \cdot 10^7$	667,0	1462,1	6,54	0,506	78,4	9,86	1,01
330	$1,286 \cdot 10^7$	640,8	1527,7	7,19	0,485	74,5	7,70	1,10
340	$1,460 \cdot 10^7$	610,7	1594,4	8,22	0,461	70,4	5,63	1,25
350	$1,653 \cdot 10^7$	574,7	1670,9	10,10	0,436	65,9	3,67	1,52
360	$1,867 \cdot 10^7$	527,8	1761,5	14,87	0,412	60,3	1,88	2,18
370	$2,104 \cdot 10^7$	450,0	1892,7	47,10	0,418	51,9	0,39	5,84
371	$2,130 \cdot 10^7$	436,6	1913,3	64,10	0,433	50,5	0,27	7,48
372	$2,155 \cdot 10^7$	419,8	1938,5	101,2	0,462	48,8	0,16	10,7
373	$2,181 \cdot 10^7$	395,8	1974,1	231	0,534	46,4	0,065	20,1
373,946	$2,2064 \cdot 10^7$	321,957	2087,5					

Таблица 3.15 Теплофизические свойства водяного пара на линии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{Па}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$h, \text{кДж/кг}$	$g, \text{кДж/кг}$	$c_p, \text{кДж/(кг} \cdot \text{K)}$	$\lambda \cdot 10^3, \text{Вт/(м} \cdot \text{K)}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{с}$
0	$6,112 \cdot 10^2$	0,00485	2500,9	2500,9	1,888	16,5	9,22
10	$1,228 \cdot 10^3$	0,00940	2519,2	2477,18	1,896	17,2	9,46
20	$2,339 \cdot 10^3$	0,01731	2537,5	2453,58	1,906	18,0	9,73
30	$4,247 \cdot 10^3$	0,03041	2555,6	2429,87	1,918	18,7	10,01
40	$7,384 \cdot 10^3$	0,05124	2573,5	2405,96	1,932	19,5	10,31
50	$1,235 \cdot 10^4$	0,08314	2591,3	2381,96	1,948	20,3	10,62
60	$1,994 \cdot 10^4$	0,13042	2608,8	2357,65	1,966	21,1	10,93
70	$3,120 \cdot 10^4$	0,19841	2626,1	2333,08	1,987	22,0	11,26
80	$4,741 \cdot 10^4$	0,29365	2643,0	2308,05	2,012	22,9	11,59
90	$7,018 \cdot 10^4$	0,42389	2659,3	2282,33	2,042	23,8	11,93
100	$1,014 \cdot 10^5$	0,598	2675,6	2256,50	2,077	24,8	12,27
110	$1,434 \cdot 10^5$	0,801	2691,1	2229,74	2,121	25,8	12,61
120	$1,987 \cdot 10^5$	1,122	2705,9	2202,10	2,174	27,0	12,95
130	$2,703 \cdot 10^5$	1,497	2720,1	2173,70	2,237	28,1	13,3
140	$3,615 \cdot 10^5$	1,966	2733,4	2144,10	2,311	29,4	13,64
150	$4,761 \cdot 10^5$	2,548	2745,9	2113,60	2,396	30,8	13,99
160	$6,181 \cdot 10^5$	3,259	2757,4	2081,80	2,492	32,2	14,33
170	$7,920 \cdot 10^5$	4,122	2767,9	2048,70	2,599	33,8	14,68
180	$1,003 \cdot 10^6$	5,158	2777,2	2014,0	2,716	35,4	15,02
190	$1,255 \cdot 10^6$	6,395	2785,3	1977,7	2,846	37,2	15,37

Окончание табл. 3 15

$t, ^\circ\text{C}$	$p, \text{Па}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$h, \text{кДж/кг}$	$g, \text{кДж/кг}$	$c_p, \text{кДж/(кг} \cdot \text{K)}$	$\lambda \cdot 10^3, \text{Вт/(м} \cdot \text{K)}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{c}$
200	$1,555 \cdot 10^6$	7.860	2792,1	1939,7	2,990	39,1	15,71
210	$1,907 \cdot 10^6$	9.588	2797,4	1899,7	3,150	41,1	16,06
220	$2,319 \cdot 10^6$	11.614	2801,1	1857,5	3,328	43,3	16,41
230	$2,797 \cdot 10^6$	13.984	2803,0	1812,8	3,528	45,7	16,76
240	$3,347 \cdot 10^6$	16,750	2803,1	1765,6	3,755	48,3	17,12
250	$3,976 \cdot 10^6$	19,964	2801,0	1715,3	4,012	51,2	17,49
260	$4,692 \cdot 10^6$	23.708	2796,6	1661,8	4,308	54,3	17,87
270	$5,503 \cdot 10^6$	28,074	2789,7	1604,7	4,655	57,8	18,27
280	$6,416 \cdot 10^6$	33,167	2779,8	1543,1	5,070	61,8	18,70
290	$7,441 \cdot 10^6$	39,123	2766,6	1476,8	5,580	66,4	19,15
300	$8,588 \cdot 10^6$	46,168	2749,6	1404,8	6,220	71,8	19,65
310	$9,865 \cdot 10^6$	54,525	2727,9	1325,9	7,05	78,3	20,2
320	$1,128 \cdot 10^7$	64,599	2700,7	1238,6	8,16	86,4	20,84
330	$1,286 \cdot 10^7$	77,042	2666,2	1140,5	9,74	97,0	21,60
340	$1,460 \cdot 10^7$	92,764	2622,1	1027,7	12,24	111,8	22,55
350	$1,653 \cdot 10^7$	113,623	2563,6	892,7	16,64	134,6	23,82
360	$1,867 \cdot 10^7$	143,968	2481,0	719,5	27,57	176,6	25,73
370	$2,104 \cdot 10^7$	202,143	2333,6	440,9	93,40	309	29,7
371	$2,130 \cdot 10^7$	213,129	2307,5	394,2	124,9	346	30,5
372	$2,155 \cdot 10^7$	227,376	2274,5	336,0	190,3	403	31,6
373	$2,181 \cdot 10^7$	248,818	2227,3	253,2	404	504	33,2
373,946	$2,2064 \cdot 10^7$	321,957	2087,5				

Таблица 3.16 Теплофизические свойства сухого воздуха при  $p = 0,0981 \text{ МПа}$ 

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/(кг} \cdot \text{K)}$	$\lambda \cdot 10^2, \text{Вт/(м} \cdot \text{K)}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па} \cdot \text{c}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{c}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{c}$	Pr
-50	1,532	1,00	2,05	14,53	13,4	9,49	0,71
-20	1,350	1,00	2,28	16,15	16,8	11,97	0,71
0	1,251	1,00	2,44	17,19	19,4	13,75	0,71
10	1,207	1,00	2,51	17,69	20,7	14,66	0,71
20	1,166	1,00	2,58	18,19	22,0	15,61	0,71
30	1,127	1,00	2,65	18,68	23,4	16,58	0,71
40	1,091	1,00	2,72	19,16	24,8	17,57	0,71
50	1,057	1,00	2,79	19,63	26,3	18,58	0,71
60	1,026	1,01	2,86	20,10	27,6	19,60	0,71
70	0,996	1,01	2,92	20,56	29,2	20,65	0,71
80	0,967	1,01	2,99	21,02	30,6	21,74	0,71
90	0,941	1,01	3,06	21,47	32,2	22,82	0,71
100	0,916	1,01	3,12	21,90	33,6	23,91	0,71
120	0,869	1,01	3,24	22,77	36,9	26,21	0,71
140	0,827	1,02	3,37	23,61	40,0	28,66	0,71

Окончание табл. 3.16

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\lambda \cdot 10^{-2}, \text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па}\cdot\text{c}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{c}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{c}$	Pr
160	0,789	1,02	3,49	24,44	43,3	31,01	0,71
180	0,754	1,02	3,62	25,24	46,9	33,49	0,71
200	0,722	1,03	3,74	26,01	50,6	36,03	0,71
250	0,653	1,03	4,06	27,91	60,0	42,75	0,71
300	0,596	1,05	4,37	29,71	70,0	49,87	0,71
350	0,548	1,06	4,64	31,42	80,0	57,33	0,72
400	0,407	1,07	4,91	33,09	90,6	65,22	0,72
500	0,442	1,09	5,45	36,15	113	81,85	0,72
600	0,391	1,11	5,98	39,05	137	99,86	0,73
700	0,351	1,13	6,47	41,74	162	118,95	0,73
800	0,318	1,16	7,00	44,29	190	139,18	0,73
900	0,291	1,17	7,40	46,68	216	160,14	0,74
1000	0,268	1,18	7,84	48,99	247	182,67	0,74
1100	0,248	1,20	8,26	51,20	277	205,94	0,74
1200	0,232	1,21	8,66	53,36	309	230,17	0,74

Таблица 3.17. Теплофизические свойства масла марки МК

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\lambda, \text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$	$\mu \cdot 10^4, \text{Па}\cdot\text{c}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{c}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{c}$	Pr
10	911,0	1,645	0,1510	35 414	3883	9,94	39 000
20	903,0	1,712	0,1485	18 560	1514	9,58	15 800
30	894,5	1,758	0,1461	6180	691,2	9,28	7450
40	887,5	1,804	0,1437	3031	342,0	8,97	3810
50	879,0	1,851	0,1413	1638	186,2	8,69	2140
60	871,5	1,897	0,1389	961,4	110,6	8,39	1320
70	864,0	1,943	0,1363	603,3	69,3	8,14	858
80	856,0	1,989	0,1340	399,3	46,6	7,89	591
90	848,2	2,035	0,1314	273,7	32,3	7,61	424
100	840,7	2,081	0,1290	202,1	24,0	7,33	327
110	838,0	2,127	0,1264	145,2	17,4	7,11	245
120	825,0	2,173	0,1240	110,4	13,4	6,92	193,5
130	817,0	2,219	0,1214	87,31	10,7	6,69	160,0
140	809,2	2,265	0,1188	70,34	8,7	6,53	133,3
150	801,6	2,311	0,1168	56,90	7,1	6,25	113,5

Таблица 3.18. Теплофизические свойства жидких металлов

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\lambda, \text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{c}$	$\nu \cdot 10^8, \text{м}^2/\text{c}$	$\text{Pr} \cdot 10^2$
<i>Натрий Na (<math>t_{\text{пл}} = 97,3 ^\circ\text{C}</math>, <math>t_s = 878 ^\circ\text{C}</math>)</i>						
100	928	86,1	1,39	66,9	77,0	1,15
150	916	84,1	1,36	67,8	59,4	0,88
200	903	81,6	1,33	68,1	50,6	0,74
250	891	78,7	1,30	67,8	44,2	0,65
300	878	75,5	1,28	67,2	39,4	0,59
350	866	71,9	1,27	65,3	35,4	0,54
400	854	68,7	1,27	63,3	33,0	0,52
450	842	66,1	1,27	61,7	30,8	0,50

Окончание табл. 3 18

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\lambda, \text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\nu \cdot 10^8, \text{м}^2/\text{с}$	$\text{Pr} \cdot 10^2$
<i>Натрий Na (<math>t_{\text{пл}} = 97.3 ^\circ\text{C}</math>, <math>t_s = 878 ^\circ\text{C}</math>)</i>						
500	829	63.8	1.27	60.6	28.9	0.48
550	817	62.0	1.27	59.7	27.2	0.46
600	805	60.6	1.28	58.9	25.7	0.44
650	792	59.7	1.28	58.9	24.4	0.41
700	780	59.1	1.28	59.2	23.2	0.39
<i>Ртуть Hg (<math>t_{\text{пл}} = 38 ^\circ\text{C}</math>)</i>						
0	13 590	7.79	0.140	4.11	12.4	3.02
10	13 570	7.92	0.139	4.19	11.8	2.81
20	13 550	8.05	0.139	4.28	11.4	2.66
50	13 470	8.43	0.138	4.56	10.4	2.30
100	13 350	9.07	0.137	4.94	9.4	1.90
150	13 230	9.71	0.137	5.33	8.6	1.61
200	13 110	10.4	0.137	5.75	8.0	1.39
250	13 000	11.0	0.137	6.17	7.5	1.22
300	12 880	11.6	0.137	6.58	7.1	1.08
350	12 800	12.2	0.137	6.94	6.8	0.98
400	12 700	12.6	0.138	7.22	6.6	0.91
450	12 600	13.0	0.138	7.47	6.4	0.86
500	12 480	13.3	0.138	7.72	6.2	0.80
<i>Калий K (<math>t_{\text{пл}} = 63.7 ^\circ\text{C}</math>, <math>t_s = 760 ^\circ\text{C}</math>)</i>						
100	818	46.5	0.817	69.5	56.1	0.81
200	795	46.0	0.792	73.0	42.8	0.59
300	773	43.1	0.775	72.5	35.2	0.49
400	750	39.6	0.766	69.0	29.8	0.43
500	727	34.9	0.766	62.5	25.7	0.41
600	704	31.0	0.770	57.3	22.1	0.39
700	681	28.3	0.775	53.6	20.5	0.38
<i>Литий Li (<math>t_{\text{пл}} = 186 ^\circ\text{C}</math>, <math>t_s = 1317 ^\circ\text{C}</math>)</i>						
200	515	46.1	0.415	21.6	111.0	5.15
300	505	46.7	0.424	21.8	92.7	4.25
400	495	47.2	0.434	22.0	81.7	3.72
600	474	48.0	0.451	22.4	66.8	2.98
700	465	48.6	0.460	22.7	61.7	2.72
<i>Сплав 25 % Na + 75 % K (<math>t_{\text{пл}} = 11 ^\circ\text{C}</math>, <math>t_s = 784 ^\circ\text{C}</math>)</i>						
20	872	22.1	1.300	19.5	93.0	4.76
100	852	23.3	1.145	23.8	60.7	2.55
200	828	24.6	1.073	27.7	45.2	1.63
300	803	25.8	1.040	30.8	36.6	1.19
400	778	27.1	1.007	34.6	30.8	0.89
500	753	28.4	0.969	39.0	26.7	0.68
600	729	29.7	0.935	43.6	23.7	0.54
700	704	31.0	0.900	48.9	21.4	0.44

Примечание. Значения температуры плавления  $t_{\text{пл}}$  и насыщения  $t_s$  приведены для атмосферного давления

бля  $f(k_1, k_2, \dots, k_n) = 0$ , называемой уравнением подобия. Так как для всех подобных процессов числа подобия имеют одно и то же значение, то уравнения подобия для них одинаковы;

3) подобны те процессы, условия однозначности которых подобны и числа подобия, составленные из величин, входящих в условия однозначности, имеют одинаковое значение

Определяющий размер, определяющий температуру. Теория подобия не дает однозначного ответа на вопрос, какой размер должен быть принят за определяющий, т. е. за масштаб линейных размеров. Если в условия однозначности входит несколько размеров, за определяющий принимается тот, который в наибольшей мере влияет на процесс и удобен в расчетной практике (например, диаметр трубы, диаметр обтекаемого цилиндра, продольная координата и др.)

Иногда в качестве линейного масштаба принимается не геометрическая характеристика теплообменной поверхности, а характерный параметр потока (толщина пограничного слоя, расчетная толщина потери импульса и др.) или составленный из разнородных физических величин комплекс, имеющий размерность длины, например  $(\nu^2/g)^{1/3}$

Теория подобия не дает универсальных рекомендаций к выбору и определяющей температуры, по которой выбираются физические свойства теплоносителя, входящие в числа подобия. Целесообразно в качестве определяющей использовать температуру, которая задается в условиях практических задач или наиболее полно отражает особенности состояния теплоносителя и процесса теплообмена или может быть легко вычислена

Например, часто в качестве определяющей принимают среднemasсовую температуру потока теплоносителя в рассматриваемом сечении или средней для канала в целом. В зависимости от условий конкретной задачи в качестве определяющей используется температура стенки или расчетная температура, равная полусумме температур жидкости и стенки. Очевидно также, что в общем случае одной определяющей температурой нельзя учесть все многообразие эффектов переменности свойств теплоносителя и приходится дополнительно использовать безразмерные параметры в виде соотношения

значений различных свойств  $\left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_{с}}, \frac{c_{рж}}{c_{рс}}, \frac{\mu_{ж}}{\mu_{с}}, \frac{\lambda_{ж}}{\lambda_{с}} \right)$

при температуре жидкости и стенки.

### 3.5.4. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ ТЕПЛООБМЕНА

Метод приближенного расчета теплоотдачи при турбулентном течении теплоносителя, не связанный с решением дифференциальных уравнений

конвективного теплообмена, основан на представлениях об аналогии процессов переноса теплоты и количества движения. Гидродинамическая теория теплообмена строится на идее Рейнольдса о единстве процессов поперечного переноса импульса (количества движения) и теплоты в турбулентном потоке и позволяет установить количественную связь между теплоотдачей и гидравлическим сопротивлением

В аналогии Рейнольдса постулируется равенство коэффициентов молярного переноса импульса и теплоты в любой точке потока и считается, что при характерном для турбулентных потоков интенсивном перемешивании среды влияние процессов молекулярного переноса пренебрежимо мало

Обозначая через  $\dot{m}_T$  плотность поперечного потока массы между слоями жидкости в потоке, имеющими скорости  $w_1$  и  $w_2$ , температуру  $T_1$  и  $T_2$ , и пренебрегая молекулярной вязкостью и теплопроводностью, касательное напряжение и плотность теплового потока между рассматриваемыми слоями можно представить как

$$\tau_{12} = \dot{m}_T (w_1 - w_2),$$

$$q_{12} = c_p \dot{m}_T (T_2 - T_1),$$

откуда, исключая  $\dot{m}_T$ , получаем

$$q_{12} = \tau_{12} \frac{c_p (T_2 - T_1)}{w_1 - w_2} \quad (3.110)$$

Если теперь применительно к задаче о теплообмене между потоком жидкости и омываемой ею поверхности твердого тела принять, что в пристенном слое жидкости заторможена, т. е.  $w_2 = 0$ , а ее температура равна температуре стенки ( $T_2 = T_c$ ), то согласно (3.110) можно получить соотношение

$$q_c = \tau_c \frac{c_p (T_c - T)}{w}, \quad (3.111)$$

которое после подстановки в него  $\tau_c = \frac{\xi}{8} \rho w^2$  можно представить в безразмерной форме

$$St = \xi / 8. \quad (3.112)$$

В этих выражениях  $w$  и  $T$  — скорость и температура набегающего потока при внешнем обтекании тел или средняя скорость и среднemasсовая температура потока в канале,  $\xi$  — коэффициент сопротивления трения

Уравнения (3.111) и (3.112) представляют собой математическое выражение гидродинамической аналогии теплообмена по Рейнольдсу, справедливое в рамках принятой модели процесса для развитых, безотрывных турбулентных потоков с  $Pr = 1$ ,



когда профили скорости и температуры можно считать подобными

В действительности при любой степени турбулентности потока в тонком пристенном слое жидкости сохраняются признаки ламинарного течения, скорость равна нулю лишь непосредственно на стенке, что можно учесть в двухслойной модели потока.

В зоне, называемой вязким подслоем, преобладает механизм молекулярной вязкости, а турбулентные возмущения (пульсации) скорости резко затухают по мере приближения к стенке. Толщина вязкого подслоя  $\delta$ , в котором сохраняются закономерности чисто ламинарного течения, может быть определена как

$$\delta = \frac{b\nu}{\sqrt{\tau_c/\rho}} \quad (3.113)$$

где  $b$  — const

В пределах ламинарного подслоя касательное напряжение можно считать постоянным и равным его значению на стенке

$$\tau_c = \mu \frac{\partial w}{\partial y} = \mu \frac{w\delta}{\delta} \quad (3.114)$$

Из (3.113) и (3.114) следует, что скорость на границе вязкого подслоя

$$w_\delta = b\sqrt{\tau_c/\rho} \quad (3.115)$$

Аналогично вязкому подслою и пристенной зоне выделяется и теплопроводный подслоя, в пределах которого преобладает молекулярная теплопроводность. В общем случае толщина теплопроводного подслоя  $\Delta$  не равна  $\delta$ . Экспериментальные данные о профиле температуры подтверждают соотношение

$$\Delta = \delta Pr^{-1/3} \quad (3.116)$$

Учет перечисленных факторов позволил в дальнейшем развить идеи Рейнольдса и определить современные модификации гидродинамической аналогии теплообмена. Так, используя двухслойную модель потока, плотность теплового потока на поверхности теплообмена можно выразить через теплопроводность вязкого подслоя и условия турбулентного переноса на его границе:

$$q_c = \frac{\lambda}{\Delta} (T_c - T_\Delta); \quad (3.117)$$

$$q_c = \tau_c \frac{c_p(T_\Delta - T)}{w - w_\delta} \quad (3.118)$$

Совместное решение (3.117) и (3.118) с учетом (3.112), (3.115), (3.116), исключая неизвестную температуру на границе теплового подслоя  $T_\Delta$ , да-

ет уточненное соотношение теплоотдачи и гидродинамических характеристик потока

$$St = \frac{\xi}{8} \frac{1}{1 + b\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (3.119)$$

или

$$Nu = \frac{\xi}{8} \frac{RePr}{1 + b\sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)}$$

При  $Pr = 1$  формула (3.119) переходит в выражение (3.114). В приведенной гидродинамической теории теплообмена не учитывается переменность теплофизических свойств теплоносителя (неоднородность потока)

В общем случае идея Рейнольдса об аналогии процессов переноса импульса и теплоты оказалась исключительно плодотворной. Различные уточнения (модификации) аналогии Рейнольдса позволили успешно применять ее в инженерных расчетах теплоотдачи не только однородных турбулентных потоков теплоносителя, но и сред с переменными теплофизическими свойствами и даже двухфазных потоков, например в задачах о межфазном теплообмене, о конденсации пара в охлаждаемых каналах, о растворении газовых пузырей в потоке жидкости и др.

Учет особенностей механизма переноса импульса и теплоты в вязком подслое турбулентного потока, различия скоростей изменения импульса и теплоемкости молекул при их поперечном перемещении, а также учет вклада молекулярной вязкости и теплопроводности в процессы переноса при турбулентном течении теплоносителя позволил получить модификацию гидродинамической аналогии, единую для газов, капельных жидкостей и жидкометаллических теплоносителей в виде [92]

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8} RePr + Nu_n \left(1 - 7,5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \frac{k_\tau}{k_q}\right)}{\frac{k_\tau}{k_q} + 7,5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \left[ \frac{2Pr(1+Pr)}{2 + Pr(1+Pr)^{1/3}} - \frac{k_\tau}{k_q} \right]} \quad (3.120)$$

где  $k_\tau$  и  $k_q$  — коэффициенты, учитывающие различие профилей скорости и температуры

Для различных (по числу Прандтля) теплоносителей формула (3.120) может быть упрощена при  $Pr \leq 1$

$$Nu = \frac{\frac{\xi}{8} Pe + Nu_n \left(1 - 7,5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \frac{k_\tau}{k_q}\right)}{\frac{k_\tau}{k_q} + 7,5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \left(Pr - \frac{k_\tau}{k_q}\right)} \quad (3.121)$$

при  $Pr > 1$

$$Nu = \frac{\xi}{8} Pe \quad (3.122)$$

$$\frac{k_{\tau}}{k_{\varphi}} + 7,5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} \left( \frac{2Pr}{1 + Pr^{1/3}} - \frac{k_{\tau}}{k_{\varphi}} \right)$$

В формулах (3.120)–(3.122) обозначено.

$$Nu_{\infty} = \frac{64}{\xi} \left[ 5 + \ln \left( \frac{0,5 \sqrt{\xi/8} Re - 5}{2,5} \right) \right]^{-2}$$

$$\frac{k_{\tau}}{k_{\varphi}} = \frac{\left[ 1 / \ln \left( \frac{0,5 \sqrt{\xi/8} Re - 5}{2,5} \right) \right]^{-1}}{\left[ 1 / \ln \left( Pr \frac{0,5 \sqrt{\xi/8} Re - 7,5}{2,5} + 1 \right) \right]^{-1}}$$

$$\frac{2,5}{0,5 \sqrt{\xi/8} Re - 7,5} \cdot \frac{2,5}{Pr(0,5 \sqrt{\xi/8} Re - 7,5)}$$

$$Re = \frac{\bar{w} d}{\nu}; \quad Pe = Re Pr;$$

$$\xi = (1,82 \lg Re - 1,64)^{-2}$$

### 3.6. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ (ГАЗА) В ТРУБАХ

#### 3.6.1. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

При  $Re < Re_{кр}$  наблюдается *ламинарный режим* течения. Для изотермического потока в трубе круглого сечения критическое значение числа Рейнольдса  $Re_{кр} = 2300$ .

Режим развитого *турбулентного течения* устанавливается при  $Re > 5 \cdot 10^3$ . Значения  $Re$  в интервале от  $Re_{кр}$  до  $5 \cdot 10^3$  соответствуют переходному режиму.

Вследствие теплообмена плотность теплоносителя может заметно изменяться по сечению и длине канала и при определенных значениях числа Рэлея  $Ra = GrPr$  в вынужденном потоке может возникнуть и развиваться свободная конвекция.

Ламинарное течение без свободной конвекции принято называть *вязкостным*, а течение, сопровождающееся свободной конвекцией, — *вязкостно-гравитационным*. Вязкостный режим тем более вероятен, чем больше вязкость жидкости и меньше диаметр трубы и температурный напор.

Значительным может быть влияние перемешивания плотности теплоносителя на гидродинамику и теплоотдачу турбулентного потока. При слабом влиянии термогравитационных сил на вынужденное течение турбулентный поток называют *вязкостно-инерционным*, при заметном влиянии свобод-

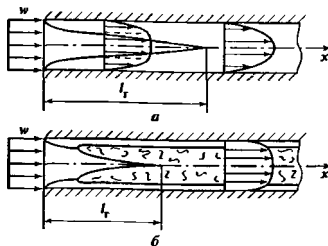


Рис. 3.16. Гидродинамическая стабилизация потока в трубе при ламинарном (а) и турбулентном (б) течениях

ной конвекции — *вязкостно-инерционно-гравитационным*. При одном и том же значении числа  $Gr$  влияние термогравитационных сил проявляется тем сильнее, чем меньше число Рейнольдса потока. Влияние свободной конвекции различно и качественно и количественно в зависимости от взаимного направления скорости вынужденного течения и термогравитационных сил.


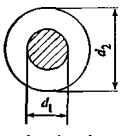
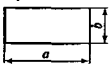
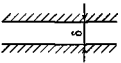
В условиях теплообмена даже без влияния свободной конвекции (при малых числах  $Gr$ ) распределение скорости по сечению канала может значительно отличаться от профиля скорости изотермического потока, если вязкость теплоносителя заметно изменяется с изменением температуры.

На начальном участке канала профили скорости и температуры теплоносителя изменяются от состояния во входном сечении до полностью развитой формы по сечению потока (рис. 3.16). Эти участки канала, в пределах которых формируются гидродинамический и тепловой пограничные слои, называются соответственно *гидродинамическим* и *термическим начальными участками*. На участках гидродинамической и тепловой стабилизации потока теплоотдача по мере развития пограничных слоев уменьшается по длине канала, асимптотически приближаясь к постоянному значению  $Nu_{\infty}$ , называемому предельным. Таким образом, число  $Nu_{\infty}$  характеризует интенсивность теплоотдачи стабилизированного потока, т. е. потока с установившимися по сечению профилями скорости и температуры.

#### 3.6.2. ЛАМИНАРНЫЙ РЕЖИМ

У газов ( $Pr \leq 1$ ) длины участков гидродинамической и тепловой стабилизации могут достигать значений  $l_{\tau} = l_{\varphi} = 100 d_0$ . У очень вязких жидкостей (масел)  $Pr \gg 1$  и  $l_{\tau} = (10^2 - 10^4) d_0$ , т. е. практически весь канал может представлять собой уча-

Таблица 3 19 Длины начальных участков гидродинамической и тепловой стабилизации потока



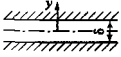
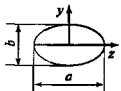
Форма сечения канала	Расчетная формула
<p>Круглая</p>  <p><math>d_2 = d</math></p>	$l_T = 0,065Re\,d$ $l_T = 0,055RePr\,d$ при $T_c = \text{const}$ $l_T = 0,07RePr\,d$ при $q_c = \text{const}$
<p>Кольцевая</p>  <p><math>d_3 = d_2 - d_1</math></p>	$l_T = (0,02 - 0,01)Re_3\,d_3$ при $d_1/d_2 = 0,02 - 1$ $l_T = 0,05Re_3Pr\,d_3$ при $T_c = \text{const}$ $l_T = 0,06Re_3Pr\,d_3$ при $q_c = \text{const}$
<p>Прямоугольная</p>  <p><math>d_3 = \frac{2ab}{a+b}</math></p>	$l_T = (0,023 - 0,075)Re_3\,d_3$ при $b/a = 0,125 - 1$
<p>Плоская</p>  <p><math>d_3 = 2\delta</math></p> <p>при одинаковых значениях <math>T_c</math> и <math>q_c</math> обеих стенок</p>	$l_T = 0,011Re_3\,d_3$ $l_T = 0,014Re_3Pr\,d_3$ при $T_c = \text{const}$ $l_T = 0,02Re_3Pr\,d_3$ при $q_c = \text{const}$

сток тепловой стабилизации. В табл. 3 19 приведены значения длины начальных участков гидродинамической и тепловой стабилизации потока в наиболее часто используемых каналах.

Коэффициенты теплоотдачи при ламинарном течении теплоносителя замосто зависят от граничных условий. При постоянной по длине канала плотности теплового потока на стенке ( $q_c = \text{const}$ ) теплоотдача приблизительно на 20—30 % больше, чем при условиях постоянной температуры стенки ( $T_c = \text{const}$ ).

В табл. 3 20 и 3.21 приведены формулы для расчета гидравлического сопротивления и теплоотдачи при ламинарном течении теплоносителя в трубах, имеющих разную форму сечения.


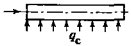
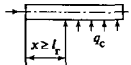
Таблица 3 20 Профиль скорости потока и гидравлическое сопротивление при установившемся ламинарном течении теплоносителя с постоянными свойствами\*

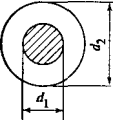
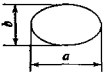
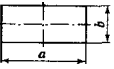
Форма и эквивалентный диаметр сечения канала	Распределение скорости теплоносителя по сечению канала. Коэффициент гидравлического сопротивления $\xi$
<p>Круглая</p>  <p><math>d_3 = d = 2r_0</math></p>	$w = \frac{\Delta p r_0^2}{4\mu l} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right) = 2\bar{w} \left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right)$ $\Delta p = \xi \frac{l}{d} \frac{\rho w^2}{2}; \xi Re_3 = 64;$ $Re_3 = \frac{\bar{w} d_3}{\nu}$
<p>Кольцевая</p>  <p><math>d_3 = d_2 - d_1 = 2(r_2 - r_1)</math></p>	$w = \frac{\Delta p}{4\mu l} \times$ $\times \left[ (r_2^2 - r_1^2) \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} - (r^2 - r_1^2) \right]$ $r_{\text{max}} = \sqrt{\frac{2}{\ln(r_2/r_1)} \left( \frac{r_2^2 - r_1^2}{2} - r_1^2 \right)}$ — радиус, соответствующий максимальной в сечении скорости жидкости $\xi Re_3 =$ $= \frac{64 [1 - (r_1/r_2)]^2}{1 + (r_1/r_2)^2 + \frac{1 - (r_1/r_2)^2}{\ln(r_1/r_2)}}$
<p>Плоская</p>  <p><math>d_3 = 2\delta</math></p>	$w = \frac{3}{2} \bar{w} \left(1 - \frac{4y^2}{\delta^2}\right); \xi Re_3 = 96$
<p>Эллиптическая</p> 	$w = 2\bar{w} \left(1 - \frac{4y^2}{b^2} - \frac{4z^2}{a^2}\right)$ $\xi Re_3 = 32 \left(\frac{d_3}{b}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2\right]$

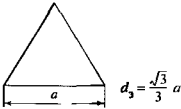
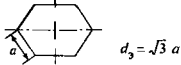
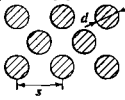
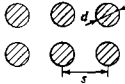
\*Профили скорости в призматических трубах, имеющих разную форму сечения, и в пучках продольно обтекаемых круглых стержней см. в [75]

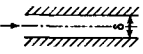
Обозначения  $w, \bar{w}$  — локальная и средняя по сечению скорости жидкости;  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления,  $\tau_c$  — касательное напряжение на стенке;  $l$  — длина трубы;  $\mu$  — динамическая вязкость жидкости

Таблица 3.21 Теплоотдача при ламинарном течении жидкости в трубах

Форма сечения канала. Условия теплообмена	Граничные условия	Определяющая температура	$\Delta T_p$	Расчетная формула	Пределы применимости формулы
Круглая   $d = d_s$  1) на начальном участке гидродинамической и тепловой стабилизации потока  	$T_c = \text{const}$	$T_x$	$ T_c - T_x $	$Nu = 3,66 \left(1 + 0,025 \frac{d}{x} Re Pr^{5/6}\right)^{0,4} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	$\begin{cases} \frac{d}{x} Re < 10^4 \\ Pr = 0,7 - 10^3 \end{cases}$
	$q_c = \text{const}$	$T_x$	$ T_c - T_x $	$Nu = 4,36 \left(1 + 0,032 \frac{d}{x} Re Pr^{5/6}\right)^{0,4} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	
	$T_c = \text{const}$	$T_{ж}$	$ T_c - T_{ж} $	$\bar{Nu} = 1,4 \left(\frac{d}{l} Re Pr^{5/6}\right)^{0,4} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	
2) на участке стабилизировавшегося течения (труба с предвключенным необогреваемым участком)  	$T_c = \text{const}$	$0,5(T_c + T_x)$	$ T_c - T_x $	$Nu = 1,03 \left(\frac{d}{x} Re Pr\right)^{1/3} \epsilon_f$	$\begin{cases} \frac{d}{l} Re Pr^{5/6} > 15 \\ Re > 10 \\ l/d > 10 \\ \frac{d}{x} Re Pr > 10^2 \end{cases}$
	$T_c = \text{const}$	$T_c \mp 0,5 \Delta T_n$	$\Delta T_n$	$\bar{Nu} = 1,55 \left(\frac{d}{l} Re Pr\right)^{1/3} \epsilon_f$ $\epsilon_f = (\mu / \mu_c)^{1/7}$ — для капиллярных жидкостей	
	$q_c = \text{const}$	$0,5(T_c + T_{ж})$	$ T_c - T_x $	$Nu = 1,31 \left(\frac{d}{x} Re Pr\right)^{1/3} \left(1 + 2 \frac{x}{d} \frac{1}{Re Pr}\right) \epsilon_f$ $\epsilon_f = (\mu / \mu_c)^{1/6}$ — для капиллярных жидкостей	
3) на участке установившегося течения и теплообмена	$T_c = \text{const}$	$T_x$	$ T_c - T_x $	$Nu_{\infty} = 3,66$	$\begin{cases} x \geq l_r \\ x \geq l_T \\ Pe < 100 (Pr \ll 1) \end{cases}$
	$q_c = \text{const}$	$T_x$	$ T_c - T_x $	$Nu_{\infty} = 4,36$	
	$T_c = \text{const}$	$T_x$	$ T_c - T_x $	$Nu_{\infty} = 3,657 + \frac{1}{1 + 0,3265 Pe + 0,0602 Pe^2}$	

Форма сечения канала. Условия теплообмена	Граничные условия	Определяющая температура	$\Delta T_p$	Расчетная формула	Пределы применимости формулы																		
<p>Кольцевая:</p>  $d_3 = d_2 - d_1 = 2(r_2 - r_1)$ <p>1) теплообмен на внутренней стенке при теплоизолированной внешней</p> <p>2) теплообмен на внешней стенке при теплоизолированной внутренней</p>	<p><math>T_c = \text{const}</math></p> <p><math>q_c = \text{const}</math></p> <p><math>T_c = \text{const}</math></p> <p><math>q_c = \text{const}</math></p>	$T_x$	$ T_c - T_x $	$Nu_{\infty 1} = 3,68 + 1,18 \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{0,81}$ $Nu_{\infty 1} = 4,2 + 1,18 \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{0,81}$ $Nu_{\infty 2} = 4 \exp\left(0,2 \frac{d_1}{d_2}\right)$ $Nu_{\infty 2} = 4,77 \exp\left(0,12 \frac{d_1}{d_2}\right)$	$\begin{cases} x > l_r; & x > l_T \\ \frac{d_1}{d_2} \geq 0,1 \end{cases}$																		
<p>Эллиптическая</p>  $d_3 = \frac{2ab}{1,5(a+b) - \sqrt{ab}}$	$T_c = \text{const}$ $q_c = \text{const}$	$T_x$	$T_c - T_x$	<table border="0"> <tr> <td><math>b/a</math> . . . . .</td> <td>0,5</td> <td>0,25</td> <td>0,125</td> <td></td> </tr> <tr> <td><math>Nu_{\infty}</math> при <math>T_c = \text{const}</math> . . . . .</td> <td>3,74</td> <td>3,79</td> <td>3,82</td> <td></td> </tr> <tr> <td><math>Nu_{\infty}</math> при <math>q_c = \text{const}</math> . . . . .</td> <td>4,55</td> <td>4,87</td> <td>5,08</td> <td></td> </tr> </table>	$b/a$ . . . . .	0,5	0,25	0,125		$Nu_{\infty}$ при $T_c = \text{const}$ . . . . .	3,74	3,79	3,82		$Nu_{\infty}$ при $q_c = \text{const}$ . . . . .	4,55	4,87	5,08		$x > l_r; \quad x > l_T$			
$b/a$ . . . . .	0,5	0,25	0,125																				
$Nu_{\infty}$ при $T_c = \text{const}$ . . . . .	3,74	3,79	3,82																				
$Nu_{\infty}$ при $q_c = \text{const}$ . . . . .	4,55	4,87	5,08																				
<p>Прямоугольная</p>  $d_3 = \frac{2ab}{a+b}$	$T_c = \text{const}$ $q_c = \text{const}$	$T_x$	$ T_c - T_x $	<table border="0"> <tr> <td><math>b/a</math> . . . . .</td> <td>0,1</td> <td>0,2</td> <td>0,4</td> <td>0,6</td> <td>1,0</td> </tr> <tr> <td><math>Nu_{\infty}</math> при <math>T_c = \text{const}</math> . . . . .</td> <td>5,9</td> <td>4,9</td> <td>3,7</td> <td>3,1</td> <td>3,0</td> </tr> <tr> <td><math>Nu_{\infty}</math> при <math>q_c = \text{const}</math> . . . . .</td> <td>6,8</td> <td>5,7</td> <td>4,5</td> <td>3,9</td> <td>3,6</td> </tr> </table>	$b/a$ . . . . .	0,1	0,2	0,4	0,6	1,0	$Nu_{\infty}$ при $T_c = \text{const}$ . . . . .	5,9	4,9	3,7	3,1	3,0	$Nu_{\infty}$ при $q_c = \text{const}$ . . . . .	6,8	5,7	4,5	3,9	3,6	$x > l_r; \quad x > l_T$
$b/a$ . . . . .	0,1	0,2	0,4	0,6	1,0																		
$Nu_{\infty}$ при $T_c = \text{const}$ . . . . .	5,9	4,9	3,7	3,1	3,0																		
$Nu_{\infty}$ при $q_c = \text{const}$ . . . . .	6,8	5,7	4,5	3,9	3,6																		

Форма сечения канала Условия теплообмена	Граничные условия	Определяющая температура	$\Delta T_p$	Расчетная формула	Пределы применимости формулы
<p>Треугольная</p>  <p><math>d_3 = \frac{\sqrt{3}}{3} a</math></p>	<p><math>T_c = \text{const}</math></p> <p><math>T_c = \text{const}</math> <math>q_c = \text{const}</math></p>	<p><math>T_{ж}</math></p> <p><math>T_x</math> <math>T_x</math></p>	<p><math> T_c - T_{ж} </math></p> <p><math> T_c - T_x </math> <math> T_c - T_x </math></p>	<p><math>\overline{Nu} = 1.5 \left( \frac{d_3}{l} \text{RePr} \right)^{1/3}</math></p> <p><math>Nu_{\infty} = 2.68</math> <math>Nu_{\infty} = 3.10</math></p>	<p><math>l \gg l_s</math></p> <p><math>\frac{d_3}{l} \text{RePr} &gt; 7</math></p> <p><math>\tau &gt; l_r, \lambda &gt; l_r</math></p> <p><math>\frac{d_3}{l} \text{RePr} &lt; 7</math></p> <p><math>x \geq l_r, \lambda \geq l_r</math></p>
<p>Шестиугольная</p>  <p><math>d_3 = \sqrt{3} a</math></p>	<p><math>T_c = \text{const}</math> <math>q_c = \text{const}</math></p>	<p><math>T_x</math></p>	<p><math> T_c - T_x </math></p>	<p><math>Nu_{\infty} = 3.36</math> <math>Nu_{\infty} = 4,0</math></p>	<p><math>x \geq l_r, \lambda \geq l_r</math></p>
<p>Пучок продольно обтекаемых круглых стержней, расположенных по углам равносторонних треугольников</p>  <p><math>d_3 = d \left[ \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \left( \frac{s}{d} \right)^2 - 1 \right]</math></p>	<p><math>T_c = \text{const}</math> <math>q_c = \text{const}</math></p>	<p><math>T_x</math> <math>T_x</math></p>	<p><math> T_c - T_x </math></p>	<p><math>s/d</math> . . . . . 1,00 1,02 1,05 1,1 1,20 1,30 1,40 1,50 1,60 1,70 1,80 1,90 2,00</p> <p><math>Nu_{\infty}</math> при <math>T_c = \text{const}</math> . . . . . 1,25 1,80 2,77 4,56 7,44 9,18 10,31 11,26 12,11 12,94 13,80 14,54 15,29</p> <p><math>Nu_{\infty}</math> при <math>q_c = \text{const}</math> . . . . . — 0,43 1,08 2,96 6,92 9,04 10,25 11,26 12,11 12,94 13,80 14,54 15,29</p>	
<p>Пучок продольно обтекаемых круглых стержней, расположенных по углам квадратов</p>  <p><math>d_3 = d \left[ \frac{4}{\pi} \left( \frac{s}{d} \right)^2 - 1 \right]</math></p>	<p><math>T_c = \text{const}</math> <math>q_c = \text{const}</math></p>	<p><math>T_x</math></p>	<p><math> T_c - T_x </math></p>	<p><math>s/d</math> . . . . . 1,00 1,02 1,05 1,1 1,20 1,30 1,40 1,50 1,60 1,70 1,80 1,90 2,00</p> <p><math>Nu_{\infty}</math> при <math>T_c = \text{const}</math> . . . . . 1,295 1,61 2,05 2,83 4,58 6,40 8,00 9,43 10,76 11,89 13,00 14,10 15,05</p> <p><math>Nu_{\infty}</math> при <math>q_c = \text{const}</math> . . . . . — 0,52 0,84 1,72 3,70 5,82 7,70 9,35 10,76 11,89 13,00 14,10 15,05</p>	

Форма сечения канала. Условия теплообмена	Граничные условия	Определяющая температура	$\Delta T_p$	Расчетная формула	Пределы применимости формулы
Плоская:  $d_3 = 2\delta$ теплообмен при одинаковых $T_c$ и $q_c$ на обеих стенках при одностороннем обогреве	$T_c = \text{const}$	$T_{ж}$	$ T_c - T_{ж} $	$\overline{Nu} = 1,85 \left( \frac{d_3}{l} \text{RePr} \right)^{1/3}$	$\frac{d_3}{l} \text{RePr} > 70$
	$T_c = \text{const}$ $q_c = \text{const}$	$T_x$ $T_x$	$ T_c - T_x $ $ T_c - T_x $	$Nu_{\infty} = 7,54$ $Nu_{\infty} = 8,24$	$\left\{ \begin{array}{l} x \geq l_r; x \geq l_x \\ \frac{d_3}{l} \text{RePr} < 70 \end{array} \right.$
	$T_c = \text{const}$ $q_c = \text{const}$	$T_x$ $T_x$	$ T_c - T_x $ $ T_c - T_x $	$Nu_{\infty} = 4,86$ $Nu_{\infty} = 5,38$	$x \geq l_r; x \geq l_x$

\* Формулы, предложенные Д.А. Лабунцовым

Обозначения:  $Nu_{\infty} = \alpha_{\infty} d_3 / \lambda$ ;  $\overline{Nu} = \bar{\alpha} d_3 / \lambda$ ;  $\text{Re} = w d_3 / \nu$ ,  $\text{Pr} = \mu c_p / \lambda$ ;  $\text{Pe} = \text{RePr}$ ;  $d_3 = 4f / \Pi$ ;  $\bar{\alpha}$  и  $\alpha$  — средний по длине трубы и местный коэффициенты теплоотдачи.  $\alpha_{\infty}$  — коэффициент теплоотдачи на участке стабилизированного течения и теплоотдачи;  $\bar{w}$  — средняя скорость потока;  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $c_p$  — теплопроводность, динамическая вязкость и удельная теплоемкость теплоносителя;  $f$  и  $\Pi$  — площадь и периметр проходного сечения трубы;  $l$  — длина трубы;  $x$  — расстояние от входа в трубу до рассматриваемого сечения;  $T_c$  — температура стенки;  $T_x$  — среднemasовая температура теплоносителя в данном сечении;  $T_{ж} = 0,5(T_{вх} + T_{вых})$  — средняя температура теплоносителя в трубе,  $T_{вх}$  и  $T_{вых}$  — среднemasовая температура теплоносителя на входе в трубу и выходе из нее;  $\Delta T_p$  — среднелогарифмический температурный напор (3.91);  $q_c$  — плотность теплового потока на стенке трубы. В расчетных формулах физические свойства выбираются при определяющей температуре  $T_{\text{опр}}$ , а индексом «с» обозначены параметры, определяемые при температуре  $T_c$  стенки. Плотность теплового потока  $q_c = \alpha \Delta T_p$ , где  $\Delta T_p$  — расчетный температурный напор. Формулы табл. 3.21 применимы в условиях  $\text{GrPr} < 8 \cdot 10^5$ , где  $\text{Gr} = g \beta \Delta T d^3 / \nu^2$ ,  $\Delta T = T_c - T_{ж}$ , физические свойства при этом определяются при  $T = 0,5(T_c + T_{вх})$ ;  $s$  — шаг решетки.

Примечание. Рекомендации к расчету теплоотдачи на начальных участках каналов некруглой формы сечения см. в [75].

## 3.6.3. ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕЖИМ

При турбулентном течении теплоносителя в трубах длины начальных участков гидродинамической и тепловой стабилизации потока сравнительно малы:  $l_r = l_T = (15-20)d_3$ . В трубах с  $l/d_3 > 60$  среднюю теплоотдачу можно считать по формулам для установившихся режимов течения и теплообмена.

Характер течения в гидродинамическом начальном участке, а соответственно и интенсивность теплоотдачи, существенно зависят от входных условий, конструкции входного устройства, степени турбулентности потока во входном сечении и числа Рейнольдса [80]

Зависимость местного числа Nu от чисел Re и Pr, а также его изменение по длине трубы практически одинаковы при граничных условиях  $T_c = \text{const}$  и  $q_c = \text{const}$ , и при  $Re \geq 4 \cdot 10^3$ ,  $Pr \geq 1$  числа Nu различаются не более чем на 5—10%. При  $Pr \ll 1$ , т.е. для жидкометаллических теплоносителей, значения Nu при  $q_c = \text{const}$  могут быть на 15—25% больше, чем при  $T_c = \text{const}$ .

Труба круглого сечения. Профиль скорости потока в соответствии с трехслойной моделью турбулентного потока (вязкой подслоем, буферный слой и турбулентное ядро) можно описать эмпирическими формулами:

$$w^+ = y^+ \quad \text{при } 0 < y^+ < 5,$$

$$w^+ = 5 \left( 1 + \ln \frac{y^+}{5} \right) \quad \text{при } 5 < y^+ \leq 30; \quad (3.123)$$

$$w^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,5 \quad \text{при } y^+ > 30,$$

где  $w^+ = \frac{w}{v_*}$ ,  $v_* = \sqrt{\frac{\xi}{8}} \bar{w}$ ,  $y^+ = \frac{y v_*}{\nu}$  — безразмерное расстояние, отсчитываемое от стенки

Известны следующие формулы для трубы круглого сечения [107, 135]

$$w^+ = 2,5 \ln \left[ (1 + 0,4y^+) \frac{1,5 \left( 2 - \frac{y^+}{R_0^+} \right)}{1 + 2 \left( 1 - \frac{y^+}{R_0^+} \right)^2} \right] + 7,8 \left[ 1 - \exp \left( -\frac{y^+}{11} \right) - \frac{y^+}{11} \exp \left( -\frac{y^+}{3} \right) \right], \quad (3.124)$$

$$w^+ = [5,5 + 2,5 \ln(y^+ + 1)] \times \ln \frac{y^+ \left( 1 + 0,5 \frac{y^+}{R_0^+} \right)}{5,5 + 2,5 \ln(y^+ + 1)}, \quad (3.125)$$

$$\text{где } R_0^+ = \frac{R_0 v_*}{\nu} = 0,5 \sqrt{\frac{\xi}{8}} Re.$$

При аналитическом решении задач теплообмена удобна формула [92]

$$w^+ = 7,5 + 2,5 \ln \left( \frac{y^+ - 5}{2,5} \right), \quad (3.126)$$

или более полно учитывающая особенности течения в приосевой зоне потока формула

$$w^+ = 7,5 + 2,5 \times \left[ \ln \frac{y^+ - 5}{2,5} + \frac{y^+ - 7,5}{R_0^+} - \frac{(y^+)^2 - 7,5^2}{2(R_0^+)^2} \right]. \quad (3.127)$$

В пределах ламинарного (вязкого) подслоя скорость изменяется линейно

$$w^+ = y^+. \quad (3.128)$$

В инженерных расчетах проста и при этом удовлетворительна по точности вне вязкого подслоя степенная формула [3]

$$\frac{w}{\bar{w}} = \frac{(n+1)(n+2)}{2} \left( \frac{y}{R_0} \right)^n, \quad (3.129)$$

где  $n = 0,9 \sqrt{\xi}$ ,  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления

Профиль температуры турбулентного потока теплоносителя с постоянными теплофизическими свойствами может быть представлен аналогично профилю скорости в универсальных координатах [17] для теплоносителей с  $Pr \geq 0,7$

$$T^+ = Pr y^+ \quad \text{при } y^+ \leq 5,$$

$$T^+ = 2,5 \ln(Pr y^+) + 5,5$$

$$\text{при } 5 \leq y^+ \leq 30, \quad (3.130)$$

$$T^+ = 2,3 \ln(Pr y^+) + 24,5 Pr^{0,55} - 8,2 \ln Pr - 19 \quad \text{при } y^+ > 30$$

$$\text{Здесь } T^+ = \frac{T_c - T}{q_c} \rho v_* c_p; y^+ = \frac{y v_*}{\nu}; v_* = \sqrt{\frac{\xi}{8}} \bar{w}$$

Для жидкометаллических теплоносителей ( $Pr \ll 1$ )

$$T^+ = Pr y^+ \quad \text{при } Pr y^+ < 1;$$

$$T^+ = 1,87 \ln(Pr y^+ + 1) + 0,065 Pr y^+ - 0,36 \quad \text{при } 1 \leq Pr y^+ < 11,7, \quad (3.131)$$

$$T^+ = 2,5 \ln(Pr y^+) - 1 \quad \text{при } Pr y^+ > 11,7.$$

В [92] рекомендуется единая формула

$$T^+ = T_0^+ + 2,5 \ln \left[ Pr \frac{y^+ - 7,5}{2,5} + 1 \right], \quad (3.132)$$



где  $T_{\delta}^+ = \frac{T_c - T_{\delta}}{q_c} \rho v_c c_p$  — безразмерная температура на границе ламинарного подслоя,

$$T_{\delta}^+ = \frac{15Pr(1 + Pr)}{2 + Pr(1 + Pr^{1/3})}. \quad (3.133)$$

Для различных (по числу Прандтля) теплоносителей формула (3.133) может быть упрощена. Так, для сред с  $Pr \leq 1$  толщина теплопроводного подслоя больше, чем толщина вязкого и  $T_{\delta}^+ = 7,5Pr$ . Для потоков с  $Pr > 1$  упрощено

$$T_{\delta}^+ = \frac{15Pr}{1 + Pr^{1/3}}$$

В пределах теплопроводного подслоя толщиной  $\Delta = \delta/Pr^{1/3}$  температура изменяется линейно и  $T^+ = Pr y^+$ .

Теплоотдача. Для расчета теплоотдачи в прямых гладких трубах известен ряд формул, удовлетворяющих по точности инженерной практике. Общепризнана и популярна формула [74, 77]

$$Nu_{\infty} = \frac{\frac{\xi}{8} Re Pr}{1 + \frac{900}{Re} + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (3.134)$$

применимая при постоянных свойствах теплоносителя,  $Re = 4 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^6$  и  $Pr = 0,5 - 5 \cdot 10^3$ . Здесь  $\xi = (1,82 \lg Re - 1,64)^2$  — коэффициент гидравлического сопротивления,  $Re = \frac{\bar{w}d}{\nu}$ ,  $Nu_{\infty} = \frac{\alpha_{\infty} d}{\lambda}$ .

Для приближенного расчета теплоотдачи при переходном режиме течения ( $Re_{кр} \leq Re \leq 10^4$ ) и  $Pr = 0,5 - 200$  можно пользоваться формулой [126]

$$Nu_{\infty} = \frac{\frac{\xi}{8} Pr (Re - 1000)}{1 + 1,27 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (3.135)$$

**Трубы и каналы некруглого сечения.** Теплоотдачу в трубах и каналах, имеющих сложную форму сечения, приближенно можно рассчитать по формулам для труб круглого сечения, например по (3.134), если числа  $Nu_{\infty}$  и  $Re$  определять через эквивалентный диаметр  $d_3$  сечения канала. Однако в каналах с сильным сужением проходного сечения (например, треугольные сечения, сечения продольно обтекаемых плотноупакованных стержней) в области сужения течение может быть ламинарным даже при числах  $Re$ , в несколько раз превышающих критическое значение  $Re_{кр}$  для круглой трубы, и погрешность расчета по формулам для труб круглого сечения здесь может достигать 50 %

Для кольцевых и плоских каналов в [17] предложены интерполяционные формулы

$$Nu_{10} = \frac{\frac{\xi}{8} \left( 0,96 + 0,04 \frac{d_2}{d_1} \right) Re Pr}{C + (11,7 + 1,8 Pr^{-1/3}) \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (3.136)$$

$$Nu_{20} = \frac{\frac{\xi}{8} Re Pr}{C + (11,7 + 1,8 Pr^{-1/3}) \sqrt{\frac{\xi}{8}} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (3.137)$$

$$\text{где } C = (1 + 3,4 \xi) \left( 1 + \frac{d_1/d_2}{1,15 + 5,5 d_1/d_2} \right);$$

$$\xi = \left[ 1,82 \lg Re - 1,64 - 0,19 \left( \frac{d_1}{d_2} \right)^{0,25} \right]^2;$$

$$Re = \frac{\bar{w}(d_2 - d_1)}{\nu};$$

$Nu_{10}$  — число Нуссельта на внутренней стенке при необогреваемой внешней, а  $Nu_{20}$  — на внешней стенке при необогреваемой внутренней

Если в теплообмене участвуют обе стенки кольцевого канала, то числа Нуссельта определяются по формулам:

$$Nu_{12} = \frac{Nu_{10}}{1 + \frac{q_{c2}}{q_{c1}} \theta Nu_{10}}, \quad (3.138)$$

$$Nu_{21} = \frac{Nu_{20}}{1 + \frac{q_{c1}}{q_{c2}} \frac{d_1}{d_2} \theta Nu_{20}}, \quad (3.139)$$

$$\text{где } \theta = 37,1 \left( 0,38 \frac{d_1}{d_2} - 1 \right) Re^{-0,88} Pr^m, \quad m = \frac{0,112}{Pr} - 1;$$

$q_{c1}$  и  $q_{c2}$  — плотности теплового потока на внутренней и внешней стенках

Для плоских каналов в приведенных формулах  $d_1/d_2 = 1$ . Формулы рекомендуются для потоков в каналах при  $d_1/d_2 \geq 0,1$  и  $Re \geq 10^4$ ,  $Pr \geq 0,5$

Теплоотдачу на поверхности продольно обтекаемых пучков стержней (труб) можно рассчитать по формулам [132]:

$$Nu = Nu_{тр} \{ 1 + 0,91 Re^{-0,1} Pr^{0,4} \times \\ \times [1 - 2 \exp(-B)] \}, \quad (3.140)$$

$$\text{где } Nu_{тр} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4}, \quad B = d_3/d$$

Для треугольной решетки

$$B = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1,$$

а для квадратной решетки

$$B = \frac{4}{\pi} \left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1,$$

здесь  $d$  — диаметр стержней;  $s$  — шаг решетки.

Формула (3.140) применима при  $Re = 3 \cdot 10^3$  —  $10^6$ ,  $Pr = 0,66$ — $5$ ;  $B = 0,103$ — $3,5$  ( $s/d = 1,02$ — $2,5$ )

В качестве определяющего размера в формулах используется эквивалентный диаметр пучка с бесконечно большим числом стержней

$$d_s = \left[ \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1 \right] d$$

— при треугольном (шахматном) расположении стержней;

$$d_s = \left[ \frac{4}{\pi} \left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1 \right] d$$

— при квадратном (коридорном) расположении стержней.

Физические свойства теплоносителя определяются по среднemasовой температуре потока, число Рейнольдса — по среднemasовой скорости жидкости.

**Влияние переменности физических свойств теплоносителя.** При теплообмене в условиях больших температурных напоров (больших тепловых нагрузок) свойства теплоносителя заметно изменяются по сечению потока и длине канала, что существенно сказывается на теплообмене и гидравлическом сопротивлении. Различный характер изменения свойств разных веществ (и даже одного и того же вещества в разных интервалах изменения температуры и давления) затрудняет, а в общем случае и исключает единое описание особенностей теплоотдачи и гидравлического сопротивления при переменных свойствах теплоносителя, т.е. выявление условий подобия процессов и их единое критериальное обобщение. В соответствии с этим принято отдельно рассматривать капельные жидкости, газы и теплоносители в сверхкритической (околокритической) области состояний.

Для капельных жидкостей часто достаточно учесть лишь изменение вязкости, так как другие свойства (плотность, теплопроводность, теплоемкость) слабо изменяются с изменением температуры

Обычно в целях учета переменности свойств коэффициент теплоотдачи, рассчитанный по формулам для постоянных свойств теплоносителя, умножается на поправку  $\epsilon_t$ . По рекомендации [68]

$$\epsilon_t = (Pr/Pr_c)^{0,25}, \quad (3.141)$$

а по [76] для капельных жидкостей

$$\epsilon_t = (\mu/\mu_c)^n, \quad (3.142)$$

где  $n = 0,11$  при нагревании и  $n = 0,25$  при охлаждении теплоносителя. В (3.141) и (3.142) число Прандтля  $Pr$  и вязкость  $\mu$  определяются при среднemasовой температуре потока, а  $Pr_c$  и  $\mu_c$  — при температуре стенки

Как правило, вязкость жидкостей уменьшается с ростом температуры. Поэтому теплоотдача при нагревании жидкости выше, а при охлаждении ниже, чем при постоянной вязкости, вследствие соответствующего роста или уменьшения скорости пристенного слоя потока

В отличие от капельных жидкостей у газов с изменением температуры могут заметно изменяться все свойства. В общем случае их относительное изменение удается выразить с помощью приближенных степенных функций температуры:

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{n_\lambda}; \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{n_\rho}; \quad \frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{n_\mu};$$

$$\frac{c_p}{c_{p0}} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{n_{c_p}}$$

Поправку на переменность свойств можно определить в виде

$$\epsilon_t = f\left(\frac{T_c}{T}, n_\lambda, n_\rho, n_\mu, n_{c_p}\right).$$

За пределами начального теплого участка  $\epsilon_t$  определяется только температурным фактором  $\theta_c = T_c/T$ , например, для воздуха, водорода (и других двухатомных газов с подобным характером изменения свойств с изменением температуры) убывает с ростом  $\theta_c$ , т.е. при нагревании газа ( $\theta_c > 1$ ) число  $Nu_\infty$  меньше, чем при охлаждении. По рекомендации [80]

$$\epsilon_t = \theta_c^n, \quad (3.143)$$

где  $n = -(0,3 \lg \theta_c + 0,36)$  при  $1 \leq \theta_c \leq 4$ ,  $Re = 10^4$  —  $5 \cdot 10^6$

По аналитическому решению [50] для участка установившегося течения и теплообмена

$$\epsilon_t = \left(\frac{2}{\sqrt{\theta_c} + 1}\right)^2 \quad \text{при } \theta_c > 1. \quad (3.144)$$

Расчет  $\epsilon_t$  на начальном участке канала при нагревании газа см. в [80].

При расчете теплоотдачи и сопротивления течения при охлаждении газа можно пользоваться формулами, рекомендуемыми для теплоносителей с постоянными свойствами, если за определяющую принимается среднemasсовая температура потока

Особенно сложна проблема учета переменности свойств теплоносителя при анализе и расчете теплообмена в околоскритической области состояния, где теплофизические свойства среды резко и своеобразно изменяются в зависимости от температуры и давления. Удельная теплоемкость, число Прандтля и коэффициент термического расширения имеют резко выраженные максимумы, немонотонно изменяются теплопроводность и вязкость, резко изменяется плотность среды. При этом коэффициент теплоотдачи зависит от плотности теплового потока или, точнее, от соотношения плотности теплового потока  $q_c$  и массовой скорости теплоносителя, причем наряду с нормальными режимами теплообмена, когда температура стенки монотонно (при  $q_c = \text{const}$ ) изменяется вдоль потока в соответствии с изменением температуры теплоносителя, наблюдаются и так называемые режимы ухудшенной (улучшенной) теплоотдачи, при которых температура стенки трубы имеет немонотонный (при ухудшенных режимах — пиковый) характер изменения. К настоящему времени предложено множество эмпирических формул и расчетных схем. Для расчета теплоотдачи при вязкостно-инерционном течении однофазных теплоносителей с околоскритическими параметрами (т. е. в отсутствие влияния естественной конвекции) широкое распространение получила формула [46], основанная на данных опытов с водой и диоксидом углерода. Однако применима она к нормальным и лишь частично к ухудшенным режимам теплоотдачи.

Решения задачи о теплообмене при резкопеременных свойствах, основанные на численном интегрировании уравнений конвективного теплообмена, даны в [84, 85].

Для нормальных режимов теплообмена в [79] предложена формула, обобщающая данные опытов с водой, диоксидом углерода и гелием и дающая погрешность  $\pm 15\%$

$$\text{St}_h = \frac{q_c}{\rho_w(h_c - \bar{h})} = \frac{\xi/8}{1 + \frac{900}{\text{Re}} + 12,7 \sqrt{\frac{\xi}{8}} (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \quad (3.145)$$

при  $\text{Re} = 10^4 - 10^6$ ,  $\text{Pr} > 0,8$ ,  $\rho_c/\rho = 0,2 - 1$ ,  $x/d > 50$ .

Здесь  $\text{Re} = \frac{\rho_w d}{\mu}$ ;  $\text{Pr}^{2/3} = \bar{c}_p (\bar{\mu}/\lambda)$ ;  $\bar{c}_p = \frac{h_c - h}{T_c - \bar{T}}$ ;

$$(\bar{\mu}/\lambda) = \frac{1}{T_c - \bar{T}} \int_{\bar{T}}^{h_c} \frac{\mu}{\lambda} dT.$$

Местный коэффициент сопротивления в (3.145) вычисляется по формуле

$$\xi = \xi_0 (\rho_c/\rho)^{0,4},$$

где  $\xi_0$  — коэффициент сопротивления трения в изотермических условиях при среднемассовой температуре потока

Теплоотдачу в режимах ухудшенного теплообмена можно определить по рекомендациям [78]

### 3.6.4. ТЕПЛОБМЕН С ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКИМИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯМИ

Изучение и практическое применение жидкометаллических теплоносителей связано прежде всего с разработкой и созданием ядерных и термоядерных реакторов. Обычно рассматриваются такие сравнительно легкоплавкие и доступные в больших количествах металлы, как натрий, калий, литий, цезий, олово, свинец, висмут, а также натрий-калиевый и свинцово-висмутовый сплавы. В экспериментальной технике широко используются ртуть и сплав индий-галлий-олово, находящиеся в жидком состоянии при комнатной температуре

По сравнению с неметаллическими теплоносителями жидкие металлы отличаются высокой теплопроводностью и высокой температурой кипения; многие жидкие металлы слабо замедляют нейтроны, что предопределяет их использование в реакторах на быстрых нейтронах.

Теплофизические свойства жидких металлов приведены в табл. 3.18

Теплообмен в жидкометаллических системах подробно рассмотрен в [20]. При ламинарном течении стабилизированный теплообмен в каналах различной формы рассчитывается по тем же формулам, что и для неметаллических жидкостей (см. табл. 3.21); стабилизированный теплообмен при турбулентном течении и постоянной плотности потока на стенке ( $q = \text{const}$ ) рассчитывается по следующим формулам:

$$\text{при течении в круглой трубе [20] для чистого металла} \quad \text{Nu}_\infty = 7 + 0,025 \text{Pe}^{0,8}, \quad (3.146)$$

$$\text{для загрязненного металла} \quad \text{Nu}_\infty = 3,3 + 0,014 \text{Pe}^{0,8}, \quad (3.146a)$$

при течении в плоском канале [18] при двустороннем обогреве

$$\text{Nu}_\infty = 10 + 0,025 \text{Pe}^{0,8}, \quad (3.147)$$

при одностороннем обогреве

$$\text{Nu}_\infty = 5,4 + 0,18 \text{Pe}^{0,8} \quad (3.147a)$$

Неизбежное попадание оксидов при загрузке металла в систему и при ее работе приводит к значительному снижению теплоотдачи, что отражает

формула (3.146а) в сравнении с (3.146). Длина термического начального участка при турбулентном течении жидких металлов не превышает 15 калибров [80]. Поэтому при расчетах теплообменных систем повышенные значения коэффициентов теплоотдачи на начальном участке во многих случаях можно не принимать во внимание.

В активной зоне ядерного реактора жидкий металл течет в зазорах между цилиндрическими топливными элементами. В связи с этим важное значение приобретает проблема теплообмена при течении в каналах сложной формы.

При использовании жидких металлов в термоядерных реакторах типа токамак (при охлаждении blankets, дивертора и др.) на гидродинамику и теплообмен сильное влияние будут оказывать магнитные поля. Влияние магнитных полей на гидродинамику электропроводных жидкостей подробно рассмотрено в § 1.10. Характер и степень влияния магнитных полей на гидродинамику электропроводных жидкостей в значительной мере зависит от ориентации поля по отношению к направлению течения жидкости (течение в продольном или в поперечном магнитном поле). Основными критериями, определяющими степень влияния магнитного поля на гидродинамику, являются числа Рейнольдса  $Re$  и Гартмана  $Ha$  (см § 1.10).

Теплоотдача при течении в поперечном магнитном поле. Рекомендации по расчету коэффициентов теплоотдачи при течении в плоском канале приведены в табл. 3.22. В результате взаимодействия поперечного магнитного поля с движущейся электропроводной жидкостью в ламинарном потоке возникают электромагнитные силы, приводящие к уплощению профиля скорости и существенному увеличению коэффициента сопротивления (*эффект Гартмана*).

Уплощение профиля скорости вызывает и повышение коэффициента теплоотдачи, однако это повышение не очень значительно. Так, в плоском канале при двустороннем обогреве число Прусселя увеличивается с 8,24 при  $Ha = 0$  до 12 при  $Ha \rightarrow \infty$ . При течении в круглой трубе в поперечном магнитном поле температура стенки и коэффициент теплоотдачи изменяются по периметру трубы, средний по периметру трубы коэффициент теплоотдачи увеличивается от 4,36 при отсутствии поля до 7 при  $Ha \rightarrow \infty$  [9].

При турбулентном течении в поперечном магнитном поле влияние поля на гидродинамику и теплообмен определяется двумя эффектами: *эффектом Гартмана* и *эффектом подавления турбулентности*. Эффект Гартмана вызывает существенный рост сопротивления и небольшое увеличение теплоотдачи. Как видно из рис. 3.17,  $a$ , на котором показана зависимость числа  $Nu$  от чисел  $Re$  и  $Ha$  для течения в плоском канале, эффект Гартмана

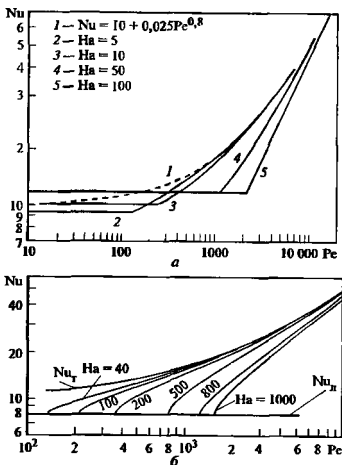


Рис. 3.17. Результаты расчета теплоотдачи при течении в плоском канале

$a$  — в поперечном магнитном поле ( $Pr = 0,02$ ),  $b$  — в продольном магнитном поле ( $Pr = 0,05$ )

преобладает при небольших значениях чисел Пекле. Подавление турбулентности магнитным полем приводит к снижению как сопротивления, так и теплоотдачи. Этот эффект преобладает при больших числах Пекле, при которых профиль скорости и без магнитного поля близок к стержневому и влияние эффекта Гартмана несущественно.

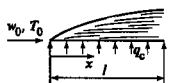
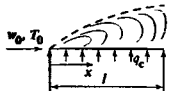
Теплоотдача при турбулентном течении в круглой трубе в поперечном магнитном поле исследована еще недостаточно. Экспериментальные данные разных авторов плохо согласуются между собой; их анализ существенно затрудняется из-за сильного влияния на гидродинамику и теплообмен термогравитационной конвекции. Поэтому пока невозможно рекомендовать какие-либо формулы для расчета коэффициентов теплоотдачи, по аналогии процессов в круглой трубе и в плоском канале позволяет сделать следующие выводы. Средние коэффициенты теплоотдачи при турбулентном течении в поперечном магнитном поле должны лежать ниже значений, соответствующих турбулентному течению без магнитного поля и определяемых формулой (3.146), и не ниже значений, соответствующих ламинарному течению. С увеличением числа Пекле степень влияния магнитного поля на коэффициент теплоотдачи должна ослабевать и значения коэффициентов теп-

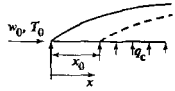
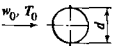
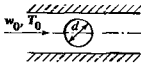
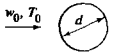
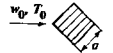
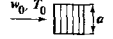
Таблица 3.22. Формулы для расчета теплообмена при турбулентном течении жидкометаллических теплоносителей в магнитном поле при постоянной плотности теплового потока на стенке ( $q_c = \text{const}$ )

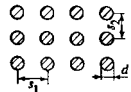
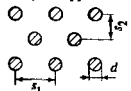
Форма проходного сечения трубы	Режим теплообмена и граничные условия	Расчетная формула	Примечания
<i>Поперечное магнитное поле</i>			
Плоский канал	Ламинарное течение, двусторонний обогрев	$\frac{1}{Nu} = \frac{\left(1 - \frac{2}{Ha}\right) \text{ch}^2(Ha) + \frac{5}{4Ha^3} \text{sh}(2Ha) - \frac{1}{2Ha^2}}{4 \left[ \text{ch}(Ha) - \frac{1}{Ha} \text{sh}(Ha) \right]^2}$ $Nu = 12 \left(1 - \frac{2}{Ha + 4}\right) \quad (\text{Т. 3.22})$	$Re \leq Re_{кр}$ $Re_{кр} = 1125 \left(1 + \sqrt{1 + 0,92 Ha^2}\right) [18]$  $Ha > 10 [18]$
	Ламинарное течение, односторонний обогрев	$Nu = 5,385$ $Nu = 6$	$Ha = 0$ $Ha = \infty$
Круглая труба	Ламинарное течение	$\bar{Nu} = 4,36$ $\bar{Nu} = 7$	$Ha = 0$ $Ha = \infty [9]$
Плоский канал	Турбулентное течение двусторонний обогрев	$Nu = Nu_n + \bar{Nu}(Nu_T - Nu_n),$ где $\bar{Nu} = 1 - \exp \left[ -0,25 Ha^{0,25} \left( \frac{Re - Re_{кр}}{Re_{кр}} \right)^{0,8} \right];$ $Nu_T$ рассчитывается по формуле (3.147); $Nu_n$ рассчитывается по формуле (Т. 3.22)	$Re \geq Re_{кр}$
<i>Продольное магнитное поле</i>			
Круглая труба	Турбулентное течение	$Nu = 4,36 + \bar{Nu}(Nu_T - 4,36),$ где при $Re \leq Re_{кр}$ $\bar{Nu} = 0;$ при $Re \geq Re_{кр}$ $\bar{Nu} = 1 - \exp \left[ -k \left( \frac{Re - Re_{кр}}{Re_{кр}} \right)^n \left( \frac{0,05}{Pr} \right)^{0,1} \right];$ при $40 \leq Ha \leq 200$ $k = 11/Ha^{0,4}$ , $n = 0,5;$ при $200 \leq Ha \leq 1000$ $k = 14/Ha^{0,42}$ , $n = 0,6;$ $Nu_T$ рассчитывается по формуле (3.146)	$Re_{кр} = 1125 \left(1 + \sqrt{1 + 0,0007 Ha^2}\right) [19]$

Форма проходного сечения трубы	Режим теплообмена и граничные условия	Расчетная формула	Примечания
<i>Продольное магнитное поле</i>			
Плоский канал	Турбулентное течение, двусторонний обогрев	$Nu = 8,24 + \tilde{Nu}(Nu_T - 8,24)$ <p>при <math>Re \leq Re_{кр}</math>, <math>\tilde{Nu} = 0</math>;</p> <p>при <math>Re \geq Re_{кр}</math>, <math>Nu = 1 - \exp\left[-k \left(\frac{Re - Re_{кр}}{Re_{кр}}\right)^n\right]</math>;</p> <p>при <math>40 \leq Ha \leq 200</math> <math>k = 8/Ha^{0,4}</math>, <math>n = 0,5</math>;</p> <p>при <math>200 \leq Ha \leq 1000</math> <math>k = 14/Ha^{0,42}</math>, <math>n = 0,6</math>;</p> <p><math>Nu_T</math> рассчитывается по формуле (3.147)</p>	[18]

Таблица 3.23 Теплоотдача при внешнем обтекании тел

Обтекаемое тело	Расчетная формула	Определяющий размер	Пределы применимости формулы	Примечания
Плоская стенка, пластина: ламинарный пограничный слой 	$Nu_x = 0,332 Re_x^{0,5} Pr^{0,33} (Pr/Pr_c)^{0,25}$ $\bar{Nu}_l = 0,664 Re_l^{0,5} Pr^{0,33} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	$x$  $l$	$T_c = \text{const}$ $Re_x < Re_{кр}$ $0,6 < Pr < 15$	Среднее значение $Re_{кр} = \frac{w_0 x_{кр}}{\nu} \approx 5 \cdot 10^5$ При постоянной плотности теплового потока на стенке ( $q_c = \text{const}$ ) число Нуссельта приблизительно на 40 % выше, чем при $T_c = \text{const}$
турбулентный пограничный слой 	$Nu_x = 0,03 Re_x^{0,8} Pr^{0,43} (Pr/Pr_c)^{0,25}$ $\bar{Nu}_l = 0,037 Re_l^{0,8} Pr^{0,43} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	$x$  $l$	$T_c = \text{const}$	При высокой начальной турбулентности набегающего потока [60]

Обтекаемое тело	Расчетная формула	Определяющий размер	Пределы применимости формулы	Примечания
Пластина с изобогравляемым начальным участком. Ламинарный пограничный слой 	$Nu_{x-x_0} = 0,33 Re_{x-x_0}^{0,5} Pr^{0,33} \left(1 - \frac{x_0}{x}\right)^{0,2} \left(\frac{Pr}{Pr_c}\right)^{0,25}$	$x - x_0$	$T_c = \text{const}$ $3 < Re_{x-x_0} < 3 \cdot 10^4$	[25]
Шар 	$\bar{Nu} = 2 + 0,03 Re^{0,54} Pr^{0,33} + 0,35 Re^{0,58} Pr^{0,36}$	$d$	$Re \leq 3 \cdot 10^5$ $0,6 \leq Pr \leq 8 \cdot 10^3$	[37]
Цилиндр 	$\bar{Nu} = 0,5 Re^{0,5} Pr^{0,38} (Pr/Pr_c)^{0,25}$ $\bar{Nu} = 0,25 Re^{0,6} Pr^{0,38} (Pr/Pr_c)^{0,25}$ $\bar{Nu} = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,37} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	$d$	$5 < Re < 10^3$ $10^3 < Re < 2 \cdot 10^5$ $3 \cdot 10^5 < Re < 2 \cdot 10^6$	[24]  В число Re входит скорость в узком сечении канала, стесненного цилиндром
Цилиндр     	$\bar{Nu} = C Re^m Pr^{0,33}$ $C = 0,99, m = 0,305$ $C = 0,59, m = 0,47$ $C = 0,22, m = 0,60$ $C = 0,026, m = 0,8$  $C = 0,29, m = 0,624$ $C = 0,245, m = 0,588$ $C = 0,178, m = 0,699$ $C = 0,102, m = 0,675$	$d$           $d_3 = \frac{4a}{\pi}$	$0,7 < Re < 350$ $Re = 0,1-4$ $Re = 8-10^3$ $Re = 5 \cdot 10^3-5 \cdot 10^4$ $Re \geq 5 \cdot 10^4$  $2,5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 7,5 \cdot 10^3$ $5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^5$ $2,5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 8 \cdot 10^3$ $5 \cdot 10^3 < Re < 10^5$	В предварительно турбулизированном потоке (за вентилятором, решеткой) теплоотдача на 50—60 % выше расчетной

Обтекаемое тело	Расчетная формула	Определяющий размер	Пределы применимости формулы	Примечания
Коридорный пучок труб 	$\bar{Nu} = 1,2 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr/Pr_c)^{0,25}$ $\bar{Nu} = 0,26 Re^{0,65} Pr^{0,33} \left(\frac{d}{s_2}\right)^{0,15} (Pr/Pr_c)^{0,25} \epsilon_s$ $\bar{Nu} = 0,02 Re^{0,84} Pr^{0,36} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	$d$	$\begin{cases} s_1/d \leq 1,25 \\ s_2/d \leq 1,25 \\ 10 < Re < 150 \\ 1,24 < s_1/d < 4 \\ 1,24 < s_2/d < 4 \\ 10^3 < Re < 10^5 \\ 0,7 < Pr < 500 \\ 1,3 < s_1/d < 2,5 \\ 1,3 < s_2/d < 2,3 \\ 10^5 < Re < 10^6 \end{cases}$	Формулы применимы к третьей и последующим рядам пучка. В число Re входит скорость потока в узком сечении ряда. За определяющую температуру для капиллярных жидкостей принимается температура жидкости перед соответствующим рядом пучка. Для газов свойства определяются при расчетной температуре $T_p = 0,5(T_0 + T_c)$ [26, 31]
Шахматный пучок труб 	$\bar{Nu} = 1,8 Re^{0,33} Pr^{0,33} (Pr/Pr_c)^{0,25}$ $\bar{Nu} = 0,41 Re^{0,6} Pr^{0,33} (Pr/Pr_c)^{0,25} \epsilon_x$ $\epsilon_x = (s_1/s_2)^{1/6} \text{ при } s_1/s_2 < 2$ $\epsilon_x = 1,12 \text{ при } s_1/s_2 \geq 2$ $\bar{Nu} = 0,021 Re^{0,84} Pr^{0,36} (Pr/Pr_c)^{0,25}$	$d$	$\begin{cases} s_1/d \leq 1,25 \\ s_2/d \leq 1,25 \\ 10 < Re < 200 \\ 1,3 < s_1/d < 2,6 \\ 0,6 < s_2/d < 4 \\ 10^3 < Re < 10^5 \\ 0,7 < Pr < 500 \\ 1,2 < s_1/d < 2,5 \\ 0,9 < s_2/d < 1,5 \\ 10^5 < Re < 10^6 \end{cases}$	

Обозначения.  $\bar{Nu} = \bar{\alpha}x/\lambda$  — среднее на поверхности теплообмена значение;  $Nu = \alpha x/\lambda$  — локальное значение числа Нуссельта,  $Re_x = w_0 x/\nu$ ;  $w$  — характерная скорость (скорость набегающего потока, скорость в узком сечении устройства и др.),  $x$  — определяющий размер (расстояние от входной кромки пластины до рассматриваемого сечения, длина пластины, диаметр шара, цилиндра и др.).  $\lambda$ ,  $\nu$ ,  $\mu$ ,  $c_p$  — теплопроводность, кинематическая и динамическая вязкости, теплоемкость теплоносителя;  $Pr_c$  — число Прандтля при температуре стенки.



лоотдачи должны приближаться к значениям, определяемым формулой (3.146)

**Теплоотдача при течиции в продольном магнитном поле** (см. табл. 3.22). При ламинарном течиции, как показано в § 1.10, продольное магнитное поле не влияет на гидродинамику, а следовательно, и на теплообмен.

При турбулентном течиции в продольном магнитном поле эффект Гармана отсутствует и влияние магнитного поля на гидродинамику проявляется через подавление турбулентности. В этом случае, как показано на рис. 3.17, б, магнитное поле вызывает снижение теплоотдачи. С увеличением числа Пекле, как и при течиции в поперечном магнитном поле, влияние магнитного поля на теплоотдачу ослабевает.

Рассмотренные закономерности магнитогидродинамического теплообмена (МГД-теплообмена) относятся к условиям полной гидродинамической и тепловой стабилизации в однородном магнитном поле. В реальных теплообменных установках значения чисел  $Nu$  могут существенно отличаться от рекомендованных в табл. 3.22 из-за влияния ряда факторов.

Продольное магнитное поле способствует развитию вторичных свободноконвективных течений в вертикальных и горизонтальных обогреваемых трубах, что приводит к интенсификации теплообмена. Поперечное магнитное поле, напротив, подавляет свободную конвекцию [125].

**Влияние концевых неоднородностей на входе потока в магнитное поле и выходе из него** существенно сказывается на поле скорости и на значениях коэффициентов теплоотдачи в этих зонах (см. п. 1.10.7). Влияние концевых неоднородностей продольного магнитного поля исследовано в [98], где содержатся формулы для расчета местных коэффициентов теплоотдачи.

### 3.7. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ ВНЕШНЕМ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ

Соотношения для расчета локальной и средней теплоотдачи приведены в табл. 3.23.

**Плоская стенка (пластина).** При течиции жидкости (газа) вдоль плоской поверхности (пластины) на начальном участке, пока пограничный слой тонкий, течиение ламинарное. Далее, на некотором расстоянии  $x_{кр}$  от передней кромки пластины, течиение в пограничном слое становится турбулентным. Условная граница перехода ламинарного режима в турбулентный определяется критическим числом Рейнольдса

$$Re_{кр} = \frac{w_0 x_{кр}}{\nu} \approx (3-5) 10^5 \quad (3.148)$$

Здесь  $w_0$  — скорость набегающего потока

В действительности число  $Re_{кр}$  зависит от течиени начальной турбулентности набегающего потока, шероховатости обтекаемой поверхности, интенсивности теплообмена и переход от ламинарного к турбулентному режиму происходит не в точке, а на некотором участке. При неудобообтекаемой кромке пластины или возмущенном заранее потоке жидкости (газа) на пластине может сразу же, непосредственно от передней кромки, сформироваться турбулентный пограничный слой.

Толщина ламинарного пограничного слоя растет с увеличением расстояния от передней кромки пластины по закону

$$\delta_l = 5 \sqrt{\frac{x\nu}{w_0}} = 5 \frac{x}{\sqrt{Re_x}}, \quad (3.149)$$

а при турбулентном течиении

$$\delta_t = 0,37 \left( \frac{x^4 \nu}{w_0} \right)^{0,2} = \frac{0,37x}{Re_x^{0,2}}, \quad (3.150)$$

где  $Re_x = \frac{w_0 x}{\nu}$  — число Рейнольдса, при определении которого за характерный размер принимается расстояние  $x$  от передней кромки пластины до рассматриваемого сечения.

О профиле скорости, гидравлическом сопротивлении и других характеристиках пограничного слоя см. разд. 1.

**Тела сложной формы.** Опыт показывает, что ламинарный характер поперечного обтекания труб и стержней с разной формой сечения, шара и других неудобообтекаемых тел возможен лишь при очень малых значениях числа  $Re$ .

В характерных для практики условиях обтекание тел сопровождается отрывом потока и образованием в кормовой части вихревой зоны течиения. Свообразие обтекания тел существенно сказывается и на теплоотдаче. Так, интенсивность теплоотдачи по периметру поперечно обтекаемого цилиндра резко изменяется по мере нарастания пограничного слоя от максимума в лобовой точке ( $\varphi = 0^\circ$ ) до минимума в области  $\varphi = 80-100^\circ$ , а затем в кормовой части вновь возрастает из-за интенсивного вихревого движения жидкости. При прочих равных условиях теплоотдача максимальна, когда направление набегающего потока перпендикулярно оси цилиндра. С уменьшением угла атаки коэффициент теплоотдачи уменьшается.

Режим обтекания и теплоотдачи призматических тел (стержней) заметно меняется также с изменением их ориентации относительно набегающего потока теплоносителя, т.е. в зависимости от того, набегающий поток на ребро или грань стержня.

**Поперечное обтекание пучка труб.** Картина обтекания и интенсивность теплоотдачи труб пер-

вого ряда пучков такие же, как и одиночной трубы. Трубы же второго и последующих рядов пучка находятся в вихревой зоне впереди расположенных труб, характер их обтекания и теплоотдача зависят кроме режимных параметров также от плотности их упаковки в пучке.

На трубах глубинных рядов коридорного пучка максимум локальной теплоотдачи наблюдается на образующей, отстоящей от лобовой приблизительно на  $50^\circ$ .

В шахматных пучках труб максимум теплоотдачи труб всех рядов отмечается на лобовой образующей. Теплоотдача труб третьего и последующих рядов пучка одинакова. Если это значение принять за 100 %, то в шахматных и коридорных пучках теплоотдача труб первого ряда составляет лишь 60 %, второго коридорного ряда — 90 %, а второго шахматного ряда — 70 %. При прочих равных условиях в ламинарной области теплоотдача шахматных пучков в 1,5 раза выше теплоотдачи коридорных.

В смешанном режиме течения, когда передняя поверхность труб омывается ламинарным, а кормовая — вихревым потоком теплоносителя, эта разница в теплоотдаче шахматных и коридорных пучков уменьшается и в пределе при  $Re \geq 10^5$  практически исчезает.

### 3.8. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

Средняя теплоотдача при естественной конвекции жидкости (газа) в большом объеме рассчитывается по формуле

$$\bar{Nu}_l = C Ra^n \epsilon. \quad (3.151)$$

$$\text{где } \bar{Nu}_l = \bar{\alpha} l / \lambda; Ra = Gr Pr, Gr = \frac{g \beta \Delta T l^3}{\nu^2}; Pr =$$

$= \nu / \alpha; \bar{\alpha} = \bar{q}_c / \Delta \bar{T}; \Delta \bar{T} = \bar{T}_c - T_\infty; T_c$  — постоянная или средняя температура поверхности теплообмена (стенки);  $T_\infty$  — температура жидкости в объеме (вдали от поверхности теплообмена);  $l$  — характерный размер омываемой поверхности, для горизонтальной трубы и сферы  $l = d$ , для вертикальной трубы и пластины  $l = H$ , т.е. высоте стенки или длине трубы. Значения  $C$ ,  $n$  и  $\epsilon$  приведены в табл. 3.24

Кроме эмпирических формул известны инженерные обобщения результатов численного решения уравнений конвективного теплообмена. Так, для вертикальной стенки рекомендуются формулы расчета средней теплоотдачи [30, 81]

$$\bar{Nu}_l = \left( \frac{0,4 Pr}{1 + 2 \sqrt{Pr + 2 Pr}} \right)^{0,25} Ra^{0,25} \quad (3.152)$$

Таблица 3.24 Значения  $C$ ,  $n$  и  $\epsilon$  в уравнении (3.151)

Условия теплоотдачи	$C$	$n$	$\epsilon$	Определяющий размер, определяющая температура
Вертикальная пластина, вертикальная труба ламинарный режим: $Ra = Gr Pr = 10^3 - 10^9$ $q_c = \text{const}$ $T_c = \text{const}$	0,75	0,25	$(Pr/Pr_c)^{0,25}$	Высота пластины, длина трубы Температура жидкости (газа) вдали от поверхности теплообмена $T_\infty$
турбулентный режим: $Ra > 10^9, Pr > 0,7$	0,7	0,25	$(Pr/Pr_c)^{0,25}$	
Горизонтальная труба $Ra = 10^{-3} - 0,5 \cdot 10^3$ $Ra = 10^3 - 10^8$	1,18	0,125	1	Диаметр трубы, температура $T_\infty$
	0,5	0,25	$(Pr/Pr_c)^{0,25}$	
Горизонтальная пластина: нагревание жидкости на плоскости, обращенной вверх, и охлаждение — на обращенной вниз: $Ra = 10^5 - 2 \cdot 10^7$ $Ra = 2 \cdot 10^7 - 3 \cdot 10^{10}$ нагревание на пластине, обращенной вниз, и охлаждение — на обращенной вверх: $Ra = 3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^{10}$	0,54	0,25	—	Полусумма длины и ширины пластины $T_p = 0,5(T_c + T_\infty)$
	0,14	1/3	—	
	0,27	0,25	—	

при  $T_c = \text{const}$ ,  $Ra = 10^5 - 10^{10}$ ,

$$\overline{Nu}_l = 1,2 \left[ \frac{Pr}{4 + 9\sqrt{Pr} + 10} \right]^{0,2} Ra^{0,2} \quad (3.153)$$

или

$$\overline{Nu}_l = 1,25 \left[ \frac{Pr}{4 + 9\sqrt{Pr} + 10} \right]^{0,25} Ra^{0,25}$$

при  $q_c = \text{const}$ .

Здесь  $Ra_q = g\beta q_c l^3 / (\nu\alpha\lambda) = RaNu$ , физические параметры (вязкость  $\nu$ , температуропроводность  $\alpha$ , теплопроводность  $\lambda$ ) определяются при расчетной температуре  $T_p = T_c - 0,5(T_c - T_\infty)$

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи горизонтального цилиндра рекомендует формула [11]

$$\overline{Nu} = \frac{2}{\ln \left\{ 1 + \frac{2[1 + (0,559/Pr)^{0,6}]^{5/12}}{0,518Ra^{0,25}} \right\}} \quad (3.154)$$

при  $T_c = \text{const}$ ;  $Pr \geq 0,1$ ;  $Ra = 10^3 - 10^8$ . Физические параметры в (3.154) выбираются при температуре  $T_p = 0,5(T_c + T_\infty)$

Результаты расчета теплоотдачи вертикальной изотермической пластины в условиях свободной конвекции воды, диоксида углерода, азота и гелия, имеющих *околокритические параметры состояния*, в [86] обобщаются формулой

$$Nu_x = Nu_{x0} (\bar{c}_p / c_{pc})^{0,45} (\lambda_\infty / \lambda_c)^n \quad (3.155)$$

при  $Ra = 10^5 - 10^{10}$ ,  $\overline{Pr} = 0,6 - 28$ ;  $\bar{c}_p / c_{pc} = 0,08 - 40$ ;  $\lambda_c / \lambda_\infty = 0,2 - 2$

Здесь  $Nu_x = \alpha x / \lambda_c$  — число Нуссельта при переменных свойствах;  $Nu_{x0}$  — число Нуссельта, определяемое по формуле для постоянных свойств

$$Nu_{x0} = 0,75 \left[ \frac{0,4\overline{Pr}}{1 + 2\sqrt{\overline{Pr}} + 2Pr} \right]^{0,25} Ra_x^{0,25}, \quad (3.156)$$

где  $Ra_x = g\beta\Delta T x^3 / (\nu_c a_c)$ ,  $Pr_c = \mu_c c_p / \lambda_c$ ;  $\bar{\beta} = \frac{1}{p_c} [(p_\infty - p_c) / (T_c + T_\infty)]$ ,  $c_p = \frac{h_c - h_\infty}{T_c - T_\infty}$ ;  $n = 0,32$  при  $\bar{c}_p / c_{pc} \leq 1$  и  $n = 0,1$  при  $\bar{c}_p / c_{pc} > 1$ .

Параметры с индексом «с» выбираются при температуре стенки  $T_c$

Теплоотдача шара в условиях свободной конвекции может быть определена по формуле

$$Nu = 2 + 0,6Gr^{0,25} Pr^{0,33} \quad (3.157)$$

при  $Gr^{0,25} Pr^{0,33} < 200$ .

Физические свойства определяются при  $T_p = 0,5(T_c + T_\infty)$ . Определяющий размер — радиус шара.

**Теплообмен при тепловой конвекции в ограниченном объеме.** Для инженерных расчетов переноса теплоты через прослойки (узкие щели, плоские и кольцевые зазоры) вводятся понятия среднего условного числа Нуссельта

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{q}_c \delta}{\lambda(T_{c1} - T_{c2})}$$

и коэффициента эффективной теплопроводности зазора (прослойки)

$$\lambda_{\text{эф}} = \frac{\bar{q}_c \delta}{T_{c1} - T_{c2}},$$

где  $\delta$  — толщина прослойки;  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$  — температуры стенок

Тогда

$$\bar{q}_c = \epsilon_\kappa q_{\text{тепл}},$$

где  $\epsilon_\kappa = \lambda_{\text{эф}} / \lambda$  — коэффициент конвекции;  $q_{\text{тепл}}$  — поверхностная плотность теплового потока, переносимого теплопроводностью

Для плоских и кольцевых зазоров

$$\overline{Nu} = \epsilon_\kappa = 0,18(GrPr)^{0,25} \quad (3.158)$$

при  $GrPr > 10^3$

Физические свойства в (3.158) выбираются при расчетной температуре  $T_p = 0,5(T_{c1} + T_{c2})$ . При

$GrPr < 10^3$  передача теплоты от горячей стенки к холодной в прослойках осуществляется только теплопроводностью. Отсутствует конвекция также в горизонтальных прослойках, если нагретая поверхность расположена сверху

В длинных вертикальных зазорах

$$\overline{Nu} = 0,28(GrPr)^{0,25} (l/\delta)^{-0,25} \quad (3.158a)$$

при  $10^3 < GrPr < 10^7$ ,  $5 < l/d < 20$ , где  $l$  — длина зазора (щели)

Из (3.158a) следует, что в экранной изоляции, заполненной газом, более эффективны длинные прослойки, т.е. не разделенные горизонтальными перегородками.

### 3.9. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

Различают три режима пленочного течения жидкости ламинарный, ламинарно-волновой и турбулентный. Границы режимов определяются приближенно значениями числа Рейнольдса потока. Применительно к пленочному потоку

$$Re = 4 \frac{w\delta}{\nu} = \frac{w'd_2}{\nu} = 4 \frac{\Gamma}{\mu},$$

где  $w$  и  $\delta$  — средняя скорость и толщина жидкостной пленки;  $d_3 = 4\delta$  — эквивалентный диаметр пленки;  $\Gamma = \rho w \delta$  — плотность орошения стенки — массовый расход жидкости, приходящийся на единицу ширины пленки.

При стационарном (установившемся) течении вес пленки жидкости уравновешивается касательным напряжением на стенке:

$$g_1 \rho \delta = \tau_c = \frac{\xi}{8} \rho w^2.$$

Здесь  $\rho$  — плотность жидкости;  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления;  $g_1$  — проекция ускорения свободного падения на направление течения жидкости.

Профиль скорости жидкости в ламинарной пленке ( $Re \leq 20$ )

$$w = \frac{g_1 \delta}{\nu} \cdot v \left( 1 - 0,5 \frac{y}{\delta} \right).$$

средняя скорость пленки

$$\bar{w} = \frac{g_1 \delta^2}{3\nu} = \left( \frac{g_1 \nu}{48 Re^2} \right)^{1/3}. \quad (3.159)$$

коэффициент сопротивления

$$\xi = 96 Re^{-1},$$

средняя толщина ламинарной пленки

$$\delta = \left( \frac{3}{4} \frac{\nu^2}{g_1 Re} \right)^{1/3} = \left( 3 \frac{\nu}{g_1} \frac{\Gamma}{\rho} \right)^{1/3} \quad (3.160)$$

При турбулентном течении пленки ( $Re \geq 1600$ )

$$\xi \approx \frac{0,316}{Re^{0,25}};$$

$$\delta = 0,135 \left( \frac{\nu^2}{g_1 Re^{1,75}} \right)^{1/3}; \quad (3.161)$$

$$\bar{w} = 1,85 (g_1 \nu Re^{1,25})^{1/3}.$$

Теплоотдача к жидкости, свободно стекающей по стенке, может быть рассчитана по формулам [21]

для ламинарного течения и  $Re < 2,43 Ka^{1/11}$

$$Nu_g = 2,07 Re^{-1/3} (Rr/Pr_c)^{0,25} \quad (3.162a)$$

при  $T_c = \text{const}$ ,  $Pr > 1$ ,

$$Nu_g = 2,27 Re^{-1/3} (Rr/Pr_c)^{0,25} \quad (3.162b)$$

при  $q_c = \text{const}$ ,  $Pr > 1$ ;

для турбулентного течения и  $Re \geq 2200 Pr^{-0,3}$ ,  $Pr > 1$

$$Nu_g = (0,165 Re^{0,16} - 0,4) Pr^{0,43} (Rr/Pr_c)^{0,25} \quad (3.163)$$

В формулах (3.162)—(3.163) обозначено  $Nu_g =$

$$= \frac{\alpha}{\lambda} \left( \frac{\nu}{g_1} \right)^{1/3} \cdot Re = 4 \frac{\Gamma}{\mu}; \quad Ka = \frac{\sigma^3}{g \rho^3 \nu^4}, \quad \sigma — \text{коэффициент}$$

поверхностного натяжения жидкости,  $\rho$  — плотность,  $\mu$  и  $\nu = \mu/\rho$  — динамическая и кинематическая вязкости жидкости;  $g$  — ускорение свободного падения

Теплофизические свойства в формулах определяются при среднemasовой температуре жидкости в рассматриваемом сечении, а  $Pr_c$  — при температуре стенки.

О теплоотдаче при пленочном течении чистых жидкометаллических теплоносителей см [21]

### 3.10. ТЕПЛОБМЕН ПРИ ВЫСОКОЙ СКОРОСТИ ГАЗОВОГО ПОТОКА

При скорости газа, соответствующей  $M > 0,3$  ( $M = w/a$ ,  $w$  — скорость газа,  $a$  — скорость звука в газе), в пограничном слое заметно повышается температура в результате действия сил внутреннего трения. Поэтому в расчете теплоотдачи необходимо учитывать фактор интенсивности диссипации энергии движения и сжимаемость газа. В этом случае местный коэффициент теплоотдачи, вычисляемый по формулам для несжимаемой жидкости,

$$\alpha = \frac{q_c}{(T_c - T_{ca})}, \quad (3.164)$$

где  $T_{ca} = T \left( 1 + r \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right)$  — адиабатная (равновесная, собственная) температура стенки;  $\kappa$  — показатель адиабаты;  $r$  — коэффициент восстановления температуры, характеризующий соотношение интенсивности тепловыделения из-за вязкого трения и интенсивности отвода тепла в ядро потока из пристенного слоя. Для продольно обтекаемой пластины при ламинарном пограничном

слое  $r = \sqrt{Pr}$ , а при турбулентном  $r = 3\sqrt{Pr}$ .

При поперечном обтекании труб воздухом  $r = 0,92$ . Для дозвукового ( $M < 1$ ) и сверхзвукового ( $M > 1$ ) турбулентных потоков воздуха в трубе  $r$  изменяется от 0,85 до 0,89.

При расчете  $r$  переменности теплофизических свойств, кроме теплоемкости, учитывают, используя в качестве определяющей расчетную температуру

$$T_p = T_0 + 0,5(T_c - T_0) + 0,22(T_{ca} - T_0), \quad (3.165)$$

где  $T_0$  — температура набегающего потока при внешнем обтекании, или средняя термодинамическая температура газа в данном сечении канала

При высокой скорости потока в пограничном слое возникает значительный перепад температуры и теплоемкость уже нельзя считать постоянной по сечению. Поэтому вместо температуры в этом слу-

час используют энтальпию и свойства определяют по температуре, соответствующей энтальпии

$$h_p = h_0 + 0,5(h_c - h_0) + 0,22(h_{ca} - h_0) = \\ = 0,5(h_0 + h_c) + 0,22r_h \frac{x-1}{2} M^2 h_0 \quad (3.166)$$

При этом

$$h_{ca} = h_0 + r_h \frac{w_0^2}{2} \quad (3.167)$$

$r_h$  — коэффициент восстановления температуры, определяемый при  $T_p$ , соответствующей  $h_p$ .

Метод учета неизотермичности и сжимаемости потока см. в [50, 73].

## В. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН ПРИ ИЗМЕНЕНИИ АГРЕГАТНОГО СОСТОЯНИЯ

### 3.11. ТЕПЛООБМЕН ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ

#### 3.11.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ КИПЕНИЯ

Понятие *кипение* объединяет большое число различных гидродинамических и теплообменных процессов, для которых характерно образование пара внутри объема жидкости. Многообразие процессов кипения можно классифицировать по ряду признаков:

Признак	Классификация
Термодинамическое состояние жидкости	Насыщенная жидкость, недогретая в объеме до температуры насыщения жидкостью (кипение с недогревом)
Состав кипящей жидкости	Однocomпонентные жидкости; смеси
Источник движения жидкости	Свободное (естественное) движение; вынужденное движение
Геометрия системы	Большой объем; ограниченное пространство (каналы, щели и др.)
Изменение характеристик процесса во времени	Нестационарные процессы; стационарные (квазистационарные) процессы
Способ подвода теплоты	Через твердую стенку с различными граничными условиями (в частности, температура стенки поддерживается постоянной или на ней задается тепловой поток); объемный разогрев вследствие действия внутренних источников теплоты в жидкости или резкого сброса давления

Наибольший практический интерес представляет кипение на твердой поверхности нагрева Об объеме кипения см. в [16], о кипении на пористых поверхностях — в [41], об особенностях кипения смесей — в [52].

#### 3.11.2. КИПЕНИЕ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

Кипение в большом объеме чаще всего происходит при свободном движении жидкости. Этот процесс имеет несколько характерных, отличающихся механизмом передачи теплоты и как следствие интенсивностью режимов, развитие которых зависит от условий подвода теплоты к греющей стенке.

Зависимости плотности теплового потока  $q$  и коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  от температурного напора  $\Delta T = T_c - T_s$  ( $T_c$  — температура насыщения) для случая, когда произвольно задается температура поверхности греющей стенки  $T_c$  (практически это условие может быть осуществлено, если для обогрева используется конденсация насыщенного пара подходящей температуры на противоположной стороне стенки), приведены на рис. 3.18, а. Собственно кипение начинается только при  $\Delta T > \Delta T_{н.к.}$  при меньших температурных напорах теплота с поверхности отводится путем свободной конвекции (см. § 3.9). При  $\Delta T > \Delta T_{н.к.}$  в отдельных точках поверхности возникают, растут, а затем отрываются паровые пузыри, развивается *пузырьковый режим кипения*. Увеличение  $\Delta T$  приводит к интенсификации теплоотдачи, так что в среднем  $q \sim (\Delta T)^3$ . Рост  $q$  ограничен значением  $q_{кр1}$ , достигаемым при  $\Delta T_{кр1}$ . Величина  $q_{кр1}$  называется *первой критической плотностью теплового потока*. Дальнейшее увеличение  $\Delta T$  приводит к уменьшению  $q$  приблизительно по закону  $q \sim (\Delta T)^{-1}$ . Возникает *переходный режим кипения*, для которого характерно образование на твердой поверхности областей, непосредственно контактирующих с паром. Теплоотдача все более ухудшается и, наконец, при  $\Delta T = \Delta T_{кр2}$ , когда вся поверхность обволакивается сплошной пленкой пара, становится минимальной. Величину  $q_{кр2}$ , соответствующую этому моменту, называют *второй критической плотностью теплового потока*. В пленочном режиме кипения, наступающем при  $\Delta T > \Delta T_{кр2}$ , коэффициент

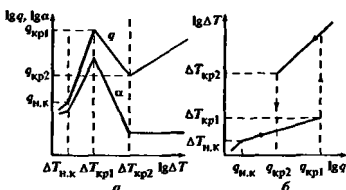


Рис. 3.18. Кривые кипения в большом объеме  
а — задана температура стенки  $T_c$ ; б — задана плотность теплового потока  $q$  на стенке

ент теплоотдачи остается постоянным или слабо уменьшается с ростом  $\Delta T$ , при больших  $\Delta T$  возможна некоторая интенсификация теплообмена из-за переноса теплоты через пленку пара излучением. В первом приближении для этого режима можно полагать  $q \sim \Delta T$ .

В случае, когда к поверхности нагрева подводится фиксированный тепловой поток  $q$  (электрический обогрев, обогрев за счет теплоты, выделяющейся в результате ядерных превращений), характер зависимостей  $\Delta T(q)$  и  $\alpha(q)$  изменяется (рис. 3.18, б). Если постепенно увеличивать  $q$  от нулевого значения, то вначале процесс развивается точно так же, как и при задании температуры стенки — при  $q < q_{нк}$  ( $\Delta T < \Delta T_{нк}$ ) наблюдается режим свободной конвекции, на смену которому при  $q > q_{нк}$  ( $\Delta T > \Delta T_{нк}$ ) приходит пузырьковый режим кипения. Однако как только значение  $q$  хотя бы немного превысит значение  $q_{кр1}$ , пузырьковый режим кипения сразу же сменяется пленочным. Этот переход, условно изображенный на рис. 3.18, б штриховой линией, носит кризисный характер — из-за резкого ухудшения теплоотдачи в большом значении  $q_{кр1}$  температура стенки очень быстро повышается, что в реальных теплообменных устройствах может вызвать разрушение поверхности нагрева. Если после установления стационарного состояния при  $q = q_{кр1}$  снижать тепловой поток, то пленочный режим сохраняется до значения  $q_{кр2}$ , а затем происходит обратный переход к пузырьковому режиму, тоже носящий кризисный характер (см. рис. 3.18, б). Таким образом, при задании  $q$  полностью исключается переходный режим кипения.

Если кипение происходит в нестационарных условиях (закалка металла, процессы захлаживания в криогенной технике), то положение кривой  $q(\Delta T)$  зависит от скорости изменения температуры охлаждаемого объекта (стационарный процесс может рассматриваться как предельный случай, когда скорость исчезающе мала). Приведенные ниже расчетные соотношения относятся к кипению в стационарных условиях. О влиянии скорости охлаждения на интенсивность теплоотдачи при кипении и на положение кризисов см. [39, 66, 72].

Начало кипения. Значения  $\Delta T_{нк}$  и  $q_{нк}$ , при которых возникает пузырьковое кипение, зависят от многих факторов (давления, свойств жидкости, шероховатости поверхности нагрева и др.). При  $\Delta T < \Delta T_{нк}$  ( $q < q_{нк}$ ) теплоотдача полностью определяется свободной конвекцией однофазной жидкости и значение  $\alpha$  может быть рассчитано по соответствующему уравнению § 3.9. Сами значения  $\Delta T_{нк}$  и  $q_{нк}$  можно приближенно вычислить, исходя из равенства коэффициентов теплоотдачи при пузырьковом кипении (3.168) и при свободной кон-

векции. Для воды при  $p = 10^5$  Па  $\Delta T_{нк} = 5-6$  К.

$$q_{нк} = 6 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$$

Пузырьковый режим. Пузырьковый режим кипения отличается высокой интенсивностью теплоотдачи при сравнительно небольших температурных напорах (опытные данные по кипению воды приведены на рис. 3.19). Теплоотдача не зависит от сил тяжести, формы поверхности нагрева и ее размера, если она остается гораздо больше отрывного диаметра пузыря, который при атмосферном и более высоких давлениях не превышает 2 мм. С ростом давления  $p$  коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  увеличивается. В области низких давлений (для воды  $p < 2 \cdot 10^4$  Па) кипение приобретает особенности — возникают значительные перегревы жидкости, работа центров парообразования отличается крайней нерегулярностью, процесс роста паровых пузырей, размеры которых в момент отрыва достигают 10—100 мкм, носит взрывообразный характер. Это приводит к заметным колебаниям температуры поверхности нагрева и большим выбросам кипящей жидкости. Помимо давления, режимных параметров (задаваемое на поверхности нагрева значение  $T_c$  или  $q$ ), свойств жидкости на процесс заметное влияние оказывают материал и толщина греющей стенки, а также такие трудно контролируемые факторы, как условия смачиваемости на поверхности нагрева и ее микрошероховатость. Эффекты, обусловленные свойствами поверхности нагрева, обычно проявляются одновременно, что еще больше затрудняет их учет. Для пузырькового кипения характерно явление гистерезиса. Если сначала увеличивать тепловую нагрузку, последовательно проходя ряд стационарных режимов кипения, а после достижения некоторого  $q < q_{кр1}$  начать ее уменьшать, то кривые  $q(\Delta T)$ , полученные при увеличении и уменьшении нагрузки, не совпадут, причем более высокой оказывается теплоотдача при обратном ходе. В силу указанных факторов опытные данные по теплоотдаче при пузырьковом кипении имеют значительный разброс.

Средний уровень теплоотдачи в пузырьковом режиме кипения однокомпонентных жидкостей в большом объеме можно оценить как [121]

$$\alpha = 0,07 \left( 1 + \frac{r \Delta T}{2R_g T_c^2} \right)^{1/3} \left( \frac{\lambda^2 q}{\nu \sigma T_c} \right)^{1/3} \times \\ \times \left[ 1 + \sqrt{1 + 800 \frac{r(\rho_n \nu)^{3/2}}{\sigma(\lambda T_c)^{1/2}}} + 400 \frac{r(\rho_n \nu)^{3/2}}{\sigma(\lambda T_c)^{1/2}} \right]^{1/3}, \quad (3.168)$$

где  $r$  — теплота парообразования;  $\Delta T = T_c - T_n$  — температурный напор;  $R_g$  — газовая постоянная;

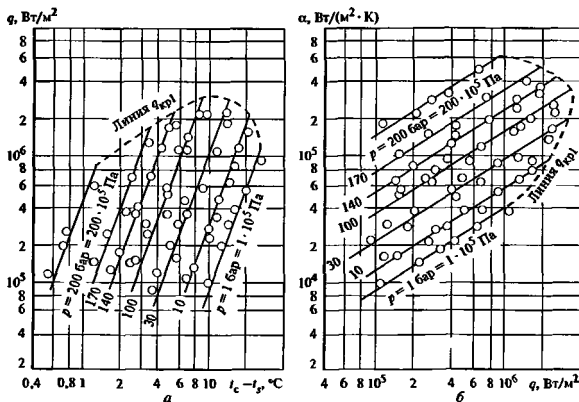


Рис. 3.19. Теплообмен при развитом пузырьковом кипении воды на поверхности горизонтальной трубы с  $D = 5$  мм

$$a - q = f(\Delta T), \quad б - \alpha = f(q)$$

$\lambda$ ,  $\nu$  — теплопроводность и кинематическая вязкость жидкости.  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $\rho_n$  — плотность пара

Все теплофизические свойства в (3.168) определяются по температуре насыщения. Формула (3.168) справедлива при  $q_{нк} \leq q < q_{кр1}$  в диапазоне изменения приведенного давления  $p/p_{кр}$  ( $p_{кр}$  — давление в критической точке) от  $1,8 \cdot 10^{-4}$  до 0,9 для воды, аммиака, хладонов (фреонов) и органических жидкостей (спиртов, бензола, гептана, дифенила). Действительные значения могут отклоняться от рассчитанных по (3.168) в пределах  $\pm 35$  % вследствие указанных выше причин.

Если задан тепловой поток на стенке, то для расчета по формуле (3.168) требуется несложная итерационная процедура. Первое приближение для коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  можно получить, приравняв единице первый множитель в круглых скобках. Рассчитывая затем  $\Delta T_1 = q/\alpha_1$ , определяем следующее приближение, умножая значение  $\alpha_1$

на  $\left(1 + \frac{r\Delta T_1}{2R_s T_s^2}\right)^{1/3}$ . Как правило, одной итерации

оказывается достаточно для уточнения  $\alpha$ . В другом случае, когда задана температура стенки  $T_c$ , формула (3.168) может быть представлена с помощью связи  $q = \alpha(T_c - T_s)$  в виде явной зависимости  $q(\Delta T)$ , для расчета по которой последовательные приближения не требуются. Следует иметь

в виду, что определяемое в этом случае значение  $q$  должно удовлетворять условию  $q < q_{кр1}$  (рекомендации по расчету положения первого кризиса кипения см. ниже). Нарушение этого условия означает, что при данном  $\Delta T$  пузырьковый режим кипения невозможен ( $\Delta T > \Delta T_{кр1}$ )

Для воды расчет теплоотдачи при  $0,11 \leq p \leq 17,7$  МПа можно проводить по упрощенной формуле [55]

$$\alpha = \frac{3,4(10p)^{0,18}}{1 - 0,045p} q^{2/3}, \quad (3.169)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи,  $Вт/(м^2 \cdot К)$ ;  $p$  — давление, МПа;  $q$  — плотность теплового потока,  $Вт/м^2$

Рекомендации по расчету теплоотдачи при пузырьковом кипении криогенных жидкостей (азота, кислорода, водорода и др.) приведены в [39], жидких металлов — в [40]

**Переходный режим.** Этот режим кипения, отличающийся наиболее сложным механизмом передачи теплоты, изучен сравнительно мало, поэтому получить надежные расчетные соотношения трудно. На интенсивность процесса влияют различные факторы: режимные параметры, физические свойства жидкости, пара и материала греющей стенки, форма и ориентация поверхности нагрева и др. Особенно существенным оказывается влияние низкотеплопроводных покрытий поверхности на-

Таблица 3.25 Данные для расчета теплоотдачи по уравнению (3.171)

Форма и ориентация поверхности	Определяющий размер $\delta$	Пределы применимости формулы	$C$	$m$	$n$	$f(K)$	
Сфера	Диаметр $D$	$D/b \geq 6$	$3 \cdot 10^4 < Ar_D < 2 \cdot 10^7$	0,70	1/4	1/3	1,0 при $K \leq 1,4$ ; $0,92K^{1/4}$ при $K > 1,4$
			$Ar_D > 2 \cdot 10^7$	0,175	1/3	1/3	1,0 при $K \leq 1,6$ ; $0,85K^{1/3}$ при $K > 1,6$
Горизонтальный цилиндр	Диаметр $D$	$D/b \geq 2$	$Ar_D < 2 \cdot 10^7$	0,64	1/4	1/3	1,0 при $K \leq 1,2$ ; $0,96K^{1/4}$ при $K > 1,2$
			$Ar_D > 2 \cdot 10^7$	0,16	1/3	1/3	1,0 при $K \leq 1,4$ ; $0,89K^{1/3}$ при $K > 1,4$
Горизонтальная плоская поверхность	$l = 2\pi b$	$D^*/b \geq 31$	$Ar_l < 1 \cdot 10^8$	0,19	1/3	1/3	1,0 при $K \leq 1,4$ ; $0,89K^{1/3}$ при $K > 1,4$
			$Ar_l > 1 \cdot 10^8$	0,0086	1/2	1/3	1,0 при $K \leq 2,0$ ; $0,71K^{1/2}$ при $K > 2,0$
Вертикальная поверхность	Длина $L$	$Ar_L > 2 \cdot 10^7$ Для цилиндров $D/b \geq 1,8$	0,20	1/3	1/3	1,0	

\*  $D$  — характерный размер плоской поверхности (диаметр диска, ширина ленты и т.д.)

грева, вызывающих увеличение коэффициента теплоотдачи [39].

Расчет теплоотдачи в этом режиме базируется на данных о положении первого и второго кризисов кипения, которые либо находятся из эксперимента, либо определяются по рекомендациям, приведенным ниже. Для стационарных условий, а также нестационарных процессов переходного кипения с невысокими скоростями изменения температуры поверхности нагрева (менее 10 К/с) предлагается следующее соотношение [39]:

$$y = x - 0,1 \sin(2\pi x^2), \quad (3.170)$$

где

$$y = \frac{\lg(q/q_{кр2})}{\lg(q_{кр1}/q_{кр2})}; \quad x = \frac{\lg(\Delta T_{кр2}/\Delta T)}{\lg(\Delta T_{кр2}/\Delta T_{кр1})};$$

$q_{кр1}$ ,  $q_{кр2}$  — первая и вторая критические плотности теплового потока,  $\Delta T_{кр1}$ ,  $\Delta T_{кр2}$  — температурные напоры, соответствующие первому и второму кризисам кипения

Соотношение (3.170) применимо для расчета кипения криогенных жидкостей, воды, хладонов, диоксида углерода, четыреххлористого углерода, органических жидкостей

**Пленочный режим.** Интенсивность теплоотдачи определяется конвективным переносом теплоты, а при больших температурных напорах  $\Delta T = T_c - T_s$  и переносом теплоты излучением через паровую пленку, отделяющую поверхность нагрева от жидкости. Теплоотдача зависит от формы и ориентации поверхности нагрева, физических свойств жидкости и пара. Ее заметная интенсификация может наблюдаться при нанесении на поверхность нагрева малотеплопроводных и пористых покрытий

Расчетное соотношение для теплоотдачи при пленочном кипении находящихся в состоянии насыщения жидкостей (воды, хладонов, органических и криогенных жидкостей) имеет вид [39]

$$Nu = C Ar^m Pr^n f(K) \quad (3.171)$$

В табл. 3.25 приведены значения констант  $C$ ,  $m$ ,  $n$  и вид функции  $f(K)$ , а также указаны определяющий размер и пределы применимости соотношения (3.171) для различных форм поверхности нагрева

В соотношении (3.171) и в табл. 3.25 приняты следующие обозначения:

$$Nu = \alpha \delta / \lambda_n, \quad Ar = g \delta^3 (\rho_{ж} / \rho_n - 1) / \nu_n^2;$$

$$Pr = \nu_n / a_n; \quad K = \frac{r}{c_{рп} \Delta T}, \quad b = \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_n)} \right]^{1/2}$$

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\delta$  — характерный линейный размер;  $g$  — ускорение свободного падения,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $\rho$  — плотность,  $a$  — температуропроводность,  $r$  — теплота парообразования;  $c_p$  — удельная теплоемкость,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения; индексы «ж» и «п» относятся к жидкости и пару. Значения  $\sigma$ ,  $r$  и  $\rho_{ж}$  определяются по температуре жидкости  $T_s$ , свойства пара — по средней температуре  $\bar{T} = T_c + \frac{1}{2} \Delta T$ .

Соотношение (3.171) дает среднее по поверхности нагрева значение коэффициента теплоотдачи. На криволинейных поверхностях (цилиндре, шаре) локальная теплоотдача может отличаться на 20—30%.

Погрешность расчетов по (3.171) составляет  $\pm 25\%$

При значениях  $\delta/b$ , меньших значений, указанных в табл. 3.25, теплоотдача оказывается выше,



чем это следует из расчета по соотношению (3.171) Это увеличение может быть учтено умножением рассчитанного по (3.171) значения  $\alpha$  на поправку  $\epsilon$ , имеющую вид [39]

для сферы при  $D/b < 6$

$$\epsilon = 1,57(b/D)^{1/4}; \quad (3.172)$$

для горизонтального цилиндра при  $D/b < 2$

$$\epsilon = 1,26(b/D)^{1/3}; \quad (3.173)$$

для горизонтальной плоской поверхности при  $D/b < 31$

$$\epsilon = 9,875(b/D)^{2/3}. \quad (3.174)$$

**Первый кризис.** Величина  $q_{кр1}$  зависит в основном от физических свойств жидкости, плотности ее пара, ускорения свободного падения, формы и ориентации поверхности нагрева. Кроме того, определенное влияние оказывают условия смачиваемости, шероховатости и материал поверхности нагрева. Первый кризис кипения отличается статистической природой: даже при тщательно контролируемых условиях эксперимента разброс значений  $q_{кр1}$  достигает  $\pm 15\%$ .

При кипении чистых жидкостей, нагретых по всему объему до температуры насыщения, на горизонтальной плоской поверхности больших размеров, обращенной вверх, среднее значение  $q_{кр1}$  определяется формулой Кутателадзе [51]

$$q_{кр1} = 0,14r\sqrt{\rho_n} \sqrt[4]{\sigma g(\rho_{ж} - \rho_n)}, \quad (3.175)$$

где  $r$  — теплота парообразования;  $\rho_{ж}$  и  $\rho_n$  — плотности пара и жидкости;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $g$  — ускорение свободного падения.

Формула (3.175) дает зависимость критической плотности теплового потока  $q_{кр1}$  от давления  $p$ . В области  $q < 0,33 p_{кр}$  увеличение давления приводит к росту  $q_{кр1}$ , при  $p = 0,33 p_{кр}$  величина  $q_{кр1}$  достигает максимального значения, а затем уменьшается, обращаясь в нуль при давлении в критической точке  $p_{кр}$ . Такой характер зависимости  $q_{кр1}(p)$  в целом хорошо подтверждается опытными данными (рис. 3.20) Вместе с тем при очень низких давлениях ( $p/p_{кр} \leq 0,004$ ) формула (3.175) дает заниженные значения  $q_{кр1}$

Для области низких давлений  $p/p_{кр} \leq 0,001$  (для воды  $p \leq 0,022$  МПа) значение  $q_{кр1}$  рассчитывается по формуле [122]

$$q_{кр1} = 0,42 \frac{r^{4/35} \sigma^{5/7} \rho_n^{8/35} \lambda^{2/35} \rho_r^{1/4} g^{12/35}}{\nu^{3/7} c_p^{8/35} R_s^{19/35} T_s^{5/7}}, \quad (3.175a)$$

где  $\lambda$ ,  $\nu$ ,  $c_p$ ,  $\rho_r$  — теплопроводность, кинематическая вязкость, удельная теплоемкость и число

$$q_{кр1} \cdot 10^{-5}, \text{ Вт/м}^2; \alpha_{кр1} \cdot 10^{-4}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}; \Delta t_{кр1}, \text{ К}$$

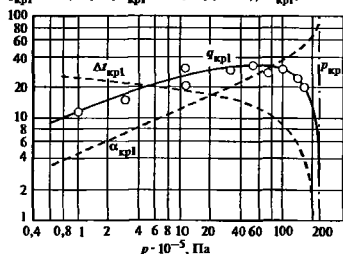


Рис. 3.20. Изменение  $q_{кр1}$ ,  $\Delta t_{кр1}$  и  $\alpha_{кр1}$  в зависимости от давления при кипении воды в большом объеме

Прандтля жидкости;  $R_s$  — газовая постоянная;  $T_s$  — температура насыщения, остальные обозначения те же, что и в (3.175).

Для кипения с недогревом (температура жидкости в объеме  $T_{ж}$  меньше температуры насыщения  $T_n$  на величину  $\delta$ ) первая критическая плотность теплового потока  $q_{кр1\delta}$  рассчитывается по соотношению [51]:

$$q_{кр1\delta} = q_{кр1} \left[ 1 + 0,1 \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_n} \right)^{3/4} \frac{c_{pж} \delta}{r} \right], \quad (3.176)$$

в котором  $q_{кр1}$  определяется формулой (3.175);  $c_{pж}$  — удельная теплоемкость жидкости. Соотношение (3.176) справедливо при давлениях  $p$ , лежащих в пределах  $0,01 \leq p/p_{кр} \leq 0,5$ .

Зона автомодельности  $q_{кр1}$  относительно размера плоской горизонтальной поверхности ограничена снизу значением, равным примерно  $20 \sqrt{\sigma/[g(\rho_{ж} - \rho_n)]}$ , которое для большинства жидкостей при атмосферном давлении составляет 20—60 мм. При меньших размерах первая критическая плотность теплового потока увеличивается с уменьшением размера. Надежные рекомендации для расчета  $q_{кр1}$  в этой области в настоящее время отсутствуют.

Для поверхности другой формы и ориентации расчет  $q_{кр1}$  проводится по соотношению

$$q_{кр1}/q_{кр1\infty} = F(L/b), \quad (3.177)$$

где  $q_{кр1\infty}$  — значение, рассчитываемое по (3.175),  $F$  — функция, определяемая отношением характерного линейного размера поверхности  $L$  к капиллярной постоянной  $b = \sqrt{\sigma/[g(\rho_{ж} - \rho_n)]}$ .

Таблица 3.26. Температуры предельного перегрева  $T_{п.п}$  и насыщения  $T_s$  некоторых жидкостей при атмосферном давлении

Жидкость	$T_s, K$	$T_{п.п}, K$
Ацетон	329	454
Бензол	353	499
Вода	373	573
Гексан	342	455
Гептан	371	488
Пентан	309	420
Спирт метиловый	351	463
Спирт этиловый	337	468
Эфир диэтиловый	307	417

Для горизонтальной цилиндрической поверхности радиусом  $R$  [136]

$$F = 0,89 + 2,27 \exp(-3,44 \sqrt{R/h}), \quad (3.178)$$

при  $R \geq 2,5 h$  второе слагаемое в (3.178), содержащее экспоненту, не превышает 1 % первого

Для вертикальной плоской поверхности большого размера и вертикальной цилиндрической поверхности радиусом  $R > 0,2 h$  [15, 112]

$$F = 0,72. \quad (3.179)$$

Для сферической поверхности радиусом  $R$  [62]: при  $R < 4,26 h$

$$F = 1,734(R/h)^{-0,5}. \quad (3.180)$$

при  $R > 4,26 h$

$$F = 0,84. \quad (3.181)$$

Значения коэффициента теплоотдачи  $\alpha_{кр1}$  и температурного напора  $\Delta T_{кр1}$ , соответствующие точке первого кризиса кипения, можно рассчитать, подставляя  $q_{кр1}$ , определяемое в соответствии с нижеприведенными рекомендациями, в соотношение для теплоотдачи при пузырьковом режиме (3.168).

**Второй кризис.** Наступление второго кризиса кипения определяется возможностью непосредственного контакта между жидкостью и поверхностью нагрета. Такой контакт имеет место, если температура поверхности (стенки)  $T_c$  оказывается меньше температуры предельного перегрева жидкости  $T_{п.п}$ . Значения  $T_{п.п}$  для ряда жидкостей при атмосферном давлении приведены в табл. 3.26 [91].

Для расчета  $T_{п.п}$  можно использовать следующую формулу [39].

$$\frac{T_{п.п}}{T_{кр}} = B + (1 - B) \frac{p}{p_{кр}}, \quad (3.182)$$

где  $B = 0,916 - 0,015A + 0,00038A^2$ ;  $T_{кр}$ ,  $p_{кр}$  — температура и давление в критической точке,  $p$  — давление;  $A$  — критерий Филиппова, который опреде-

ляется как  $A = 100 p / \rho_{кр}$  при  $T / T_{кр} = 0,625$  на линии насыщения жидкость—пар.

Формула (3.182) с погрешностью 1 % описывает экспериментальные данные для  $T_{п.п}$  криогенных жидкостей, воды, хлора, влканов, спиртов, углеводородов и хладонов.

Возникновение второго кризиса кипения зависит в основном от теплофизических свойств жидкости и материала греющей стенки, давления

Значение  $\Delta T_{кр2} = (T_c - T_s)_{кр2}$ , соответствующее второму кризису кипения, рассчитывается по соотношению [39]

$$\frac{\Delta T_{кр2}}{\Delta T_{п.п}} = \left\{ 8,2 + 4 \frac{(\rho c \lambda)_{ж}}{(\rho c \lambda)_{с}} + 60 \left[ \frac{(\rho c \lambda)_{ж}}{(\rho c \lambda)_{с}} \right]^{1/2} \right\} \times f \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right), \quad (3.183)$$

$$f \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right) = \begin{cases} \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \right)^{-0,52}, & \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} < 360; \\ 0,047, & \frac{\rho_{ж}}{\rho_{п}} \geq 360. \end{cases}$$

В соотношении (3.183)  $\Delta T_{п.п} = T_{п.п} - T_s$ ;  $\rho$  — плотность;  $c$  — удельная теплоемкость;  $\lambda$  — теплопроводность; индексы «ж», «п» и «с» относятся к жидкости, пару и материалу поверхности нагрева. Теплофизические свойства жидкости определяются по температуре насыщения  $T_s$ , а теплофизические свойства материала поверхности нагрева — по температуре  $T_{п.п}$ , которая рассчитывается по формуле (3.182)

Соотношение (3.183) справедливо для тех же жидкостей, что и в (3.182), в следующей области изменения определяющих параметров:

$$9 \cdot 10^{-4} < p / p_{кр} < 0,95;$$

$$6,7 \cdot 10^{-5} < (\rho c \lambda)_{ж} / (\rho c \lambda)_{с} < 4,9;$$

$$1,9 < \rho_{ж} / \rho_{п} < 7550.$$

Значение плотности теплового потока  $q_{кр2}$  в момент наступления кризиса можно найти как

$$q_{кр2} = 1,07 \alpha \Delta T_{кр2}. \quad (3.183a)$$

где  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении, определяемый формулой (3.171) Отличный от единицы коэффициент в правой части (3.183a) отражает тот факт, что вблизи критической точки происходит интенсификация теплоотдачи по сравнению с процессом чисто пленочного кипения. Интенсификация теплоотдачи связана с нестационарной теплопроводностью, возникающей при кратковременных контактах жидкости и стенки.

### 3.11.3. КИПЕНИЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ В КАНАЛАХ

Структура двухфазного потока, возникающего при кипении в канале, отличается большой сложностью и определяется многими факторами: теплофизическими свойствами жидкости и пара (давлением), поперечным размером и длиной канала, тепловой нагрузкой, скоростью течения (при вынужденном движении) и др.

В отношении теплообмена все режимы течения могут быть разделены на две группы — докризисные и закризисные. Для *первой группы*, отличающейся высокой интенсивностью теплоотдачи, характерно наличие контакта стенки канала с жидкостью (подробно о режимах, составляющих эту группу, — пузырьковом, снрядном, дисперсно-кольцевом и др. см. в п 116.2 и 117.1)

Для *второй группы* режимов течения характерным является контакт стенки с паром, температура стенки превышает температуру предельного перегрева жидкости, интенсивность теплоотдачи сравнительно низкая. Эту группу составляют следующие режимы.

*стержневой* — жидкость движется в центральной части канала и отделена от стенок канала пленкой пара;

*снрядный* — образуется из стержневого в результате разрывов «жидкого стержня»;

*дисперсный* — жидкость движется в виде капель, распределенных в потоке пара

Если ориентация канала отличается от вертикальной, то в потоке может возникнуть (особенно при малых числах Рейнольдса смеси) заметная несимметричность распределения фаз по сечению канала

Переход из одной группы режимов в другую носит кризисный характер и сопровождается резким изменением теплоотдачи

Ухудшение теплоотдачи происходит в известной мере аналогично первому кризису кипения в большом объеме (см. п. 3.11.2). Однако в данном случае критическая плотность теплового потока  $q_{кр}$  зависит не только от свойств жидкости и степени ее недогрева до температуры насыщения, но и от диаметра трубы, массовых скорости и паросодержания. Данные по кризису кипения принято представлять в виде зависимости  $q_{кр}(x)$ , где  $x$  — значение массового паросодержания (или относительной энthalпии) в месте кризиса. С увеличением  $x$  значение  $q_{кр}$  уменьшается, при этом в ряде случаев на графиках обнаруживается участок с очень резким падением  $q_{кр}$  при практически неизменном  $x$  (это значение  $x$  называют *граничным паросодержанием*  $x_{гр}$ ). Такой характер зависимости

сти  $q_{кр}(x)$  послужил основанием для введения (главным образом, в отечественной литературе) понятий *кризиса теплообмена первого и второго рода*, при этом имеются в виду различия в механизме развития кризиса. Если в первом случае образуется сплошная пленка пара, отсеченная жидкостью от стенки трубы, то во втором происходит высылание пристенной пленки жидкости в дисперсно-кольцевом режиме.

Так же как при кипении в большом объеме (см. п. 3.11.2), при температуре стенки, близкой к температуре предельного перегрева жидкости, наблюдается второй кризис кипения — паровая пленка теряет сплошность, возникает контакт стенки с жидкостью и развивается один из режимов течения второй группы. При умеренных значениях скорости потока не оказывает влияния на развитие второго кризиса, его положение может быть определено по соотношению (3.183).

В достаточно длинной трубе могут одновременно сосуществовать на разных участках несколько режимов течения, в результате чего теплоотдача по длине трубы заметно изменяется

О теплоотдаче в закризисных режимах при тчении воды см. в [40], при тчении криоагентов — в [72]

**Теплоотдача при докризисных режимах течения.** Интенсивность теплоотдачи определяется как однофазной конвекцией, так и процессом парообразования. Этот процесс может происходить либо на стенке, примерно так же, как при пузырьковом кипении в большом объеме (пузырьковом кипении), либо на поверхности тонкого слоя жидкости, текущей вблизи стенки, тогда как ядро потока в основном занято паром (конвективное кипение). Вклад каждой составляющей зависит от тепловой нагрузки, давления, скорости и паросодержания потока

Коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  при кипении в условиях вынужденного течения в трубе можно рассчитывать по формуле [127]

$$\alpha = (\alpha_{\text{конв}}^3 + \alpha_{\text{кип}}^3)^{1/3}, \quad (3.184)$$

где  $\alpha_{\text{конв}}$  — коэффициент теплоотдачи при вынужденном течении однофазного (жидкого) потока, определяемый по полной массовой скорости  $G$  в соответствии с рекомендациями, изложенными в § 3.6,  $\alpha_{\text{кип}}$  — коэффициент теплоотдачи при кипении.

Значение  $\alpha_{\text{кип}}$  соответствует большему из значений  $Nu_{\mu}$  и  $Nu_{\zeta}$  [128]

$$Nu = \max\{Nu_{\mu}, Nu_{\zeta}\}. \quad (3.185)$$

отражающих вклад двух возможных механизмов переноса теплоты при парообразовании пузырькового кипения  $Nu_b$  и конвективного испарения  $Nu_c$ :

$$Nu_b = C Re_*^{0,6} K_p^{0,54} Pr_{ж}^{-0,33} K_{\lambda}^{0,12}; \quad (3.186)$$

$$Nu_c = 0,087 Re_m^{0,6} Pr_{ж}^{1/6} \left( \frac{\rho_n}{\rho_{ж}} \right)^{0,2} K_{\lambda}^{0,09}. \quad (3.187)$$

В формулах (3.186), (3.187) использованы следующие обозначения:

$$Nu = \frac{\alpha b}{\lambda_{ж}}, \quad b = \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_{ж} - \rho_n)} \right]^{1/2}, \quad Re_* = \frac{qb}{r\rho_n a_{ж}},$$

$$K_p = \frac{pb}{\sigma}; \quad K_{\lambda} = \frac{\lambda_c}{\lambda_{ж}}; \quad Re_m = \frac{w_m b}{\nu_{ж}},$$

$$w_m = \left( \frac{G}{\rho_{ж}} \right) \left[ 1 + x \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_n} - 1 \right) \right], \quad x = 4 \frac{qI}{rGd},$$

$\lambda$  — теплопроводность;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\rho$  — плотность;  $q$  — плотность теплового потока;  $r$  — теплота парообразования;  $a$  — температуропроводность;  $p$  — давление;  $\nu$  — кинематическая вязкость;  $G$  — массовая скорость;  $d$  — диаметр трубы; подсксы «ж», «п» и «с» указывают на принадлежность к жидкости, пару и материалу стенки

Значения коэффициента  $C$  в (3.186) выбирают в зависимости от вида жидкости:

Жидкость	Значение $C$
Хладон	$7,6 \cdot 10^{-3}$
Органическая жидкость	$6,8 \cdot 10^{-3}$
Криогенная жидкость	$6,1 \cdot 10^{-3}$
Вода	$4,9 \cdot 10^{-3}$

Соотношения (3.186) и (3.187) позволяют рассчитывать  $Nu$  с погрешностью  $\pm 35\%$  при кипении насыщенных, а также недогретых до температуры насыщения воды, криогенных и органических жидкостей, хладонов в следующем диапазоне изменения безразмерных параметров:

$$p/\rho_{кр} = 0,004-0,93; \quad Pr = 0,6-6,3;$$

$$K_{\lambda} = 10-10^6, \quad d/b > 1,5, \quad Re_* = 0,8-1 \cdot 10^5,$$

$$K_p = 4 \cdot 10^3-7 \cdot 10^6; \quad Re_m = 4 \cdot 10^3-1,6 \cdot 10^6$$

Все теплофизические свойства в (3.186), (3.187) определяют по температуре насыщения  $T_s$ , включая и кипение недогретой жидкости

Соотношения (3.186) и (3.187) можно использовать для каналов с искруглым поперечным сечением, в этом случае в качестве характерного размера применяется эквивалентный диаметр (см. табл. 3.19, 3.20)

Расчетные рекомендации справедливы для каналов любой ориентации, однако при этом весь периметр канала должен оставаться смоченным так, чтобы были исключены расслоенные режимы течения. Такие условия в непертикальных каналах обеспечиваются, если [129]

$$0,074 \left( \frac{d}{b} \right)^{0,67} Fr_n + 8 \left[ 1 - \left( \frac{\rho_n}{\rho_{ж}} \right)^{0,1} \right]^2 Fr_{ж} > 1, \quad (3.188)$$

$$\text{где } Fr_n = \frac{\rho_n u_n^2}{(\rho_{ж} - \rho_n)gd}; \quad Fr_{ж} = \frac{\rho_{ж} u_{ж}^2}{(\rho_{ж} - \rho_n)gd}, \quad u_n =$$

$$= \frac{Gx}{\rho_n}, \quad u_{ж} = \frac{G(1-x)}{\rho_{ж}}, \quad \text{остальные обозначения те же, что и в формулах (3.186), (3.187)}$$

Следует иметь в виду, что коэффициент теплоотдачи при пузырьковом кипении остается постоянным на всем протяжении участка трубы, где этот режим существует. Поэтому формула (3.186) дает одновременно локальное и среднее значение  $\alpha$ . При возникновении режима конвективного испарения теплоотдача увеличивается по длине канала. Формула (3.187) позволяет рассчитать локальные значения  $\alpha$

Поиск наибольшего значения из  $Nu_b$  и  $Nu_c$  строго необходим только при сопоставимом вкладе в теплоотдачу каждого из механизмов. Это зависит от значения числа  $Nu_c$

$$N_{cb} = \left( \frac{rG}{q} \right) \left[ 1 + x \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_n} - 1 \right) \right] \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_n} \right)^{1/3}. \quad (3.188a)$$

При  $N_{cb} < 1,2 \cdot 10^4$  доминирующим является механизм пузырькового кипения, и большее значение числа  $Nu$  всегда дает расчет по формуле (3.186)

При  $N_{cb} > 2,0 \cdot 10^4$  наибольшим оказывается значение числа  $Nu_c$ , определяемое по (3.187). В области промежуточных значений  $1,2 \cdot 10^4 < N_{cb} < 2,0 \cdot 10^4$  требуется сравнение чисел  $Nu_b$  и  $Nu_c$  и выбор из них наибольшего значения

Рекомендации (3.184)—(3.187) применимы для расчета теплоотдачи при кипении в условиях естественной циркуляции в трубе в области, когда  $p_{ж}/p_n \gg 1$ . В этом случае

$$N_{cb} = 4 \frac{l}{d} \left( \frac{\rho_{ж}}{\rho_n} \right)^{2/3}, \quad w_m = 4 \frac{qI}{rd\rho_n}$$

Кризис. В настоящий момент надежных обобщающих соотношений для расчета момента наступления кризиса при кипении в трубах не существует. Наиболее богатый экспериментальный материал накоплен для кипения воды

Таблица 3.27 Критическая плотность теплового потока  $q_{кр}$ , МВт/м<sup>2</sup>, при кипении воды в круглой трубе диаметром 8 мм

Давление $p$ , МПа	Массовая скорость $G$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с)	Недогрев $\Delta T_{нед}$ , °С					Массовое паросодержание $x$														
		75	50	25	10	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7	0,75
3	750	—	—	—	—	—	7,95	7,50	7,10	6,75	6,45	6,15	5,80	5,50	5,25	5,00	4,80	4,20	3,75	3,20	—
	1000	—	—	8,80	8,40	8,20	7,70	7,25	6,75	6,35	5,95	5,60	5,25	4,95	4,65	4,30	4,00	3,70	3,35	—	—
	1500	—	9,50	8,75	8,20	8,00	7,25	6,55	6,00	5,40	4,90	4,60	4,15	3,80	3,40	3,00	2,60	—	—	—	—
	2000	10,55	9,65	8,60	8,00	7,75	6,70	5,90	5,55	4,75	4,25	3,80	3,35	2,90	2,50	—	—	—	—	—	—
	2500	10,80	9,90	8,65	7,90	7,60	6,35	5,50	4,80	4,25	3,70	3,25	2,80	2,35	—	—	—	—	—	—	—
	3000	11,25	10,05	8,65	7,85	7,40	6,05	5,20	4,55	3,95	3,25	3,05	2,65	—	—	—	—	—	—	—	—
	4000	12,10	10,35	8,75	7,75	7,20	5,75	4,80	4,05	3,50	3,05	2,65	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	5000	12,60	10,65	8,85	7,70	7,05	5,25	4,30	3,80	3,30	2,90	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5	750	—	—	—	—	7,40	6,75	6,25	5,80	5,40	5,10	4,85	4,60	4,35	4,15	3,95	3,75	3,55	3,40	3,20	3,00
	1000	—	8,55	8,00	7,60	7,40	6,50	5,95	5,55	5,20	4,90	4,60	4,30	4,05	3,85	3,60	3,40	3,20	2,95	—	—
	1500	9,40	8,75	8,10	7,60	7,25	6,25	5,50	5,00	4,60	4,30	4,05	3,80	3,55	3,30	3,05	2,85	—	—	—	—
	2000	9,75	9,00	8,15	7,60	7,10	5,90	5,10	4,50	4,05	3,70	3,40	3,15	2,90	2,65	—	—	—	—	—	—
	2500	10,05	9,20	8,20	7,45	7,00	5,70	4,75	4,15	3,70	3,35	3,05	2,75	2,35	—	—	—	—	—	—	—
	3000	10,40	9,40	8,25	7,35	6,90	5,55	4,60	3,95	3,50	3,10	2,75	2,45	—	—	—	—	—	—	—	—
	4000	11,20	9,75	8,30	7,20	6,60	5,30	4,30	3,65	3,15	2,60	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	5000	11,65	10,15	8,40	7,10	6,35	5,05	4,05	3,35	2,85	2,30	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7	750	—	7,40	6,85	6,45	6,20	5,45	4,90	4,50	4,20	3,95	3,75	3,55	3,35	3,20	3,00	2,85	2,65	2,45	2,25	—
	1000	8,15	7,60	6,85	6,45	6,15	5,30	4,70	4,30	4,00	3,75	3,50	3,30	3,05	2,80	2,60	2,35	2,10	—	—	—
	1500	8,50	7,80	6,96	6,45	5,95	5,10	4,35	3,95	3,60	3,25	2,95	2,75	2,55	2,35	—	—	—	—	—	—
	2000	8,85	8,00	7,00	6,40	5,90	4,80	4,05	3,55	3,20	2,85	2,55	2,30	2,05	—	—	—	—	—	—	—
	2500	9,20	8,25	7,00	6,35	5,70	4,50	3,75	3,25	2,90	2,25	2,25	1,95	—	—	—	—	—	—	—	—
	3000	9,75	8,45	7,15	6,25	5,55	4,30	3,60	3,10	2,65	2,25	1,90	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	4000	10,20	8,90	7,25	6,10	5,35	4,10	3,30	2,75	2,25	1,90	1,60	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	5000	11,40	9,60	7,40	6,30	5,65	4,25	3,10	2,45	1,95	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
10	500	—	—	4,95	4,65	4,45	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1,95	1,75	—	—	—	—
	750	6,30	5,80	5,20	4,90	4,55	3,90	3,55	3,30	3,05	2,80	2,60	2,40	2,25	2,10	1,60	—	—	—	—	—
	1000	6,55	5,95	5,05	4,80	4,55	3,90	3,45	3,10	2,85	2,60	2,40	2,20	2,10	1,75	—	—	—	—	—	—



Давление $p$ , МПа	Массовая скорость $G$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с)	Недогрев $\Delta T_{\text{нед}}$ , °С					Массовое паросодержание $x$															
		75	50	25	10	0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35	0,4	0,45	0,5	0,55	0,6	0,65	0,7	0,75	
16	1500	4,55	3,80	3,25	2,75	2,30	1,95	1,60	1,35	1,25	1,05	0,85	0,60	0,45	0,35	0,30	—	—	—	—	—	
	2000	5,40	4,50	3,65	3,00	2,45	2,10	1,75	1,45	1,25	1,00	0,80	0,65	0,50	0,45	0,38	—	—	—	—	—	
	2500	6,10	5,05	4,05	3,35	2,65	2,20	1,80	1,55	1,30	1,05	0,90	0,75	0,65	0,55	0,42	—	—	—	—	—	
	3000	6,80	5,65	4,45	3,60	2,85	2,25	1,85	1,55	1,60	1,30	1,10	0,95	0,80	0,65	0,50	—	—	—	—	—	—
	4000	8,30	6,70	5,25	4,25	3,15	2,60	2,30	1,80	1,80	1,60	1,30	1,10	0,90	0,75	0,60	—	—	—	—	—	—
	5000	9,80	7,85	5,90	4,70	3,75	3,0	2,60	2,15	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
18	500	2,20	1,90	1,65	1,50	1,40	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
	750	2,95	2,50	2,10	1,75	1,50	1,30	1,10	0,95	0,80	0,70	0,60	0,50	—	—	0,22	—	—	—	—	—	
	1000	3,45	2,85	2,25	1,90	1,60	1,35	1,15	1,00	0,85	0,75	0,65	0,50	0,40	0,30	0,30	—	—	—	—	—	
	1500	3,70	3,20	2,55	2,25	1,80	1,55	1,30	1,10	0,90	0,80	0,65	0,55	0,45	0,35	0,35	—	—	—	—	—	
	2000	4,60	3,75	3,00	2,50	2,10	1,75	1,45	1,25	1,10	0,95	0,75	0,60	0,53	0,44	0,41	—	—	—	—	—	
	2500	5,05	4,35	3,30	2,80	2,25	1,90	1,65	1,45	1,20	1,00	0,85	0,75	0,60	0,50	0,55	—	—	—	—	—	
	3000	5,70	4,70	3,55	3,00	2,50	2,20	1,90	1,65	1,35	1,15	0,95	0,85	0,70	0,55	0,56	—	—	—	—	—	
	4000	7,25	5,75	4,40	3,55	3,00	2,60	2,30	2,00	1,70	1,40	1,15	1,00	0,80	0,70	0,65	—	—	—	—	—	
	5000	8,70	6,85	4,95	3,85	3,40	3,00	2,60	2,30	1,90	1,60	1,40	1,20	1,00	0,80	—	—	—	—	—	—	
20	500	1,70	1,55	1,45	1,35	1,30	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—		
	750	2,05	1,80	1,60	1,40	1,35	1,00	0,80	0,70	0,65	0,50	0,45	0,45	—	—	—	—	—	—	—		
	1000	2,30	2,05	1,75	1,55	1,35	1,10	0,95	0,80	0,70	0,60	0,50	0,44	0,36	—	0,32	—	—	—	—		
	1500	2,95	2,55	2,00	1,80	1,50	1,30	1,15	1,00	0,90	0,80	0,70	0,55	0,50	0,40	0,40	—	—	—	—		
	2000	3,55	2,85	2,40	2,00	1,65	1,50	1,35	1,20	1,10	0,95	0,80	0,70	0,60	0,50	0,45	—	—	—	—		
	2500	4,05	3,45	2,65	2,20	1,85	1,70	1,55	1,40	1,25	1,10	0,90	0,80	0,65	0,55	0,50	—	—	—	—		
	3000	4,95	3,75	3,00	2,35	2,05	1,90	1,70	1,60	1,40	1,30	1,10	0,90	0,75	0,65	0,62	—	—	—	—		
	4000	6,25	4,85	3,55	2,65	2,40	2,20	2,00	1,90	1,70	1,50	1,30	1,10	0,90	0,75	0,72	—	—	—	—		
	5000	7,55	5,80	4,05	3,00	2,80	2,60	2,40	2,20	1,90	1,75	1,50	1,30	1,10	0,90	—	—	—	—	—		

Таблица 3 28. Граничное паросодержание при кипении воды в круглой трубе диаметром 8 мм

Массовая скорость ( $i$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с))	Давление $p$ , МПа						
	3	5	7	10	12	14	16
350	—	0,93—0,97	0,93—0,97	0,80—0,98	0,77—0,89	0,60—0,80	0,60—0,66
500	—	0,87—0,95	0,87—0,97	0,76—0,86	0,62—0,65	0,52—0,66	0,52—0,60
750	0,70—0,81	0,75—0,84	0,78—0,83	0,62—0,70	0,54—0,61	0,45—0,56	0,33—0,54
1000	0,64—0,70	0,65—0,76	0,62—0,74	0,52—0,60	0,45—0,52	0,40—0,47	0,30—0,42
1500	0,54	0,50—0,59	0,50—0,56	0,39—0,44	0,33—0,39	0,28—0,38	—
2000	0,47	0,42—0,50	0,39—0,46	0,32—0,40	0,27—0,35	0,33	—
2500	0,42	0,36—0,45	0,34—0,43	0,28—0,35	0,23—0,37	—	—
3000	0,38	0,32—0,42	0,33—0,41	0,25—0,35	—	—	—
4000	0,33	0,30	—	—	—	—	—
5000	0,29	0,26	—	—	—	—	—

Значения критической плотности теплового потока  $q_{кр}$  для кризиса первого рода при кипении воды в условиях вынужденного течения в круглой трубе диаметром  $d = 8$  мм и длиной  $l \geq 160$  мм, обтекаемой равномерно по периметру и длине, представлены в табл. 3.27 [89] в зависимости от давления  $p$ , массовой скорости  $G$ , степени недогрева воды до температуры насыщения  $\Delta T_{нед} = T_s - T$  или массовой паросодержания в месте кризиса  $x = G_{п} / (G_{ж} + G_{п})$ , где  $G_{п}$  и  $G_{ж}$  — массовые расходы пара и жидкости. Представленные значения получены применением большого числа экспериментальных данных по  $q_{кр}$  для различных условий к диаметру трубы 8 мм и единым значениям других определяющих факторов, находящихся в диапазоне  $p = 3—20$  МПа;  $G = 750—5000$  кг/(м<sup>2</sup>·с),  $\Delta T_{нед} = 75—0$  К;  $x = 0—x_{гр}$ .

При использовании табл. 3.27 значения  $\Delta T_{нед}$  и  $x$  в месте кризиса, который обычно возникает в конце трубы, рассчитываются из уравнения теплового баланса, в которое входит тепловая нагрузка  $q$  (см. п. 1.17.2). Поэтому определение  $q_{кр}$  проводится в следующей последовательности: задаются  $q_{кр}$ , на его основе рассчитывают  $\Delta T_{нед}$  или  $x$  в конце трубы, затем по полученному значению  $\Delta T_{нед}$  или  $x$ , а также в зависимости от давления и массовой скорости выбирают из табл. 3.27  $q_{кр}$  и сравнивают его с принятым. Расчет повторяют до тех пор, пока значения  $q_{кр}$  не совпадут.

Критические тепловые нагрузки для труб диаметром  $d$  от 4 до 20 мм, у которых длина  $l \geq 20 d$ , рассчитываются по соотношению [89]

$$q_{кр} / q_{кр0} = \sqrt{d_0 / d}. \quad (3.189)$$

где  $q_{кр}$  и  $q_{кр0}$  — критические плотности теплового потока для труб диаметром  $d$  и  $d_0 = 8$  мм при одинаковых значениях других определяющих факторов.

В трубах длиной  $l < 20d$  значение  $q_{кр}$  будет выше, чем это следует из табл. 3.27 и соотношения (3.189).

При использовании данных табл. 3.27 и расчетах по соотношению (3.189) необходимо учитывать, что значение  $q_{кр}$  в реальных условиях может оказаться заметно меньше полагаемого при появлении в трубе низкочастотных пульсаций расхода и давления.

Так же как и для значения  $q_{кр}$ , достаточно полная информация о значении граничного паросодержания  $x_{гр}$ , характеризующего наступление кризиса второго рода, имеется только для воды. Рекомендуемые значения  $x_{гр}$  при кипении воды в круглой трубе диаметром 8 мм в зависимости от давления  $p$  и массовой скорости  $G$  представлены в табл. 3.28 [89].

Для определения  $x_{гр}$  в трубах диаметром  $d = 4—20$  мм используется соотношение [89]

$$x_{гр} / x_{гр0} = (d_0 / d)^{0,25}, \quad (3.190)$$

где  $x_{гр}$  и  $x_{гр0}$  — граничные паросодержания в трубах диаметрами  $d$  и  $d_0 = 8$  мм при одинаковых значениях  $p$  и  $G$ .

Указанные в табл. 3.28 значения  $x_{гр}$  относятся к случаю, когда на вход паробразующего канала подается либо недогретая до температуры насыщения вода, либо двухфазный поток с паросодержанием  $x_{вх}$ , отличающимся от табличного  $x_{гр}$ , соответствующего данным давлению и массовой скорости, не менее чем на 0,15. Для более высоких паросодержаний на входе  $x_{гр}$  оказывается выше.

### 3.12. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ КОНДЕНСАЦИИ ПАРА

#### 3.12.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ КОНДЕНСАЦИИ

Конденсация пара возможна при его докритических состояниях ( $p < p_{кр}$ ,  $T < T_{кр}$ ). В зависимости от заданных условий конденсация может происхо-



диль в объеме пара или на охлаждаемых поверхностях, с которыми контактирует пар. Различают процессы конденсации неподвижного и движущегося пара, насыщенного, влажного и перегретого пара, чистого пара и смеси паров, в поле массовых сил и в отсутствие, например поля гравитации.

На поверхности, не смачиваемой образующимся конденсатом, последний осаждается в виде отдельных капель (*капельная конденсация*).

На смачиваемой поверхности конденсат образует сплошную пленку (*пленочная конденсация*).

Режим движения пара и конденсатной пленки может быть ламинарным или турбулентным. В технических устройствах на разных участках поверхности конденсации часто существуют одновременно оба режима течения конденсата.

### 3.12.2. ПЛЕНОЧНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА

**Вертикальная стенка.** Средний коэффициент теплоотдачи при конденсации неподвижного чистого насыщенного пара в условиях  $\frac{r}{c_p \Delta T} \geq 5$ ,  $Pr \geq 1$  и при ламинарном течении конденсата на стенке определяется по формулам [57].

$$\bar{\alpha} = 0,943 \sqrt[4]{\frac{\lambda_s^3 r g (\rho' - \rho'')}{v \Delta T}} \epsilon_v \epsilon_r, \quad (3.191)$$

где  $\epsilon_v = \left(\frac{\bar{\alpha} h \Delta T}{r \mu_s}\right)^{0,04}$ ;  $\epsilon_r = \left[\left(\frac{\lambda_c}{\lambda_s}\right)^3 \frac{\mu_c}{\mu_s}\right]^{1/8}$ ;  $\Delta T =$

$= T_s - T_c$ ;  $T_s$  — температура насыщения;  $T_c$  — температура стенки;  $H$  — высота стенки или длина вертикальной трубы;  $\rho'$ ,  $\rho''$  — плотность насыщенной жидкости и насыщенного пара;  $r$  — теплота парообразования;  $v = \mu / \rho$  и  $\mu$  — кинематическая и динамическая вязкости жидкости,  $\lambda$  — теплопроводность жидкости;  $g$  — ускорение свободного падения. Значения величин с индексом «с» выбираются при температуре  $T_s$ , а с индексом «с» — при температуре стенки  $T_c$ .

$$\text{Введя обозначение } Z = \frac{\lambda_s \Delta T H}{r \mu_s} \left[ \frac{g}{v^2} \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'}\right) \right]^{1/3}.$$

формулу (3.191) можно представить в виде

$$\bar{\alpha} = 0,943 \frac{r \mu_s}{H \Delta T} Z^{0,78} \epsilon_r. \quad (3.192)$$

При расчете конденсации на стенке, наклоненной к горизонту под углом  $\varphi$ , средний коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha}_\varphi = \bar{\alpha}_{\text{верт}} \sqrt[4]{\sin \varphi},$$

где  $\bar{\alpha}_{\text{верт}}$  — средний коэффициент теплоотдачи на вертикальной стенке, рассчитанный по (3.192).

На высокой (длинной) вертикальной поверхности и при значительных разностях температур  $\Delta T = T_s - T_c$  расход конденсата может возрасти настолько, что ламинарно-волновой режим течения жидкости на стенке в некотором сечении переходит в турбулентный. Из опытных данных известно, что смена режимов происходит при значении числа Рейнольдса пленки  $Re = 4 \frac{w \delta}{\nu} \geq 1600$

Здесь  $w$  и  $\delta$  — средняя скорость и толщина конденсатной пленки.

Следовательно, можно заранее определить, возможен ли вообще или в каком сечении по высоте возникнет турбулентный режим течения конденсата при заданной разности температур. Согласно [57] при  $Re_{\text{кр}} = 1600$

$$(x \Delta T)_{\text{кр}} = 2300 \frac{r \mu_s}{\lambda_s} \left[ \frac{v^2}{g (\rho' - \rho'')} \right]^{1/3}, \quad (3.193)$$

где искомая координата сечения  $x_{\text{кр}}$  смены режимов зависит лишь от физических свойств жидкости, интенсивности поля тяжести и заданной разности температур.

При  $H \Delta T > (x \Delta T)_{\text{кр}}$  имеет место смешанный режим течения: на начальном участке длиной  $x_{\text{кр}}$  реализуется ламинарно-волновой режим, а на нижнем участке — турбулентный. Для смешанного режима течения конденсата средний коэффициент теплоотдачи определяется формулой

$$\bar{\alpha} = 400 \frac{r \mu_s}{H \Delta T} \times \left\{ 1 + 0,625 \sqrt{Pr} \left[ \frac{H \Delta T}{(H \Delta T)_{\text{кр}}} - 1 \right] \left( \frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} \right\}^{4/3} \quad (3.194)$$

**Горизонтальная труба.** При конденсации пара на горизонтальной трубе, когда течение конденсата по всему периметру трубы ламинарное, средний коэффициент теплоотдачи

$$\bar{\alpha} = 0,725 \sqrt[4]{\frac{\lambda_s^3 g (\rho' - \rho'') r}{v d (T_s - T_c)}} \epsilon_r. \quad (3.195)$$

В инженерной практике возможно влияние ряда факторов, которые необходимо дополнительно учитывать при расчете теплоотдачи.

**Перегрев пара.** Конденсация перегретого пара происходит так же, как и насыщенного. По мере охлаждения перегретый пар становится насыщенным у стенки, оставаясь перегретым в объеме, вдали от стенки. Коэффициент теплоотдачи при этом можно определять по формулам для насыщенного пара, если вместо теплоты парообразования  $r$  в них подставить  $r^* = r + \Delta h_n$ , т.е. сумму теплоты парообразования и теплоты перегрева. При этом, как и для насыщенного пара,  $\Delta T = T_s - T_c$ . Для влажного па-

ра следует использовать  $r^* = xr$ , где  $x$  — степень сухости влажного пара

**Состояние поверхности.** Шероховатость поверхности и наличие на ней слоя оксидов ведут к снижению коэффициента теплоотдачи из-за роста термического сопротивления самой конденсатной пленки и дополнительного сопротивления оксидной пленки

**Влияние неконденсирующихся газов в паре.** Присутствие воздуха или других газов в паре существенно снижает теплоотдачу при конденсации. Действительно, на холодной стенке пар конденсируется, а газ остается и в отсутствие конвекции скапливается у стенки. Парциальное давление пара у стенки падает, соответственно снижается температурный напор конденсации, а главное, газ препятствует проникновению пара к поверхности конденсации. Например содержание до 1 % воздуха в макроскопически неподвижном водяном паре снижает коэффициент теплоотдачи вдвое. При движущемся паре это влияние менее заметно, а при высокой скорости пара вообще незначительно.

**Влияние компоновки поверхности конденсации.** Теплоотдача на горизонтальных трубах интенсивнее, чем на вертикальных, так как в первом случае толщина пленки конденсата на поверхности значительно меньше. Но это относится к одиночной трубе или верхнему ряду пучка труб. В многорядных пучках конденсат с верхних труб, стекая на нижние, увеличивает слой жидкости и ухудшает теплоотдачу, вместе с тем падающие капли и струи с верхних труб возмущают и даже турбулизуют конденсатные пленки нижних труб. Кроме того, при конденсации пара на многорядном пучке труб движение пара через узкие межтрубные зазоры может влиять на характер стекания конденсата и в зависимости от компоновки теплообменной поверхности, места и способа подвода пара может ухудшать или улучшать теплоотдачу.

На вертикальных трубах коэффициент теплоотдачи кину уменьшается вследствие утолщения пленки. В целях интенсификации теплообмена по высоте трубы устанавливают конденсатоотводные устройства (козырьки). Например, установка таких козырьков через каждые 10 см на трубе высотой  $H = 3$  м увеличивает средний коэффициент теплоотдачи в 2—3 раза.

О способах интенсификации теплоотдачи при конденсации см [32].

**Конденсация паров металлов.** При конденсации паров металлов термическое сопротивление жидкостной пленки мало. Интенсивность конденсации определяется в основном степенью чистоты поверхности конденсации и молекулярно-кинетическими эффектами на границе раздела фаз жидкость—пар (скоростью поступления молекул пара к поверхности пленки и интенсивно-

стью их осаждения на этой поверхности). Скорость конденсации насыщенного пара определяется соотношением [54, 70]

$$j = \frac{\beta}{(1 - 0,4\beta)} \frac{p_s - p}{\sqrt{2\pi R_s T_s}}, \quad (3.196)$$

где  $j$  — масса пара, конденсирующегося в единицу времени на единице поверхности;  $\beta$  — безразмерный коэффициент конденсации, равный отношению числа сконденсировавшихся молекул к числу всех молекул пара, падающих на поверхность жидкости;  $p_s$  и  $T_s$  — давление и температура насыщенного пара в объеме,  $p$  — давление на линии насыщения, соответствующее температуре поверхности пленки  $T$ ;  $R_s$  — индивидуальная газовая постоянная.

Тепловой поток через поверхность пленки

$$q = rj, \quad (3.197)$$

где  $r$  — теплота парообразования

Для жидкотеплоносителей теплоносителей температуру свободной поверхности жидкости можно принять равной температуре стенки и коэффициент теплоотдачи определить как

$$\bar{\alpha} = \frac{r\beta(p_s - p_c)}{(1 - 0,4\beta)\sqrt{2\pi R_s T_s}(T_s - T_c)}, \quad (3.198)$$

где  $p_c$  — давление насыщенного пара при температуре стенки  $T_c$ , остальные обозначения те же, что и в (3.196).

Согласно [99] при низких давлениях паров щелочных металлов ( $p_s < 10^3$  Па) коэффициент конденсации  $\beta = 1$ . При увеличении давления  $\beta$  уменьшается. По данным [130] зависимость  $\beta$  от  $p_s$  может быть представлена в виде

$$\beta = 20 / \sqrt{p_s}, \quad (3.199)$$

при  $p_s \leq 10^5$  Па

### 3.12.3. ПЛЕНОЧНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ДВИЖУЩЕГОСЯ ПАРА

При вынужденном течении относительно поверхности конденсации поток пара оказывает динамическое воздействие на конденсатную пленку. В результате толщина пленки уменьшается, если пар движется в направлении действия гравитационных сил, и увеличивается при движении пара снизу вверх, а соответственно увеличивается или уменьшается коэффициент теплоотдачи.

**Горизонтальный цилиндр.** Средний коэффициент теплоотдачи при конденсации движущегося пара на поверхности поперечно омываемого го-

горизонтального цилиндра можно рассчитать по формуле [117]

$$\overline{Nu} = 0,64 \sqrt{Re} \sqrt{1 + \sqrt{1 + 1,69 \frac{K Pr}{Fr}}} \quad (3.200)$$

при  $Re = 1-10^6$ ;  $K Pr / Fr = 10^{-5}-10^5$ , где  $Re = \frac{w_0 d}{\nu}$ ,  $K = r / (c_p \Delta T)$ ;  $Fr = w_0^2 / (gd)$ ;  $w_0$  — скорость насыщенного пара вдали от цилиндра,  $r$  — теплота парообразования,  $d$  — диаметр цилиндра;  $\nu$  — кинематическая вязкость конденсата при средней температуре  $T_p = 0,5(T_v + T_c)$ .

**Пучок горизонтальных труб.** При конденсации скорость пара уменьшается по глубине пучка. Для первого ряда, обтекаемого сверху вниз насыщенным паром, по данным [6, 44]

$$\frac{\bar{\alpha}_1}{\bar{\alpha}_n} = 25,7 \left( \frac{\rho'' w'' d}{g \rho' d} \right)^{0,08} \left( \frac{\bar{\alpha}_n d}{\lambda} \right)^{-0,5}, \quad (3.201)$$

где  $\bar{\alpha}_n$  — средний коэффициент теплоотдачи при конденсации неподвижного пара, определяемый по (3.195),  $\rho'$  и  $\rho''$  — плотности конденсата и пара при температуре насыщения;  $w''$  — средняя скорость пара в узком сечении горизонтального ряда труб,  $d$  — диаметр труб

Формула (3.201) получена по экспериментальным данным для водяного пара при  $p = (0,032-0,89)10^5$  Па,  $\Delta T = T_v - T_c = 0,6-12$  °C;  $Re = \frac{\rho'' w'' d}{\mu''} = 0,46-864$  при среднем объемном содержании воздуха в паре не более 0,017 %.

Для всего пучка горизонтальных труб, имеющего постоянное по высоте проходное сечение (для пара), средний коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле [44]

$$\frac{\bar{\alpha}}{\bar{\alpha}_1} = \frac{0,84(1-x)}{(1-x)^{0,84} n^{0,07}}, \quad (3.202)$$

где  $\bar{\alpha}_1$  — коэффициент теплоотдачи для первого ряда труб, вычисляемый по (3.201);  $(1-x)$  — степень конденсации пара.

$$1-x = (G_{вх} - G_{вых}) / G_{вх};$$

где  $G_{вх}$  и  $G_{вых}$  — массовый расход пара на входе и выходе из пучка;  $n$  — число рядов труб по высоте коридорного пучка или половина числа рядов труб шахматного пучка.

**Конденсация пара в трубах.** Теплоотдачу при конденсации движущегося в трубе пара можно определить по формуле [123]

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_0}{2} \left[ \sqrt{1 + x_1 \left( \frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right)} + \sqrt{1 + x_2 \left( \frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right)} \right], \quad (3.203)$$

при  $Re = \frac{4G_{см}}{\pi d \mu} > 5 \cdot 10^3$ , где  $\alpha_0$  — коэффициент теплоотдачи, рассчитываемый по формулам для однофазного турбулентного потока насыщенной жидкости в трубе с расходом  $G = G_{см}$ ,  $x_1$  и  $x_2$  — расходные массовое паросодержание потока на входе в участок конденсации и выходе из него,  $G_{см}$  — массовый расход смеси

Данные по конденсации пара в трубах из разных материалов заметно различаются. Поэтому рекомендуется значения  $\bar{\alpha}$ , рассчитываемые по (3.203), умножать на поправочный коэффициент  $\epsilon_n$ . Для труб из нержавеющей стали  $\epsilon_n = 1,14$ , для латунных труб  $\epsilon_n = 1,24$ , для медных —  $\epsilon_n = 1,5$ .

**Конденсация пара в потоке недогретой жидкости.** При пузырьковой структуре неравновесного двухфазного турбулентного потока и  $Pr = 1$  коэффициент теплоотдачи, отнесенный к площади поверхности парового пузыря, может быть определен как [58]

$$\bar{\alpha} = A p w c_p (1-x), \quad (3.204)$$

а скорость разрушения (конденсации) парового пузыря — соответственно как

$$\frac{dR}{dt} = \frac{A p_{ж} w c_p (T_v - T_{ж})}{r \rho''} (1-x) \quad (3.205)$$

Если паросодержание адиабатного потока мало, изменением температуры жидкости в результате конденсации пара можно пренебречь и зависимость радиуса пузыря от времени выразить из (3.205) в виде

$$\Delta R = R_0 - R = \frac{A p_{ж} w c_p \Delta T}{r \rho''} t. \quad (3.206)$$

В (3.204)–(3.206)  $A = \frac{\xi}{8(1-1,27\sqrt{\xi/8})}$ ;  $\xi$  — ко-

эффициент гидравлического сопротивления канала,  $w$  — массовая скорость потока;  $c_p$  — теплоемкость жидкости;  $r$  — теплота парообразования,  $\rho''$  — плотность насыщенного пара;  $\Delta T = T_v - T_{ж}$  — недогрев жидкости до температуры насыщения  $T_v$ ;  $t$  — время,  $R_0$  — начальный радиус пузыря,  $x$  — расходное массовое паросодержание потока;  $Pr_{ж}$  — число Прандтля жидкости.

В [1, 2] рекомендуется межфазный теплообмен определять по формуле

$$Nu = 0,23 Re^{0,7} Pr^{0,5} A^{0,25}, \quad (3.207)$$

$$\text{где } Nu = \frac{\alpha d_T}{\lambda_{ж}}; Re = \frac{\rho_{ж} w d_T}{\mu_{ж}}; Pr = \frac{\nu_{ж}}{\alpha_{ж}}, A = \psi (1 - \varphi),$$

$d_T$  — диаметр трубы.

Для потока с малым паросодержанием (одиночные пузыри) можно принять  $\psi = 1$ ,  $\varphi = 0$  и  $A = 1$ . При конечном паросодержании рекомендуется

$$\psi = (\rho_{ж} / \rho_{лф})^{1,53}, \quad (3.208)$$

где  $\rho_{лф} = (1 - \varphi) \rho_{ж} + \varphi \rho''$  — плотность двухфазного потока

Для скорости изменения радиуса парового пузыря в неравновесном турбулентном потоке из (3.207) следует

$$\frac{dR}{dt} = 0,23 Ja w \frac{A^{0,25}}{Re^{0,3} Pr^{0,5}}, \quad (3.209)$$

$$\text{где } Ja = \frac{\rho_{ж} c_{рж} \Delta T}{r \rho''}, r — \text{теплота парообразования}$$

С учетом относительного движения фаз межфазный теплообмен можно рассчитать по формуле

$$St = 0,23 Re^{-0,3} Pr^{-0,5} A^{0,25} K_q^{0,25}, \quad (3.210)$$

$$\text{где } K_q = 1 + 0,04 \frac{Re^{0,2}}{Fr} \frac{w_0''}{w_0} \frac{B}{A}, Fr = \frac{w_0^2}{g d_T}, w_0'' —$$

$$\text{приведенная скорость пара, } w_0'' = \frac{4 G_{см} x}{\pi d_T^2 \rho''}, w_0 =$$

$$= \frac{4 G_{см}}{\pi d_T^2 \rho'} — \text{скорость циркуляции; } B = 1 + \frac{\varphi}{1 - \varphi} \frac{\rho''}{\rho_{ж}}$$

К потокам с умеренными числами Рейнольдса ( $Re < 10^4$ ) применимы расчетные соотношения.

$$\bar{Nu} = 2,3 Re^{0,45} Pr^{0,5} B^{0,25}, \quad (3.211)$$

$$\frac{dR}{dt} = 2,3 Ja w \frac{B^{0,25}}{Re^{0,55} Pr^{0,5}}, \quad (3.212)$$

### 3.12.4. КАПЕЛЬНАЯ КОНДЕНСАЦИЯ ПАРА

Капельная конденсация происходит на гидрофобной (несмачиваемой конденсатом) поверхности. Благодаря тому что капли жидкости формируются в отдельных центрах конденсации и значительная часть поверхности теплообмена при этом свободна от конденсата, капельная конденсация является одним из наиболее интенсивных по теплоотдаче процессов. Самопроизвольно в капельной форме кон-

денсируются, например, ртутный пар на нержавеющей стали и некоторые смеси паров.

Искусственно капельный режим конденсации организуют нанесением на поверхность масел, керосина, жирных кислот, разрыхлителей поверхностно-активных веществ или применением гидрофобизаторов к пару.

В настоящее время нет законченной теории капельной конденсации и надежных методов расчета теплоотдачи. Известные эмпирические формулы применимы в ограниченном диапазоне изменения режимных параметров и к тем веществам, по данным опытов с которыми они получены.

Средний коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации насыщенного водяного пара на вертикальной поверхности и горизонтальной трубе может быть определен приближенно по эмпирическим формулам [34]:

$$\left. \begin{aligned} &\text{при } 8 \cdot 10^{-4} \leq Re^* \leq 3,3 \cdot 10^{-3} \\ &\bar{\alpha} = 2,61 \cdot 10^2 T_s^{4/3} \Delta T^{0,16}, \\ &\bar{\alpha} = 3,26 \cdot 10^5 p_v^{0,434} \Delta T^{0,16}; \\ &\text{при } 3,3 \cdot 10^{-3} \leq Re^* \leq 3,4 \cdot 10^{-2} \\ &\bar{\alpha} = 2,79 \cdot 10^4 T_s^{0,5} \Delta T^{-0,57}; \\ &\bar{\alpha} = 3,91 \cdot 10^5 p_v^{0,15} \Delta T^{-0,57}, \end{aligned} \right\} (3.213)$$

где  $Re^* = \lambda \Delta T / (r \mu)$ ,  $\Delta T = T_s - T_c$ ,  $T_s$  — температура насыщения, °C,  $p_v$  — давление насыщения, МПа,  $\lambda$ ,  $\mu$  — теплопроводность и вязкость конденсата при  $T_v$ .

При малых температурных папорах  $\Delta T$  коэффициент теплоотдачи растет по мере увеличения  $\Delta T$ , а при больших  $\Delta T$  резко уменьшается. Изменение характера зависимости происходит при  $Re^* = 3,3 \cdot 10^{-3}$ .

О теплообмене при капельной конденсации движущегося пара см. в [32]

## Г. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

### 3.13. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

#### 3.13.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Все нагретые материальные объекты излучают энергию в окружающее пространство в форме квантов энергии электромагнитных волн. Кванты энергии излучаются атомами или молекулами вещества, распространяются в пространстве прямолинейно и в конце концов захватываются (поглощаются) другими атомами или молекулами в других областях пространства.

Скорость кванта  $c$ , длина волны  $\lambda$  и частота  $\nu$  связаны соотношением

$$c = \lambda\nu. \quad (3.214)$$

В вакууме  $c = c_0 = 2,9979 \cdot 10^8$  м/с (скорость света в пустоте) В средах  $c = c_0/n$ , где  $n$  — абсолютный показатель преломления Когда излучение переходит из одной среды в другую, а скорости света в этих средах разные, то изменяется длина волны  $\lambda$ , тогда как частота  $\nu$  остается неизменной Энергия кванта равна  $h\nu$  и при таком переходе не меняется (здесь  $h = 6.63 \cdot 10^{-34}$  Дж · с — постоянная Планка\*)

Наиболее детальной характеристикой поля излучения в пространстве является понятие *монохроматической интенсивности излучения* Эта величина характеризует поток энергии, переносимой электромагнитными квантами единичного интервала частот около значения  $\nu$ , пересекающими единичную площадку, нормальную данному направлению в пространстве, и движущимися внутри единичного телесного угла, ориентированного в этом направлении Если пространственное и частотное распределение интенсивности известно, то имеется полная картина протекания процесса излучения Однако необходимость в столь детальном описании возникает обычно лишь при теоретическом анализе В инженерной практике интерес представляют осредненные характеристики процесса:

*интегральная плотность потока полусферического излучения*  $E$ , Вт/м<sup>2</sup>, — поток энергии, переносимой квантами всех частот, пересекающими единичную площадку в основании полусферы во всех направлениях пространства этой полусферы.

*полный поток излучения*  $Q = \int E \, dF$ , Вт, передаваемого через поверхность конечной площади.

Распределение энергии излучения по частотам или длинам волн характеризуется *спектром излучения*

*Спектральная*, или, что то же самое, *монохроматическая*, плотность потока полусферического излучения относится либо к единичному интервалу частот

$$E_\nu = dE/d\nu, \quad (3.215)$$

либо к единичному интервалу длины волны

$$E_\lambda = dE/d\lambda. \quad (3.216)$$

Значения  $E_\nu$ , Вт · с/м<sup>2</sup>, и  $E_\lambda$ , Вт/(м<sup>2</sup> · м), связаны соотношениями

$$E_\nu \, d\nu = -E_\lambda \, d\lambda, \quad d\nu = -\frac{c}{\lambda^2} \, d\lambda \quad (3.217)$$

Излучение, падающее на поверхность некоторого тела, может в самом общем случае частично отразиться (отраженная доля  $R$  падающего потока энергии называется *коэффициентом отражения*), частично поглотиться (доля  $A$  — *коэффициент поглощения*) и частично пройти сквозь тело (доля  $D$  — *коэффициент пропускания*). Поэтому всегда справедливо соотношение

$$A + R + D = 1 \quad (3.218)$$

Такое же соотношение имеет место и для монохроматического излучения:

$$A_\nu + R_\nu + D_\nu = 1, \quad A_\lambda + R_\lambda + D_\lambda = 1. \quad (3.219)$$

В предельных случаях:

$A = 1$  ( $R = D = 0$ ) — *абсолютно черное тело*,

$R = 1$  ( $A = D = 0$ ) — *абсолютно отражающая поверхность*;

$D = 1$  ( $A = R = 0$ ) — *абсолютно прозрачное тело, или диатермичная среда*

Моделью абсолютно черного тела может служить малое отверстие, ведущее в большую закрытую полость Любой луч, прошедший внутрь полости, после многократных отражений практически полностью поглощается и обратно не выходит ( $A \approx 1$ ) Многие конструктивные твердые материалы (металлы, сплавы, теплоизоляционные материалы) и ряд жидкостей (спирты, вода) при заметных толщинах слоя для тепловых лучей практически непрозрачны ( $D \approx 0$ ). При этом

$$A + R = 1, \quad (3.220)$$

и для упрощения решения инженерных задач часто полагают, что процессы поглощения и отражения, определяемые соотношением (3.220), протекают на самой поверхности тел Если на поверхность такого тела извне не падает энергия излучения, то единственный поток энергии, который можно зарегистрировать, будет исходить с поверхности тела в окружающее пространство Этот поток энергии плотностью  $E_{\text{соб}}$  называется *собственным излучением тела*. При сделанных выше оговорках можно считать, что излучение формируется на самой поверхности тела и, следовательно, зависит лишь от температуры, материала и состояния поверхности В реальных условиях из внешней среды на поверхность тела падает какой-то внешний поток энергии — *падающее излучение* плотностью  $E_{\text{пад}}$ . Часть этого потока в количестве  $A E_{\text{пад}}$  поглощается телом — *поглощенное излучение*. Часть в количестве

$$R E_{\text{пад}} = (1 - A) E_{\text{пад}} \quad (3.221)$$

отражается поверхностью тела — *отраженное излучение* Сумма собственного и отраженного излучения образует *эффективное излучение* данного тела

$$E_{\text{эф}} = E_{\text{соб}} + (1 - A) E_{\text{пад}}. \quad (3.222)$$

\* Далее значения универсальных постоянных округлены до трех значащих цифр, точные значения см. в табл. 6.22 в книге I настоящей справочной серии

которое и регистрирует прибор. Наконец разность между собственным и поглощенным излучением образует *результатирующее излучение*

$$E_{\text{рез}} = E_{\text{соб}} - A E_{\text{плд}} \quad (3.223)$$

Величина  $E_{\text{рез}}$  показывает суммарный раскол (приход) энергии вследствие теплообмена излучением с окружающей средой. Часто это — искомая величина в инженерных тепловых расчетах.

### 3.13.2. ЗАКОНЫ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Общая формулировка основных законов теплового излучения дана в п. 6.6.5 книги [1] настоящей справочной серии. Здесь приводятся формулировка этих законов с необходимыми значениями коэффициентов и комментариями, касающимися их практического использования.

**Закон Планка.** Этот закон устанавливает характер спектра излучения абсолютно черного тела.

$$E_{0\nu} = 2\pi \frac{h\nu^3}{c_0^2} \frac{1}{\exp \frac{h\nu}{kT} - 1}; \quad (3.224)$$

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp \frac{C_2}{\lambda T} - 1}, \quad (3.225)$$

где  $E_{0\nu}$  и  $E_{0\lambda}$  — спектральные плотности излучения абсолютно черного тела;  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана,  $C_1 = 2\pi^5 h c_0^5 / 15 = 3,74 \cdot 10^{-16}$  Вт · м<sup>2</sup>,  $C_2 = hc_0/k = 1,44 \cdot 10^{-2}$  м · К;  $T$  — температура, К.

**Закон смещения Вина.** При обычно встречающихся на практике температурах основное излучение находится в диапазоне длин волн примерно от 0,4 мкм до нескольких сотен микрометров, который именуется «тепловым». Каждой температуре  $T$  соответствует длина волны  $\lambda_{\text{max}}$ , для которой значение  $E_{0\lambda}$  максимально. Условие экстремума  $dE_{0\lambda}/d\lambda = 0$  приводит к соотношению, называемому законом смещения Вина:

$$\lambda_{\text{max}} T = 2898 \text{ мкм} \cdot \text{К}. \quad (3.226)$$

**Закон Стефана—Больцмана.** Закон определяет зависимость интегральной плотности потока излучения  $E_0$  абсолютно черного тела от температуры. Искомое выражение для  $E_0$  определяется интегрированием закона Планка по спектру

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} E_{0\nu} d\nu$$

Это соотношение было найдено экспериментально Стефаном и теоретически Больцманом (еще до открытия закона Планка) в следующем виде:

$$E_0 = \sigma T^4, \quad (3.227)$$

где  $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> · К<sup>4</sup>) — постоянная Стефана—Больцмана

*Собственное излучение реальных тел  $E(T)$*  можно представить как долю излучения абсолютно черного тела при той же температуре

$$e(T) = E(T)/E_0(T), \quad (3.228)$$

где  $e(T)$  — *интегральный коэффициент теплового излучения* (или *интегральная степень черноты*) тела ( $e \leq 1$ ), зависящий от материала, состояния поверхности и температуры.

Для многих технических поверхностей зависимость  $e(T)$  достаточно слаба, так что соотношение (3.228) дает удобную формулу для расчета излучения реальных тел

$$E = e\sigma T^4. \quad (3.229)$$

Для некоторых технически важных материалов примерные значения  $e$  приведены в табл. 3.29. В ответственных случаях значение  $e$  рекомендуется определять экспериментально.

Более детальная характеристика излучающей поверхности — *спектральный коэффициент теплового излучения* (*спектральная степень черноты*)

$$e_{\lambda}(T) = E_{\lambda}(T)/E_{0\lambda}(T) \text{ или } e_{\nu}(T) = E_{\nu}(T)/E_{0\nu}(T) \quad (3.230)$$

получается из сравнения монохроматических потоков излучения данного тела и абсолютно черного тела при фиксированных температуре и длине волны (или частоте).

**Закон Кирхгофа.** Закон устанавливает численное равенство значений спектральных коэффициентов теплового излучения и поглощения:

$$e_{\lambda} = A_{\lambda}, \quad e_{\nu} = A_{\nu}. \quad (3.231)$$

Строго равенства (3.231) доказываются для условий *термодинамического равновесия* (тело и окружающая среда находятся при одной и той же температуре, теплообмен излучением отсутствует). Однако физическое представление о процессах испускания и захвата квантов энергии даст основание считать равенства (3.231) приблизительно правомерными и для многих неравновесных ситуаций, в которых состояние вещества в том реальном поверхностном слое, где формируется собственное излучение и протекает поглощение, можно характеризовать определенной температурой, к которой и относится это равенство.

Интегральные по спектру коэффициенты теплового излучения и поглощения также равны только в условиях термодинамического равновесия:

$$e = A. \quad (3.232)$$

Соотношение (3.232) выражает закон Кирхгофа для интегральных характеристик.

В неравновесных условиях равенств (3.232) имеет место только для так называемой *модели серого тела*, у которого спектральные коэффициенты теплового излучения и поглощения не зависят от

Таблица 3.29 Интегральная степень черноты для различных материалов [8, 29]

Материал	$t, ^\circ\text{C}$	$\epsilon$
Алюминий:		
полированный	225—575	0,039—0,057
шероховатый	26	0,055
окисленный при 600 °С	200—600	0,11—0,19
Вольфрам полированный	40—540	0,04—0,08
Вольфрамовая нить	540—1100	0,11—0,16
	2800	0,39
Вольфрамовая нить, бывшая в употреблении	40—3300	0,03—0,35
Железо:		
полированное	425—1020	0,144—0,377
свежеработанное наждаком	20	0,242
окисленное	100	0,736
окисленное гладкое	125—525	0,78—0,82
литое необработанное	925—1115	0,87—0,95
Стальное литье полированное	770—1040	0,52—0,56
Сталь:		
листовая шлифованная	940—1100	0,55—0,60
окисленная при 600 °С	200—600	0,80
листовая с плотным блестящим слоем оксида	25	0,82
Чугун:		
обточенный	830—990	0,60—0,70
окисленный при 600 °С	200—600	0,64—0,78
Оксид железа	500—1200	0,85—0,95
Золото, тщательно полированное	225—635	0,018—0,035
Латунная пластина:		
прокатанная, с естественной поверхностью	22	0,06
прокатанная и обработанная грубым наждаком	22	0,20
тусклая	50—350	0,22
Латунь, окисленная при 600 °С	200—600	0,61—0,59
Медь:		
тщательно полированная, электролитная	80—115	0,018—0,023
торговая, шабрная до блеска, но не зеркальная	22	0,072
окисленная при 600 °С	200—600	0,57—0,87
расплавленная	1075—1275	0,16—0,13
Оксид меди	800—1100	0,66—0,54
Молибден полированный	40—260	0,06—0,08
	540—1100	0,11—0,18
Молибденовая нить	725—2600	0,096—0,292
Никель:		
технически чистый полированный	225—375	0,07—0,087
окисленный при 600 °С	200—600	0,37—0,48
Никелированное травленое железо, неполированное	20	0,11
Никелевая проволока	185—1000	0,096—0,186
Оксид никеля	650—1255	0,59—0,86
Хромоникель	125—1034	0,64—0,76
Олово, блестящее луженое листовое железо	25	0,043—0,064
Платина		
полированная пластина	225—625	0,054—0,104
лента	925—1115	0,12—0,17
нить	25—1230	0,036—0,192
проволока	225—1375	0,073—0,182

Окончание табл. 3.29

Материал	$t, ^\circ\text{C}$	$\epsilon$
Ртуть очень чистая	0—100	0,09—0,12
Свинец:		
серый окисленный	25	0,281
окисленный при 200 °С	200	0,63
Серебро полированное чистое	225—625	0,0198—0,0324
Хром	100—1000	0,08—0,26
Цинк (99,1 %)		
полированный	225—325	0,045—0,053
окисленный при 400 °С	400	0,11
Оцинкованное листовое железо:		
блестящее	28	0,228
серое окисленное	24	0,276
Асбестовый картон	24	0,96
Асбестовая бумага	40—370	0,93—0,945
Бумага тонкая, наклеенная на металлическую пластину	19	0,924
Вода	0—100	0,95—0,963
Гипс	20	0,903
Дуб строганый	20	0,895
Кварц плавленый шероховатый	20	0,932
Кирпич:		
красный шероховатый, но без больших неровностей	20	0,93
линасвый неглазурованный, шероховатый	100	0,80
линасвый глазурованный, шероховатый	1100	0,85
шамотный глазурованный	1100	0,75
огнеупорный	—	0,8—0,9
Лак:		
белый эмалевый, на железной шероховатой пластине	23	0,906
черный блестящий, распыленный на железной пластине	25	0,875
черный матовый	40—95	0,96—0,98
белый	40—95	0,80—0,95
Шеллак:		
черный блестящий, на луженом железе	21	0,821
черный матовый	75—145	0,91
Масляные краски различных цветов	100	0,92—0,96
Алюминиевые краски при различных сроках эксплуатации	100	0,27—0,67
Алюминиевый лак на шероховатой поверхности	20	0,39
Алюминиевая краска после нагрева до 325 °С	150—315	0,35
Мрамор сероватый, полированный	22	0,931
Резиновая твердая лощеная пластина	23	0,945
Резина мягкая серая шероховатая (рафинированная)	24	0,859
Стекло гладкое	22	0,937
Сажа:		
свечная копоть	95—270	0,952
с жидким стеклом	100—185	0,959—0,947
ламповая толщиной 0,075 мм и больше	40—370	0,945
Толь	21	0,910
Уголь очищенный (0,9 % золы)	125—625	0,81—0,79
Угольная нить	1040—1405	0,526
Фарфор глазурованный	22	0,924
Штукатурка шероховатая известковая	10—88	0,91
Эмаль белая, припаянная к железу	89	0,897



частоты (длины волны): они одинаковы в любой части спектра. Поэтому для такого тела  $A_v = A$ ;  $\epsilon_v = \epsilon$  и в силу (3.231)  $\epsilon = A$ . С известным приближением некоторые технические поверхности можно считать серыми. Модель серого тела существенно упрощает вычисления и поэтому широко применяется в приближенных инженерных расчетах.

**Закон Ламберта.** Этот закон устанавливает, что интенсивность излучения на поверхности абсолютно черного излучателя не зависит от угла и направления. Следовательно, можно записать выражение, дающее распределение энергии по направлениям:

$$d^2 Q = \frac{E_0}{\pi} \cos \varphi dF d\omega \quad (3.233)$$

Выражение (3.233) определяет поток энергии  $d^2 Q$ , излучаемой элементарной площадкой  $dF$ , внутри телесного угла  $d\omega$  в направлении, образующем угол  $\varphi$  с нормалью к поверхности. Тела, излучение которых подчиняется закону Ламберта, называются *диффузными излучателями*. Излучение реальных твердых тел, как правило, не подчиняется закону Ламберта. Металлы имеют максимум интенсивности при углах  $\varphi = 40-80^\circ$ , т.е. при наблюдении поверхности под значительным углом. Напротив, диэлектрики дают наибольшую интенсивность излучения в направлении нормали и малое значение при больших углах  $\varphi$ . В инженерных расчетах эти осложнения часто не учитывают, с целью облегчения анализа реальные поверхности трактуются как диффузные излучатели.

### 3.14. ТЕПЛОБМЕН МЕЖДУ ТЕЛАМИ, РАЗДЕЛЕННЫМИ ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДОЙ

#### 3.14.1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОБЩИЙ МЕТОД РАСЧЕТА

При инженерных расчетах теплообмена излучением между телами, разделенными прозрачной (диатермичной) средой, вводится ряд упрощений. Наиболее широко распространено предположение о том, что поверхности излучения серые, их излучение является диффузным и характеризуется неизменной плотностью на изотермических участках поверхностей системы. В этом приближении для проведения расчетов требуется минимальная исходная информация: необходимо знать интегральные коэффициенты теплового излучения поверхностей системы и размещение тел в пространстве.

**Типовая задача.** Имеется замкнутая система известной геометрии, состоящая из  $N$  изотермических поверхностей, имеющих температуры  $T_i$  и коэффициенты теплового излучения  $\epsilon_i$  ( $i = 1, 2, \dots, N$ ). Требуется рассчитать теплообмен излучением в такой системе, т.е. найти результирующие потоки излучения  $E_{рез i}$  для каждой поверхности.

**Метод решения.** Результирующий поток излучения для  $i$ -й поверхности находится после исклю-

чения плотности потока падающего излучения  $E_{пад i}$  из уравнений (3.222) и (3.223)

$$E_{рез i} = \frac{E_i}{1 - A_i} - \frac{A_i}{1 - A_i} E_{эф i}. \quad (3.234)$$

Это соотношение связывает собственное, эффективное и результирующее излучения данной поверхности. Для серых поверхностей из (3.234) следует

$$E_{рез i} = \frac{E_i}{1 - \epsilon_i} [\sigma T_i^4 - E_{эф i}]; \quad (3.235)$$

отсюда видно, что если известны эффективные потоки  $E_{эф i}$  излучения в системе, то можно определить искомые результирующие плотности потоков  $E_{рез i}$ .

Выражения для эффективных потоков каждой  $i$ -й поверхности можно представить в виде

$$E_{эф 1} = \epsilon_1 \sigma T_1^4 + (1 - \epsilon_1) \sum_{i=1}^N E_{эф i} \Phi_{1-i};$$

$$E_{эф 2} = \epsilon_2 \sigma T_2^4 + (1 - \epsilon_2) \sum_{i=1}^N E_{эф i} \Phi_{2-i};$$

$$\dots \dots \dots$$

$$E_{эф n} = \epsilon_n \sigma T_n^4 + (1 - \epsilon_n) \sum_{i=1}^N E_{эф i} \Phi_{n-i}. \quad (3.236)$$

В правой части этих соотношений первые слагаемые представляют собой потоки собственного излучения, а суммы, умноженные на  $(1 - \epsilon_i)$ , дают потоки отраженного излучения.

В соотношениях (3.236)  $\Phi_{1-i}$ ,  $\Phi_{2-i}$ , ...,  $\Phi_{n-i}$  представляют собой так называемые *угловые коэффициенты* — геометрические характеристики пространственного расположения тел. Методы их расчета см в п 3 14 2. При известных угловых коэффициентах соотношения (3.236) образуют систему из  $N$  линейных алгебраических уравнений относительно  $N$  неизвестных величин  $E_{эф i}$  ( $i = 1, 2, \dots$ ). Решение системы (3.236) с учетом (3.235) дает решение задачи.

На практике возможны и иные постановки задачи. Так, иногда можно считать известными результирующие потоки  $E_{рез i}$ , а искомыми — температуры поверхностей  $T_i$ . Нередко возникает смешанная постановка: для части поверхностей известны  $T_i$ , для других  $E_{рез i}$ . Во всех случаях решение получается на базе приведенных алгебраических соотношений (3.235) и (3.236), которые составляют основу метода.

Существуют более строгие методы, в которых используется меньшее число упрощений (например, отказ от модели серого излучения или диффузионного характера излучения поверхности и др.) Они оказываются существенно более сложными и обсуждаются, например в [29].

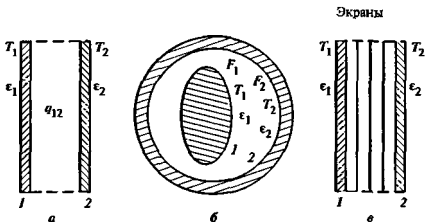


Рис. 3.21. К расчету теплообмена излучением между двумя плоскопараллельными пластинами (а), телом и оболочкой (б), тепловыми экранами (в)

Ниже на основе изложенного метода приведены решения ряда простых задач.

1 Теплообмен излучением между двумя плоскими параллельными серыми поверхностями неограниченных размеров (рис. 3.21, а).

$$q_{12} = E_{\text{ре}1} = -E_{\text{ре}2}, \quad (3.237)$$

$$q_{12} = \sigma \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \quad (3.238)$$

2 Теплообмен излучением между вогнутой серой поверхностью 1 площадью  $F_1$  и облегающей ее серой поверхностью 2 площадью  $F_2$  (рис. 3.21, б), которые вместе образуют замкнутую систему

$$q_{12} = E_{\text{ре}1} F_1 = -E_{\text{ре}2} F_2, \quad (3.239)$$

$$q_{12} = \sigma F_1 \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left( \frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)} \quad (3.240)$$

Формула (3.240) при сделанных выше допущениях правомерна для любых систем, лишь бы меньшее из тел (первое) было вогнутым, т. е. не излучало само на себя. Последнее выполняется для плоских и выпуклых очертаний поверхности.

3 Теплообмен излучением между двумя плоскими поверхностями бесконечной протяженности, между которыми помещено  $n$  слоев фольги, играющих роль тепловых экранов (рис. 3.21, в). Коэффициент теплового излучения экрана равен  $\epsilon_s$ , и отличается в общем случае от коэффициентов излучения поверхностей  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ .

$$q_{12} = \sigma \frac{T_1^4 - T_2^4}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1 + n \left( \frac{2}{\epsilon_s} - 1 \right)} \quad (3.241)$$

Формула (3.241) широко применяется для расчета тепловых экранов. При  $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_s$ , один экран

снижает поток теплоты излучением в 2 раза, два экрана — в 3 раза,  $n$  экранов — в  $n + 1$  раз. Большой эффект дают экраны с малыми значениями  $\epsilon_s$ .

### 3.14.2. УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ

Угловой коэффициент  $\phi_{1-2}$  показывает, какая доля всего потока, излучаемого с поверхности  $F_1$  абсолютно черного изотермического излучателя 1 во все стороны пространства, достигает поверхности  $F_2$  тела 2. известным образом расположенного относительно излучателя 1 в пространстве (в определении принято, что излучатель 1 диффузный и плотность потока излучения на поверхности тела 1 неизменна). Угловые коэффициенты — положительные безразмерные числа, меньшие единицы, они отражают лишь геометрические особенности размещения двух тел в пространстве.

Угловые коэффициенты каждого из  $N$  тел, образующих замкнутую систему, обладают свойством замкнутости. В компактной форме для любого тела  $k$  это свойство может быть описано так:

$$\sum_{i=1}^N \phi_{k-i} = 1 \quad (3.242)$$

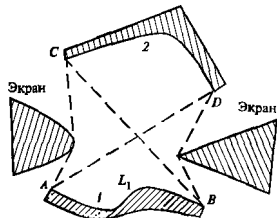


Рис. 3.22. Схема для определения угловых коэффициентов методом натянутых нитей

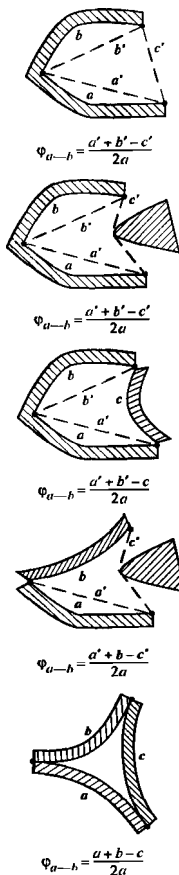
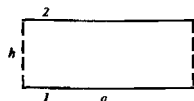
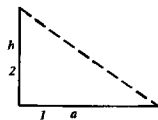


Рис. 3.23. Формулы для расчета угловых коэффициентов в задачах на плоскости

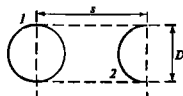
Это свойство вытекает из балансового соотношения для каждой поверхности, входящей в замкнутую систему. Коэффициенты  $\varphi_k$  учитывают излучение тела  $k$  на себя (самооблучение), что возможно, если тело  $k$  вогнутое. Для выпуклых и плоских тел  $\varphi_k = 0$



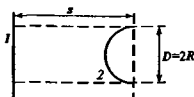
$$\varphi_{1-2} = \sqrt{\left(\frac{h}{a}\right)^2 + 1} - \frac{h}{a}$$



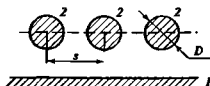
$$\varphi_{1-2} = 1 + \frac{h}{a} - \sqrt{1 + \left(\frac{h}{a}\right)^2}$$



$$\varphi_{1-2} = \frac{2}{\pi} \left[ \sqrt{\left(\frac{s}{D}\right)^2 - 1} - \frac{s}{D} + \arcsin \frac{D}{s} \right]$$



$$\varphi_{1-2} = \frac{1}{2} \arcsin \frac{2s/R}{(s/R)^2 + 1}$$



$$\varphi_{1-2} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{D}{s}\right)^2} + \frac{D}{s} \arctg \sqrt{\left(\frac{s}{D}\right)^2 - 1}$$

Рис. 3.24. Угловые коэффициенты для часто встречающихся схем расположения излучающих поверхностей

Другим важным свойством угловых коэффициентов является свойство взаимности — угловые коэффициенты облучающих одна другую поверхностей  $F_k$  и  $F_j$ , произвольно расположенных в пространстве, связаны соотношением

$$\varphi_{k-1} F_k = \varphi_{1-k} F_1 \quad (3.243)$$

Кроме рассматриваемых здесь угловых коэффициентов для двух поверхностей конечных размеров, которые и нужны для инженерных расчетов, в теоретических вычислениях используются также угловые коэффициенты для дифференциально малой поверхности и поверхности конечного размера. Сведения о них приведены, в частности, в [8, 29]. Там же обсуждаются графоаналитические, аналитические и экспериментальные методы определения угловых коэффициентов.

В аналитической форме общее решение для углового коэффициента имеет простой вид лишь для определенного типа поверхностей. К ним относятся все поверхности, очертание и взаимное размещение которых можно изобразить в виде двух линий на плоскости чертежа, тогда как протяженность тел в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, будет неограниченной.

Для этих условий общее решение получается на основе метода *натянутых нитей*. Для двух произвольно расположенных в пространстве поверхностей, частично экранированных друг друга телами (рис. 3.22), решение имеет вид

$$\Phi_{12} = \frac{(AD + BC) - (AC + BD)}{2L_1}, \quad (3.244)$$

где  $AD$  и  $BC$  — длины «натянутых нитей», соединяющих крайние точки поверхности крест-накрест,  $AC$  и  $BD$  — длины «натянутых нитей», соединяющих попарно крайние точки поверхностей с учетом частичного экранирования излучения этими телами (рис. 3.22);  $L_1$  — длина контура тела 1 вне зависимости от типа его очертания (выпуклое или вогнутое).

На рис. 3.23 приведены полученные на основе (3.244) соотношения для расчета угловых коэффициентов для некоторых частных случаев задач на плоскости. В этих соотношениях через  $a, b, c$  обозначены линии, очерчивающие контур соответствующих поверхностей,  $a', b', c'$  — длины «натянутых нитей» с теми же крайними точками. По этим соотношениям можно получить решение целого ряда конкретных задач. Некоторые из них представлены на рис. 3.24.

Иногда на практике для вогнутого контура требуется найти угловой коэффициент самооблучения  $\Phi_{11}$ . Для поверхностей, имеющих неограниченную протяженность в плоскости, перпендикулярной плоскости чертежа, решение в общем виде даст формула

$$\Phi_{11} = 1 - L'/L, \quad (3.245)$$

где  $L'$  — длина «натянутой» на концы поверхности «нити»,  $L$  — физическая длина контура поверхности; для плоских и выпуклых очертаний  $L' = L$  и  $\Phi_{11} = 0$ .

Когда размеры поверхностей во всех направлениях ограничены, аналитические решения задачи в замкнутом виде получены лишь для нескольких частных случаев. Эти решения, как правило, оказываются крайне громоздкими. По ним, однако, можно составить расчетные номограммы для инженерных расчетов. Такие номограммы для теплообмена излучением между различными фигурами, расположенными в параллельных плоскостях, и между двумя взаимно перпендикулярными прямоугольниками с общей стороной приведены на рис. 3.25.

Решение многих частных задач приведено в [29].

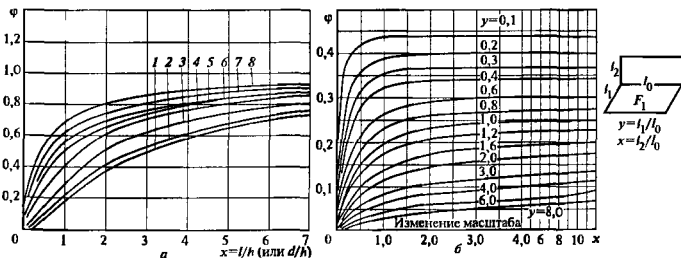


Рис. 3.25. Значения углового коэффициента  $\Phi$  при теплообмене излучением между плоскими параллельными фигурами различной формы (прямоугольники, круглые диски, длинные полосы) ( $a$ ) и двумя взаимно перпендикулярными прямоугольниками с общей стороной  $l_0$  ( $b$ )

$l$  и  $d$  — сторона и диаметр фигуры;  $h$  — расстояние между плоскостями;  $F_1$  — расчетная площадь поверхности,  $l \rightarrow d$  — прямой теплообмен излучением между поверхностями; 5—8 — теплообмен излучением между поверхностями с учетом отражения от соединяющей их нетеплопроводной оболочки, 1, 5 — диски; 2, 6 — квадраты; 3, 7 — прямоугольники с отношением сторон 2 : 1; 4, 8 — бесконечно длинные прямоугольные полосы

## 3.15. ТЕПЛОБМЕН МЕЖДУ ГАЗОМ И ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА

### 3.15.1. ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ГАЗОВ

Газы обладают способностью излучать и поглощать энергию излучения. Для разных газов эта способность различна. Излучение и поглощение обычных одно- и двухатомных газов, в частности азота  $N_2$ , кислорода  $O_2$ , водорода  $H_2$ , гелия He, в видимой и ближней инфракрасной области столь незначительны, что в инженерных расчетах эти газы можно рассматривать как абсолютно прозрачные (диатермичные) среды. Значительной способностью излучать и поглощать энергию излучения обладают многоатомные газы, в частности диоксид углерода  $CO_2$ , водяной пар  $H_2O$ , сернистый ангидрид  $SO_2$ , аммиак  $NH_3$  и др. Двухатомный газ — оксид углерода (CO) — также имеет заметный уровень излучения. Для теплотехнических расчетов наибольший интерес представляют пары воды и диоксид углерода. Эти газы входят в состав продуктов сгорания при сжигании различных видов топлива.

Излучение и поглощение газов носят объемный характер. Поэтому такие факторы, как размеры и форма излучающего слоя, распределение в нем температуры, существенны при описании излучения газов. Спектры излучения и поглощения газов в отличие от спектров излучения многих твердых тел носят *селективный характер*, т. е. в отдельных участках спектра поглощение и излучение газа может быть сильным, а в других слабым. Отмеченные особенности излучения и поглощения энергии в газах существенно осложняют расчеты теплообмена излучением.

Для наглядного представления процесса переноса энергии в объеме излучающего газа удобно рассматривать излучение как поток частиц — фотонов, движущихся по прямолинейным траекториям со скоростью света  $c$  и обладающих энергией  $h\nu$ . Часть фотонов «захватывается» (поглощается) молекулами газа, что приводит к повышению энергии газа, т. е. его нагреванию. При этом молекулы газа поглощают лишь те фотоны, частоты которых отвечают полосам поглощения в спектре газа. Фотоны других частот (энергий) пролетают газовый объем без взаимодействия с веществом. Одновременно с процессом поглощения энергии происходит обратный процесс — излучение энергии объемом газа. Вследствие хаотического теплового движения газовых молекул, их вращения, колебаний атомов отдельные многоатомные молекулы газа получают избыток энергии по сравнению со средним его уровнем. Избыток энергии может затем самопроизвольно излучаться в форме «рож-

дающихся» фотонов в окружающее пространство. Этот механизм определяет собственное излучение газового объема. В связи с тем что в любом макроскопически малом объеме газа его состояние обычно весьма близко к термодинамически равновесному состоянию, каждый элементарный объем газа излучает фотоны по всем направлениям пространства с примерно одинаковой интенсивностью. Иначе говоря, пространственное распределение собственного излучения элемента газового объема имеет характер, близкий к изотропному.

В продуктах сгорания различных видов топлива могут содержаться также твердые или жидкие частицы, размеры которых обычно колеблются от долей до сотен микрометров. При значительной концентрации эти частицы могут оказывать большое влияние на теплообмен излучением, не только поглощая и испуская кванты электромагнитного излучения, но и рассеивая их по всем направлениям.

### 3.15.2. ОСНОВНОЙ ЗАКОН ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ИЗЛУЧАЮЩЕ-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ И РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ

Протекающие одновременно процессы поглощения, испускания и рассеяния излучения определяют структуру основного закона переноса энергии излучения в излучающе-поглощающей и рассеивающей среде:

$$\frac{\partial J_{\nu}(l, \Omega)}{\partial l} + \beta_{\nu}(l) J_{\nu}(l, \Omega) = \kappa_{\nu}(l) J_{0, \nu}(l) + \frac{\sigma_{\nu}}{4\pi} \int_{4\pi} \gamma_{\nu}(l, \Omega', \Omega) J_{\nu}(l, \Omega') d\Omega', \quad (3.246)$$

где  $J_{\nu}$  — спектральная интенсивность излучения в направлении оси  $l$  с единичным вектором  $\Omega$ ;  $\kappa_{\nu}$ ,  $\sigma_{\nu}$  — спектральные коэффициенты поглощения и рассеяния, определяемые как относительное уменьшение спектральной интенсивности излучения на единице длины пути луча из-за поглощения и рассеяния, эти коэффициенты представляют собой физическую характеристику газа и зависят от его природы, температуры, давления, а также частоты излучения  $\nu$ ;  $\gamma_{\nu}$  — спектральная индикатриса рассеяния, определяемая как вероятность рассеяния в направлении  $\Omega$  для фотонов, движущихся до столкновения с рассеивающим центром (как правило, твердой или жидкой частицей в газовой среде) в направлении  $\Omega'$ ;  $\beta_{\nu}(l) = \kappa_{\nu}(l) + \sigma_{\nu}(l)$  — спектральный коэффициент ослабления; величина  $1/\kappa_{\nu}$  называется *спектральной средней длиной пробега фотонов* до момента их поглощения; величина

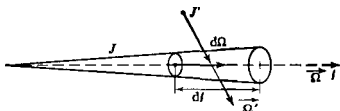


Рис. 3.26. Изменение интенсивности излучения в излучающе-поглощающей среде на длине  $dl$

$1/\beta_v$  называется *спектральной средней эффективной длиной пробега фотонов*:

$$J_{0,v} = \frac{E_{0,v}}{\pi} = \frac{2hv^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1}$$

— спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела при температуре газа внутри элементарного физического объема (рис. 3.26).

Соотношение (3.246) называется уравнением переноса излучения и представляет собой уравнение энергетического баланса для элементарного объема пространства в форме цилиндра длиной  $dl$  и единичной площадью основания (рис. 3.26).

Наиболее часто используемые частные случаи уравнения переноса излучения (3.246):

1) нерассеивающая среда ( $\sigma_v = 0$ )

$$\frac{\partial J_v(l, \Omega)}{\partial l} + \kappa_v(l) J_v(l, \Omega) = \kappa_v(l) J_{0,v}(l); \quad (3.247)$$

2) равновесие излучения в нерассеивающей среде:  $J_{0,v} = J_v$  в каждой точке газового объема,  $dJ_v/dl = 0$ , температура газа в объеме постоянна,

3) поглощающий нерассеивающий изотермический плоский слой газа; собственное излучение всюду существенно меньше внешнего ( $J_{0,v} \ll J_v$ ). Внешнее излучение частично поглощается в слое, частично проходит через слой. Ослабление падающего монохроматического излучения в направлении нормали к поверхности слоя в зависимости от его толщины  $l$  определяется формулой

$$J_v(l) = J_v(0) \exp(-\kappa_v l) \quad (3.248)$$

Соотношение (3.248) называется *законом Бугера*, безразмерная величина  $\kappa_v l$  есть *спектральная оптическая толщина слоя газа*;

4) излучающий нерассеивающий изотермический плоский слой газа, внешнее излучение отсутствует. Интенсивность излучения с поверхности плоского слоя  $J_v(l)$  по нормали к поверхности определяется процессами собственного излучения

всех слоев газа с учетом поглощения собственного излучения в объеме газа.

$$J_v(l) = J_{0,v} [1 - \exp(-\kappa_v l)],$$

откуда следует, что спектральная интенсивность собственного излучения оптически толстого слоя газа ( $\kappa_v l \gg 1$ ) приближается к спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела.

### 3.15.3. СОБСТВЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГАЗОВОГО ОБЪЕМА

В теплотехнических инженерных расчетах обычно интерес представляют осредненные (интегральные по спектру) характеристики излучения газового объема, например, суммарный поток энергии излучения газового объема, суммарная доля поглощения газовым объемом внешнего падающего излучения и т. д. Эти характеристики принципиально могут быть получены на основе решения дифференциального уравнения переноса энергии излучения (3.246) при соответствующих граничных условиях. Численные методы решения этого уравнения составляют расчетно-теоретическую базу современной теории теплообмена излучением. Развиваются также и различные приближенные методы.

Собственное излучение изотермических объемов диоксида углерода, водяного пара и других многоатомных газов было надежно экспериментально измерено в серии работ начиная с 30-х годов XX в. На основе этих данных были составлены номограммы, которые широко используются в настоящее время в теплотехнических расчетах [8, 64, 68, 71]. На рис. 3.27 и 3.28 представлены номограммы для диоксида углерода  $\text{CO}_2$  и водяного пара  $\text{H}_2\text{O}$  в форме зависимости коэффициента теплового излучения газового объема  $\epsilon$  от температуры газа. Параметром на графиках служит произведение средней длины луча  $l$  на парциальное давление излучающего газа  $p$ . Здесь под длиной луча понимается характерный размер излучающей области. Для водяного пара влияние  $p$  несколько сильнее, чем  $l$ , поэтому  $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ , найденное из рис. 3.28, необходимо умножить затем на поправочный коэффициент  $\beta$  (рис. 3.29), зависящий от парциального давления водяного пара. По найденному из номограммы значению  $\epsilon$  рассчитывается собственное излучение газового объема по соотношению

$$E = \epsilon \sigma T_g^4, \quad (3.249)$$

где  $T_g$  — температура газа, К.

Номограммы составлены таким образом, что вычисленная по формуле (3.249) плотность потока излучения  $E$  будет определять излучение, проходящее через единичную площадку в основании окружающей ее газовой полусферы, как показано на

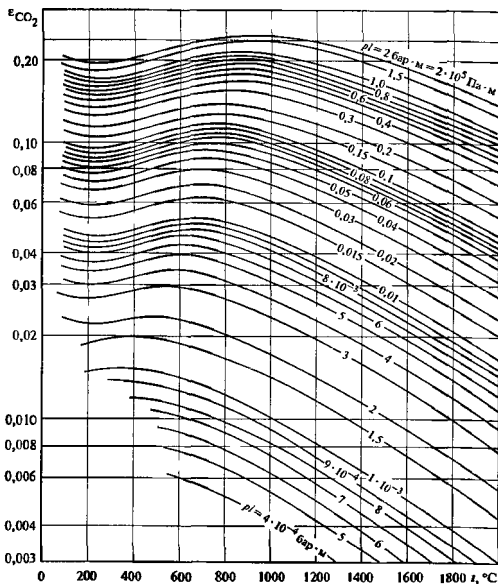


Рис. 3.27. Коэффициент теплового излучения газового объема  $\text{CO}_2$

рис. 3.30, а. В этом случае длина луча  $l$  по всем направлениям одинакова и равна радиусу сферы. Для газовых объемов иной формы длина лучей по разным направлениям различна (рис. 3.30, б). Для того чтобы данные, приведенные на номограммах, можно было применять для расчета излучения газовых объемов различной формы, были проведены специальные расчеты и исследования. Они показали, что излучение любого газового объема можно с хорошим приближением заменить излучением эквивалентной газовой полусферы радиусом

$$l = 3,6 V/F, \quad (3.250)$$

где  $V$  — излучающий объем газа;  $F$  — площадь поверхности его оболочки.

Найденная с помощью (3.250) и номограмм рис. 3.27—3.29 плотность потока собственного излучения представляет собой среднее по поверхности значение  $E = Q/F$ , где  $Q$  — суммарный поток энергии собственного излучения газового объема.

В продуктах сгорания топлива диоксид углерода и водяной пар находятся обычно в смеси. Коэффициент теплового излучения смеси газов, строго

говоря, меньше суммы коэффициентов излучения чистых газов:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{CO}_2} + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta\epsilon, \quad (3.251)$$

где  $\Delta\epsilon$  — поправка, которая зависит от температуры смеси, концентрации компонентов, давления, средней длины луча. Имеются номограммы для нахождения  $\Delta\epsilon$  (см. [8, 64]). При обычных соотношениях компонентов смеси, наблюдаемых на практике, поправка невелика и в первом приближении может быть опущена.

Расчет коэффициента теплового излучения  $\epsilon$  смеси  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$ , образующейся при сжигании различных топлив, можно проводить также по упрощенной методике [8]:

$$\epsilon = 1 - \exp(-10k\rho l), \quad (3.252)$$

где  $k$  — коэффициент ослабления излучения в смеси, определяемый эмпирической формулой

$$k = 0,8 \frac{1 + 20\rho_{\text{H}_2\text{O}}}{\sqrt{10\rho l}} \left(1 - 0,38 \frac{T_r}{1000}\right), \quad (3.253)$$

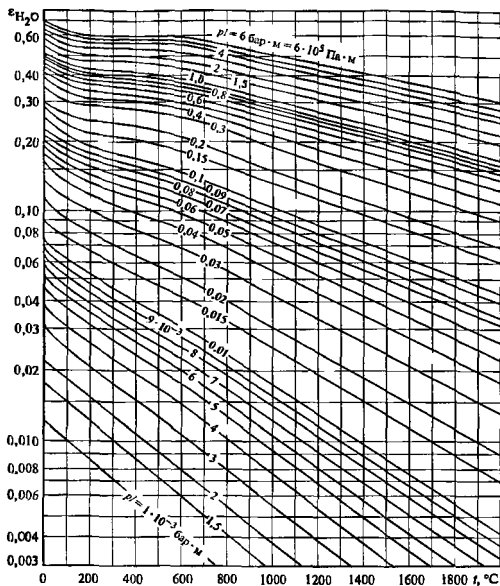


Рис. 3.28. Коэффициент теплового излучения газового объема  $H_2O$

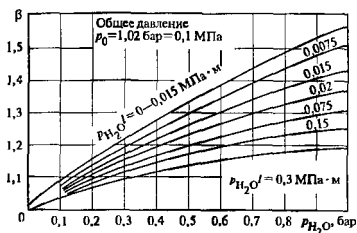


Рис. 3.29. Поправочный коэффициент  $\beta$  для расчета коэффициента теплового излучения газового объема  $H_2O$

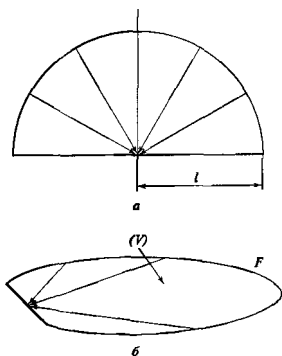


Рис. 3.30. Средняя длина пути луча

$a$  — излучение газовой полусферы, прошедшее через единичную площадку в центре ее основания;  $b$  — излучение газового объема сложной формы



$P = P_{H_2O} + P_{CO_2}$  суммарное парциальное давление водяного пара и диоксида углерода, МПа.

Эта методика согласована с приведенными выше номограммами и правомерна в следующем диапазоне параметров:

$P_{CO_2} l$ , МПа·м	... 8 · 10 <sup>-4</sup> —0,16
$P_{H_2O} l$ , МПа·м	... 4 · 10 <sup>-4</sup> —0,13
$P_{CO_2}/P_{H_2O}$	0,2—2
$T_r$ , К	750—1950

### 3.15.4. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТЕПЛОБМЕНА

Формула (3.249) определяет плотность потока собственного излучения газового объема, который проходит через его оболочку. В простом случае, когда объем изотермического газа с температурой  $T_r$  окружен «холодными» черными стенками ( $\epsilon_c = 1$ ) с существенно более низкой температурой  $T_c^A \ll T_r^A$ , формула (3.249) дает одновременно и результирующий поток излучения в системе, ибо собственное излучение стенок и отраженный от стенок поток несущественны. Однако при коэффициенте теплового излучения «холодных» стенок, отличным от единицы, ситуация при расчете теплообмена излучением осложняется. В системе появляются значительные потоки отраженного излучения. Когда температуры стенок и газа различаются не очень значительно, необходим учет также собственного излучения стенок, которое частично поглощается в объеме газа. При таких расчетах требуются знания коэффициента поглощения газового объема по отношению к результирующему излучению стенок. В настоящее время такие задачи решаются численными методами.

Коэффициент поглощения  $A$  газового объема, ограниченного стенками, не является физической характеристикой лишь одного газа. Он зависит от спектра падающего излучения, оптических характеристик поверхностей и различен при разных температурах окружающих газ стенок. Лишь при условии равновесия (температуры газа и стенок одинаковы) в соответствии с законом Кирхгофа коэффициент поглощения и коэффициент излучения газового объема равны:  $A = \epsilon$ . Для коэффициента поглощения объема изотермического газа с температурой  $T_r$ , ограниченного абсолютно черной стенкой с температурой  $T_c$ , были получены следующие эмпирические зависимости:

для  $CO_2$

$$A_{r,c} = \epsilon_{r,c}^* (T_r/T_c)^{0,65}; \quad (3.254)$$

для  $H_2O$

$$A_{r,c} = \epsilon_{r,c}^* (T_r/T_c)^{0,45}, \quad (3.255)$$

где  $A_{r,c}$  — искомый коэффициент поглощения объема газа при температуре  $T_r$  с учетом излучения абсолютно черной стенки с температурой  $T_c$ ;  $\epsilon_{r,c}^* = \epsilon_r(T_c, l, p^*)$  — коэффициент теплового излучения объема газа при температуре стенки  $T_c$ , действительной средней длине луча  $l$  и пересчитанном парциальном давлении  $p^* = p_r(T_c/T_r)$ , тогда как действительное парциальное давление газа равно  $p_r$ ; значения  $\epsilon_{r,c}^*$  определяются по номограммам, приведенным на рис. 3.27—3.29.

По найденному из соотношений (3.254), (3.255) значению  $\epsilon_r = A_{r,c}$  можно рассчитать теплообмен излучением между газом и черными стенками по формуле

$$Q = \sigma F (\epsilon_r T_r^4 - \epsilon_c T_c^4) \quad (3.256)$$

Если стенки серые ( $\epsilon_c < 1$ ), то в системе возникают многократные отражения и расчет осложняется. При относительно высоких значениях коэффициента излучения стенок ( $\epsilon_c \geq 0,8$ ) для приближенных расчетов достаточно учесть первые отражения. Это можно осуществить по формуле [64]

$$Q = \epsilon_c^* \sigma F (\epsilon_r T_r^4 - \epsilon_c T_c^4), \quad (3.257)$$

где приведенный коэффициент теплового излучения  $\epsilon_c^* = 0,5(1 + \epsilon_c)$ .

Другой приближенный метод расчета основан на предположении, что спектральный коэффициент поглощения газа  $A_{\nu,r}$  не зависит от частоты (или длины волны) и одинаков во всех полосах спектра. Это предположение выполняется на практике лишь приближенно, однако дает возможность построить достаточно универсальный метод расчета. Расчетное соотношение имеет вид

$$Q = \sigma F \frac{\epsilon_{r\infty}(T_r) T_r^4 - \epsilon_{r\infty}(T_c) T_c^4}{\frac{1}{\epsilon_c} + \frac{\epsilon_{r\infty}(T_r)}{\epsilon_r(T_r)} - 1}. \quad (3.258)$$

Для расчетов по этой формуле необходимо знать коэффициенты теплового излучения газового объема при бесконечной длине луча  $\epsilon_{r\infty}(T)$ . Для оценки  $\epsilon_{r\infty}(T)$  можно экстраполировать существующие опытные данные по  $\epsilon_r(T)$ . Для  $H_2O$  и  $CO_2$  значения  $\epsilon_{r\infty}(T)$  приведены на рис. 3.31, значения  $\epsilon_c$  см в табл. 3.29,  $\epsilon_r(T_r)$  — на рис. 3.27—3.29.

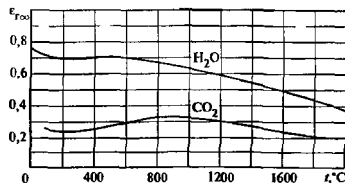


Рис. 3.31. Коэффициент теплового излучения  $\epsilon_{T\infty}$  для газовых слоев  $H_2O$  и  $CO_2$  бесконечной протяженности

Расчетные соотношения (3.256)—(3.258) относятся к случаю, когда температура газового объема неизменна и окружающие его поверхности имеют фиксированную температуру. На практике реальные ситуации обычно более сложны: излучающий объем обладает неравномерным полем температур, граничные поверхности имеют разные оптические характеристики и разные температуры. Приближенные расчеты таких сложных систем достаточно эффективно можно проводить на основе *зонального метода* [29]. Неизотермический газ и замыкающая его оболочка делятся на конечное число объемов и площадей, которые можно считать близкими к изотермическим. Затем для каждой такой ячейки записываются уравнения баланса энергии. Получается алгебраическая система уравнений относительно неизвестных тепловых потоков (или в иной постановке — температур на одних поверхностях, потоков излучения на других). Практическая реализация метода зависит от конкретного вида решаемой задачи, а успех — от того, насколько «удачно» выделены расчетные зоны. С увеличением числа расчетных зон повышается точность вычислений, но увеличивается их объем. Для реализации метода обычно требуется современная вычислительная техника.

Если выполняется условие  $1/\beta \ll L$ , то для расчетов поля вектора плотности интегрального потока излучения оправдано приближение *диффузии излучения* (или *теплопроводности излучения*)

$$q_R = -\frac{16\sigma T^3}{\beta} \nabla T = -\lambda_R \nabla T, \quad (3.259)$$

где  $L$  — характерный размер излучающего объема,  $\lambda_R$  — коэффициент *теплопроводности излучения*;  $1/\beta$  — интегральная по спектру средняя эффективная длина свободного пробега фотонов. Приближение диффузии излучения строго обосновано, если  $1/\beta_v \ll L$  при любой частоте в спектральном диапазоне, где переносится основная часть теплоты излучением. Это, как правило, выполняется тогда, когда газовый объем содержит

много твердых частиц (зола, угля и т.п.), дающих основной вклад в излучение этого объема, причем его спектр слабо зависит от частоты (так что с полным основанием можно использовать модель «серой» среды). О способах расчета спектральных коэффициентов поглощения и рассеяния полидисперсных двухфазных смесей см [29].

Уравнение (3.259) аналогично закону Фурье (3.5) с зависимей от температуры теплопроводностью. Это приближение существенно облегчает вычисления, и на его основе получены решения ряда задач [4, 29].

На практике перенос энергии излучения между газом и поверхностью твердого тела всегда сопровождается также теплопроводностью и конвекцией. Такой суммарный процесс называется *сложным теплообменом*. Действительный механизм одновременно протекающих процессов излучения, конвекции и теплопроводности таков, что при строгом его рассмотрении необходимо учитывать одновременно все виды переноса энергии в каждом элементарном объеме системы.

Оценочные расчеты можно проводить на основе принципа аддитивности: отдельно и независимо вычислять тепловые потоки вследствие излучения и теплопроводности или конвективного теплообмена и результаты суммировать. Это означает, что в кондуктивно-радиационных задачах

$$q = q_R + q_\lambda, \quad (3.260)$$

в конвективно-радиационных задачах

$$q = q_R + q_\alpha, \quad (3.261)$$

где  $q_R$ ,  $q_\lambda$ ,  $q_\alpha$  — плотности теплового потока в результате теплообмена излучением, теплопроводности и конвективного теплообмена соответственно.

Соотношения (3.260) и (3.261) удовлетворяют условиям предельного перехода (когда один из видов переноса доминирует, соотношения дают правильный результат), но в области соизмеримого влияния разных механизмов переноса теплоты оказываются приближенными.

## Д. СОВМЕСТНЫЕ ПРОЦЕССЫ ТЕПЛО- И МАССОБМЕНА

### 3.16. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

#### 3.16.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ПРОЦЕССОВ

Процессы тепло- и массообмена могут протекать в однокомпонентной среде (например, испарение капле жидкости, транспортируемых потоком перегретого пара), а также в бинарных и многокомпонентных смесях (например, конденсация пара из парогазовой смеси).

Перенос вещества через граничную поверхность обычно обусловлен фазовыми переходами. Он может быть организован и специально, например в форме вдува (отсоса) вещества через поверхность мелкопористой стенки.

Движение жидкой или газообразной фазы относительно граничной поверхности может происходить под действием внешних источников движения (вынужденная конвекция) или за счет различия плотности в разных областях среды, находящейся в поле гравитационных сил (свободная или естественная конвекция).

Тепло- и массообменные процессы могут протекать в условиях химической пассивности компонентов, а также при наличии химических реакций как в объеме смеси (гомогенные реакции), так и на межфазной границе (гетерогенные реакции) [14, 110].

Ниже излагаются методы решения прикладных задач тепло- и массообмена в однокомпонентных и бинарных системах при отсутствии химических реакций. Такие условия характерны для многих технологий.

### 3.16.2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И СООТНОШЕНИЯ

Рассматривается бинарная смесь плотностью  $\rho$ , состоящая из компонентов  $a$  и  $b$ . В единице объема смеси содержатся масса  $\rho_a$  компонента  $a$  и масса  $\rho_b$  компонента  $b$ . Величины  $\rho_a$  и  $\rho_b$  называются плотностями компонентов и удовлетворяют соотношению

$$\rho_a + \rho_b = \rho \quad (3.262)$$

Безразмерные величины  $c_a = \rho_a / \rho$  и  $c_b = \rho_b / \rho$  представляют собой массовые концентрации компонентов  $a$  и  $b$  смеси; в силу соотношения (3.262)

$$c_a + c_b = 1. \quad (3.263)$$

В качестве единиц массы компонентов  $a$  и  $b$  иногда применяют не килограммы, а киломоли; 1 кмоль компонента  $a$  в  $M_a$  раз больше 1 кг, 1 кмоль компонента  $b$  в  $M_b$  раз больше 1 кг. Здесь  $M_a$  и  $M_b$  — молекулярные массы компонентов. Имеются простые алгебраические соотношения, связывающие одни и те же величины при использовании разных единиц массы (см. [5]). Переход к киломолям не дает преимуществ при расчетах тепло- и массообмена, если компоненты смеси химически пассивны.

Парциальные энтальпии компонентов газовых и жидких смесей, близких к идеальным (отсутствует заметная теплота смешения), равны энтальпиям чистых веществ  $a$  и  $b$ . Энтальпия смеси  $h$  связана с величинами  $h_a$  и  $h_b$  соотношением

$$h = c_a h_a + c_b h_b. \quad (3.264)$$

Через контрольную поверхность пространства в общем случае осуществляется перенос массы веществ  $a$  и  $b$  с разной интенсивностью. Количественной характеристикой таких процессов служит

$J$  — вектор плотности потока массы смеси (импульс единицы объема смеси), который складывается из  $J_a$  и  $J_b$  — векторов плотности потоков массы компонентов  $a$  и  $b$

$$J = J_a + J_b \quad (3.265)$$

В области массообмена обозначения основных величин не унифицированы. Приведенные выше обозначения используются в [59] и подобны обозначениям в других отечественных работах. В зарубежной литературе многие величины имеют существенно иные обозначения.

Величине  $J$  с помощью понятия плотности смеси  $\rho$  может быть поставлена в соответствие величина  $w$  — вектор конвективной скорости движения смеси как сплошной среды (импульс единицы массы смеси) с единицей измерения метры в секунду:

$$w = J / \rho. \quad (3.266)$$

Величины  $\rho_a w$  и  $\rho_b w$  характеризуют плотности конвективного потока компонентов смеси. Разность между полным потоком компонента смеси и его конвективным потоком определяется процессом диффузии и называется *диффузионным потоком компонента* смеси. Если  $j_a$ ,  $j_b$  — векторы плотности диффузионных потоков компонентов  $a$  и  $b$ , то

$$i_a = J_a - \rho_a w; \quad j_b = J_b - \rho_b w; \quad (3.267)$$

$$j_a + j_b = 0. \quad (3.268)$$

Потоки  $j_a$ ,  $j_b$  характеризуют молекулярный механизм относительного движения компонентов смеси вследствие диффузии, процесс этот существенно неравновесный. Величины  $j_a$  и  $j_b$  являются инвариантами в любой инерциальной системе отсчета, тогда как конвективный поток и полный поток компонента в разных системах отсчета различны.

### 3.16.3. ДИФFUЗИОННЫЕ ПОТОКИ. КОЭФФИЦИЕНТ ДИФFUЗИИ

Диффузионные потоки  $j_a$  и  $j_b$  определяются прежде всего градиентом концентраций  $\nabla c_a$  и  $\nabla c_b$  (*концентрационная диффузия*). Кроме того, эти потоки могут изменяться под влиянием градиента температур  $\nabla T$  (*термодиффузия*) и градиента давлений смеси  $\nabla p$  (*бародиффузия*). Общие выражения для диффузионных потоков в бинарной смеси имеют вид:

$$j_a = -\rho D \left[ \nabla c_a + \frac{k_{Tca}}{T} \nabla T + \frac{k_{pca}}{p} \nabla p \right]; \quad (3.269)$$

$$j_b = -\rho D \left[ \nabla c_b + \frac{k_{Tcb}}{T} \nabla T + \frac{k_{pcb}}{p} \nabla p \right], \quad (3.270)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии бинарной смеси  $a + b$  (иногда обозначается  $D_{ab}$  в отличие от коэффициентов самодиффузии  $D_{aa}$ ,  $D_{bb}$ );  $k_{Tca}$ ,  $k_{Tcb}$ ,  $k_{pca}$ ,  $k_{pcb}$  — безразмерные коэффициенты термо-

диффузии и бародиффузии, зависящие от концентрации компонентов и при переходе к чистому веществу ( $c_a \rightarrow 1$ ,  $c_b \rightarrow 1$ ) обращаются в нуль.

Кроме того, в силу (3.268) справедливы соотношения

$$\left. \begin{aligned} k_{fab} + k_{rba} &= 0, \\ k_{rba} + k_{rba} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3.271)$$

Эффекты бародиффузии обычно на практике совершенно незначительны и могут не приниматься в расчет. Эффекты термодиффузии в газовых смесях могут оказывать заметное влияние лишь при существенно различной массе молекул компонентов смеси (например, смесь водород-фреон и т.п.), значительных температурных градиентах и средних концентрациях компонентов. На практике все эти условия одновременно выполняются редко. Поэтому обычно термодиффузионные эффекты также не рассматриваются. В итоге соотношения (3.269) и (3.270) переходят в соотношения закона концентрационной диффузии — закона Фика:

$$\left. \begin{aligned} j_a &= -\rho D \nabla c_a, \\ j_b &= -\rho D \nabla c_b \end{aligned} \right\} \quad (3.272)$$

Закон Фика устанавливает пропорциональность потока вещества градиенту концентраций. Знак минус указывает на взаимнообратную ориентацию векторов градиента и потока — вещество  $a$  диффундирует в соответствии с (3.272) из области больших концентраций  $a$  в область меньших концентраций этого компонента. Имеется известная аналогия между законом диффузии Фика и законом теплопроводности Фурье (3.5)

Коэффициент диффузии  $D$  для газовых смесей и растворов веществ в жидком растворителе различный

Для газовых смесей коэффициент диффузии  $D$  имеет значения, которые по порядку величины незначительно отличаются от значения кинематической вязкости смеси  $\nu_{ab} = \mu_{ab}/\rho$ . Иначе говоря, безразмерное число Шмидта (его называют также диффузионным числом Прандтля  $Pr_D$ )

$$Sc = \mu_{ab}/(\rho D) \quad (3.273)$$

для газовых смесей близко к единице (изменяется от 0,2 до 5). Значение  $D$  практически не зависит от концентрации компонентов и изменяется с изменением давления  $p$  и температуры  $T$ :

$$D = \text{const } T^{1+n} / p \quad (3.274)$$

или

$$D = D_0 (T/T_0)^{1+n} p_0 / p, \quad (3.275)$$

где  $D_0$  — коэффициент диффузии при  $T_0$  и  $p_0$ ; показатель степени  $n$  изменяется от 0,6 до 1,0 (табл. 3.30).

В табл. 3.31 приведены коэффициенты диффузии  $D$  и числа Шмидта  $Sc$  для разбавленных раство-

Таблица 3.30 Коэффициент диффузии  $D_0$  при  $p_0 = 1.01 \cdot 10^5$  Па и  $T_0 = 273$  К и показатель степени  $n$  в уравнении (3.275) для газовых смесей [13]

Газ	$D_0 \cdot 10^4$ , м <sup>2</sup> /с	$n$	Область температур, для которых имеются экспериментальные данные, К
Азот-азот (самодиффузия)	0,178	0,90	77—353
Азот-водород	0,689	0,72	137—1083
Азот-гелий	0,621	0,73	293—3000
Аргон-аргон (самодиффузия)	0,157	0,94	77—353
Аргон-водород	0,715	0,89	273—418
Аргон-гелий	0,638	0,75	250—3000
Водород-вода	0,734	0,82	290—370
Водород-оксид углерода	0,575	0,76	250—1083
Водород-хлорид	0,661	0,89	142—1000
Вода-воздух	0,216	0,80	273—1493
Вода-диоксид углерода	0,146	0,84	298—434
Вода-кислород	0,240	0,73	298—1000
Воздух-бензол	0,0783	0,89	273—617
Воздух-гексан	0,0646	0,60	273—573
Воздух-гептан	0,594	0,60	373—573
Воздух-диоксид углерода	0,142	0,70	273—1530
Воздух-декан	0,0461	0,60	454—537
Воздух-нонан	0,0490	0,60	425—525
Воздух-октан	0,0544	0,60	298—528
Воздух-толуол	0,0709	0,90	273—332
Воздух-этанол	0,105	0,77	273—340
Гелий-гелий (самодиффузия)	1,62	0,71	14—296
Гелий-диоксид углерода	0,494	0,80	250—404
Диоксид углерода-кислород	0,138	0,80	273—1000
Кислород-кислород (самодиффузия)	0,186	0,92	77—353
Кислород-оксид углерода	0,188	0,68	273—1000
Метан-метан (самодиффузия)	0,200	0,69	90—353

Таблица 3.31 Коэффициенты диффузии  $D$  и числа Шмидта  $Sc$  для разбавленных растворов при температуре 20 °С [111, 124]

Растворенное вещество	$D \cdot 10^9$ , м <sup>2</sup> /с	$Sc$	Растворитель
Льют	1,64	613	Вода
Аммиак	1,76	570	
Ацетилен	1,56	645	
Бром	1,20	840	
Водород	5,13	196	
Гидроксид натрия	1,51	665	
Гидрохинон	0,77	1300	
Глицерин	0,72	1400	
Диоксид углерода	1,77	568	
Триоксид азота	1,51	665	
Кислород	1,80	558	
Кислота азотная	2,6	390	
Кислота соляная	2,66	381	
Кислота серная	1,73	580	
Кислота уксусная	0,88	1140	
Лактоза	0,43	2340	
Мальтоза	0,43	2340	
Манин	0,58	1730	
Мочевина	1,06	946	
Пирогаллол	0,70	1440	
Раффиноза	0,37	2720	
Резорцин	0,80	1260	
Сахароза	0,45	2230	
Сернистый магний*	0,54	2130	
Сернистый натрий**	0,76	1710	
Сероводород	1,41	712	
Спирт метиловый	1,28	785	
Спирт этиловый	1,00	1005	
Спирт пропиловый	0,87	1150	
Спирт бутиловый	0,77	1310	
Углекислый натрий**	0,45	2890	
Уретан	0,92	1090	
Фенол	0,84	1200	
Хлор	1,22	824	
Хлорид натрия	1,35	745	
Диоксид углерода	3,4	445	
Фенол	0,80	1900	
Хлороформ	1,23	1230	
Дихлорэтилен	2,45	301	
Кислота уксусная	1,92	384	
Фенол	1,54	479	
Хлороформ	2,11	350	

ров при  $t = 20$  °С. Коэффициент диффузии жидких растворов заметно зависит от температуры. Для данной пары веществ (растворенное вещество  $a$  и растворитель  $b$ ) в условиях малых концентраций ( $c_a \leq 0,1$ ) имеет место зависимость

$$D = \text{const } T / \mu_{bT}, \quad (3.276)$$

где  $\mu_{bT}$  — динамическая вязкость растворителя при температуре  $T$ .

С помощью соотношения (3.276) можно данные табл. 3.31 пересчитать для других температур по формуле

$$D_T = D_{293} \frac{T}{293} \frac{\mu_{b293}}{\mu_{bT}}, \quad (3.277)$$

где  $D_{293}$  — коэффициент диффузии из табл. 3.31;  $\mu_{b293}$  — динамическая вязкость растворителя при температуре 293 К.

### 3.17. ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ И ИМПУЛЬСА В БИНАРНОЙ СМЕСИ

#### 3.17.1. ПОТОК ЭНЕРГИИ

Вектор плотности полного потока энергии  $E$  в бинарной смеси имеет вид

$$E = \rho w h + (-\lambda_{ab} \nabla T + h_a j_a + h_b j_b). \quad (3.278)$$

Конвективная часть потока энергии  $\rho w h$  записана в предположении, что скорости движения умеренные и добавка  $w^2/2$  в полной энthalпии торможения не существенна. По этой же причине не учитывается и работа вязких напряжений  $B$  (3.278) в скобках выделена та часть полного потока энергии, которая обусловлена молекулярным механизмом переноса энергии и вещества и носит сугубо необратимый характер.

Теплопроводность смеси  $\lambda_{ab}$  зависит от концентрации компонентов; для нее имеются справочные данные [13] и различные теоретические и интерполяционные формулы. В [5] для газовых смесей рекомендован универсальный метод расчета.

$$\lambda_{ab} = \frac{\lambda_a c_a}{c_a + c_b \Psi_{ab}} + \frac{\lambda_b c_b}{c_b + c_a \Psi_{ba}}, \quad (3.279)$$

где  $\lambda_a, \lambda_b$  — теплопроводности чистых газов  $a$  и  $b$  при температуре смеси;  $c_a$  и  $c_b$  — массовые концентрации компонентов смеси;  $\Psi_{ab}, \Psi_{ba}$  — безразмерные поправочные коэффициенты;

\* При 15 °С

\*\* При 10 °С

$$\psi_{ab} = \frac{M_a/M_b}{\sqrt{8}(1 + M_a/M_b)^{1/2}} \times$$

$$\times \left[ 1 + \left( \frac{\mu_a}{\mu_b} \right)^{1/2} \left( \frac{M_b}{M_a} \right)^{1/4} \right]^2 ;$$

$$\psi_{ba} = \frac{M_b/M_a}{\sqrt{8}(1 + M_b/M_a)^{1/2}} \times$$

$$\times \left[ 1 + \left( \frac{\mu_b}{\mu_a} \right)^{1/2} \left( \frac{M_a}{M_b} \right)^{1/4} \right]^2 ;$$

здесь  $M_a, M_b$  — молекулярные массы компонентов;  $\mu_a, \mu_b$  — динамические вязкости газов  $a$  и  $b$  при температуре смеси

Метод расчета  $\lambda_{ab}$  по (3.279) дает среднюю погрешность примерно 4 %

**Молекулярный перенос энергии в бинарной смеси.** Выражение для переноса энергии имеет вид

$$e = -\lambda_{ab} \nabla T + h_a j_a + h_b j_b, \quad (3.280)$$

при подстановке в него выражения закона Фика и после ряда преобразований можно получить

$$e = -\lambda_{ab} \nabla T - (h_a - h_b) \rho D \nabla c_a \quad (3.281)$$

и

$$e = -\lambda_{ab} (1 - Le) \nabla T - \rho D \nabla h, \quad (3.282)$$

где  $Le$  — безразмерное число Льюиса—Семенова,

$$Le = \rho D (c_p) / \lambda_{ab} = D / a_{ab} \quad (3.283)$$

Величина  $(c_p) = (\partial h / \partial T)_{cm}$  представляет так называемую «замороженную» теплоемкость смеси, т. е. теплоемкость смеси при ее неизменном («замороженном») составе,

$$(c_p) = c_{pa} c_a + c_{pb} c_b, \quad (3.284)$$

где  $c_{pa}$  и  $c_{pb}$  — теплоемкости компонентов смеси.

Следует обратить внимание на то, что молекулярный поток энергии  $e$  является инвариантом при использовании любой инерциальной системы отсчета координат.

Согласно (3.281) и (3.282) существуют условия, когда молекулярный перенос энергии в бинарной смеси определяется более простыми соотношениями:

1) если  $Le = 1$ , то из (3.282) следует, что

$$e = -\rho D \nabla h, \quad (3.285)$$

т. е. молекулярный поток энергии в бинарной смеси определяется лишь значением и направлением градиента энтальпии смеси (вне зависимости от значений и направлений градиентов температур и концентраций). Условие  $Le = 1$  приближенно выполняется для многих газовых смесей, поэтому соотноше-

ние (3.285) находит широкое применение на практике при расчете массообмена в газовых смесях,

2) если теплоемкости компонентов одинаковы

$$c_{pa} = c_{pb}, \quad (3.286)$$

то  $h_a - h_b = 0$  и из (3.281) следует

$$e = -\lambda_{ab} \nabla T \quad (3.287)$$

Для ряда жидких смесей и растворов роль диффузионных потоков массы компонентов в молекулярном переносе энергии оказывается ничтожной из-за малости коэффициента диффузии (в сравнении с температуропроводностью). В том случае молекулярный поток энергии также выражается уравнением (3.287), т. е. имеет вид закона Фурье (3.5) и целиком определяется градиентом температур.

### 3.17.2. ПОТОК ИМПУЛЬСА

Выражение для тензора плотности потока импульса  $\Pi_{kl}$  в бинарной смеси имеет такую же форму, как и в однокомпонентной среде:

$$\Pi_{kl} = \rho w_k w_l + \mu \delta_{kl} - \tau_{kl}, \quad (3.288)$$

где  $k = 1, 2, 3, l = 1, 2, 3$ ; здесь 1, 2, 3 соответствуют осям  $x_1, x_2, x_3$  прямоугольной декартовой системы координат,  $\delta_{kl}$  — символ Кронекера, равный 0, когда  $k \neq l$ , и равный 1, когда  $k = l$

Тензор вязких напряжений в бинарной смеси

$$\tau_{kl} = \mu_{ab} \left( \frac{\partial w_k}{\partial x_l} + \frac{\partial w_l}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \delta_{kl} \operatorname{div} w \right), \quad (3.289)$$

где  $\mu_{ab}$  — динамическая вязкость смеси.

Соотношение (3.289) по форме тождественно выражению для  $\tau_{kl}$  в однокомпонентной среде.

При записи (3.289) опущены как малые величины дополнительные напряжения вследствие диффузии (см., например, [59]) и не учитывается вторая (так называемая объемная) вязкость.

Динамическая вязкость смеси  $\mu_{ab}$  зависит от вязкостей чистых компонентов  $\mu_a$  и  $\mu_b$ , концентрации и физической природы смеси. Для них имеются справочные данные [13].

Для газовых смесей рекомендуется универсальная формула

$$\mu_{ab} = \frac{\mu_a c_a}{c_a + c_b \psi_{ab}} + \frac{\mu_b c_b}{c_b + c_a \psi_{ba}}, \quad (3.290)$$

где  $\mu_a$  и  $\mu_b$  — динамические вязкости чистых газов  $a$  и  $b$  при температуре смеси,  $c_a, c_b$  — массовые концентрации смеси,  $\psi_{ab}, \psi_{ba}$  — поправочные множители, выражения для них приведены выше [см. формулу (3.279)], они зависят от отношения молекулярных масс компонентов и отношения  $\mu_a / \mu_b$ .

Расчет по соотношению (3.290) дает погрешности в среднем около 2 %.

### 3.18. СИСТЕМА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Система дифференциальных уравнений для процессов тепло- и массообмена в бинарной смеси без химических реакций включает

уравнение неразрывности для смеси в целом

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho w_k}{\partial x_k} = 0; \quad (3.291)$$

уравнение движения смеси ( $l$ -проекции импульса смеси)

$$\frac{\partial \rho w_l}{\partial \tau} + \frac{\partial \Pi_{kl}}{\partial x_k} = g_l \rho; \quad (3.292)$$

уравнение диффузии, или сохранения массы компонента смеси

$$\frac{\partial \rho_a}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho_a w_k + I_{ak}) = 0; \quad (3.293)$$

уравнение энергии смеси

$$\rho \frac{dh}{d\tau} - \frac{d\rho}{d\tau} = - \frac{\partial c_k}{\partial x_k} + \tau_{kl} \frac{\partial w_l}{\partial x_k}; \quad (3.294)$$

где  $\frac{d(\dots)}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} (\dots) + w_k \frac{\partial (\dots)}{\partial x_k}$  — субстанциональная производная

Уравнения (3.291)—(3.294) описывают совместные процессы тепло- и массообмена в бинарной химически пассивной смеси в наиболее общем виде. В них предполагается суммирование по дважды повторяющимся индексам, отвечающим осям декартовой системы координат ( $k, l = 1, 2, 3$ ). При наличии химических (гомогенных) реакций описание процессов см. в [14, 69].

Плотности молекулярных необратимых потоков вещества  $J_a$ , импульса  $\tau_{kl}$  и энергии и в уравнениях (3.292)—(3.294) определяются по соотношениям (3.272), (3.280) и (3.289). Для конкретных практических условий в системе возможны существенные упрощения.

а) умеренные скорости, приближение теории пограничного слоя (ось  $x$  направлена вдоль поверхности раздела фаз, ось  $y$  — по нормали к границе):

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho w_x}{\partial x} + \frac{\partial \rho w_y}{\partial y} = 0; \quad (3.295)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = \\ = - \frac{\partial p}{\partial x} + g_x \rho + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{ab} \frac{\partial w_x}{\partial y} \right); \quad (3.296) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial c_a}{\partial \tau} + \rho w_x \frac{\partial c_a}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial c_a}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{ab} \frac{\partial c_a}{\partial y} \right); \quad (3.297) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho (c_p)_y \frac{\partial T}{\partial \tau} + \rho (c_p)_x w_x \frac{\partial T}{\partial x} + \rho (c_p)_y w_y \frac{\partial T}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left[ \lambda_{ab} \frac{\partial T}{\partial y} + (c_{pa} - c_{pb}) T \rho D_{ab} \frac{\partial c_a}{\partial y} \right]; \quad (3.298) \end{aligned}$$

При  $Le = 1$  соотношение (3.298) приводится к виду

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial h}{\partial \tau} + \rho w_x \frac{\partial h}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial h}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{ab} \frac{\partial h}{\partial y} \right); \quad (3.298a) \end{aligned}$$

а при равенстве теплосмкостей  $c_{pa} = c_{pb}$  — к виду

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial T}{\partial \tau} + \rho c_p w_x \frac{\partial T}{\partial x} + \rho c_p w_y \frac{\partial T}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda_{ab} \frac{\partial T}{\partial y} \right); \quad (3.299) \end{aligned}$$

б) умеренные скорости, приближение теории пограничного слоя, гравитационные силы несущественны, отсутствует продольный градиент давления ( $\partial p / \partial x = 0$ ). При этих условиях уравнения (3.295), (3.297) и (3.298) остаются теми же. Уравнение движения (3.296) упрощается:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = \\ = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{ab} \frac{\partial w_x}{\partial y} \right); \quad (3.300) \end{aligned}$$

в) перенос вещества и энергии в макроскопической неподвижной среде  $w = 0$ :

$$\rho \frac{\partial c_a}{\partial \tau} = \nabla (\rho D \nabla c_a); \quad (3.301)$$

уравнение энергии при значении  $Le = 1$

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} = \nabla (\rho D \nabla h); \quad (3.301a)$$

уравнение энергии при равенстве  $c_{pa} = c_{pb}$

$$\rho c_p \frac{\partial h}{\partial \tau} = \nabla (\lambda_{ab} \nabla T); \quad (3.301б)$$

г) перенос вещества и энергии в макроскопической неподвижной среде  $w = 0$ ; физические свойства неизменны, теплоемкости компонентов равны:

$$\frac{\partial c_a}{\partial \tau} = D \nabla^2 c_a; \quad (3.302)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \nabla^2 T; \quad (3.303)$$

где  $a = \lambda / (\rho c_p)$  — температуропроводность смеси.

В настоящее время основной нить решения задач совместного тепло- и массообмена состоит в использовании аналогий, существующих в процессах переноса массы, энергии и импульса. Приведенные выше частные условия реализации процессов тепло- и массообмена позволяют устанавливать существование тех или иных аналогий. Например, в случае а) уравнения диффузии (3.297) и энергии (3.298 а) или (3.299) аналогичны, причем сама структура уравнения энергии ничем не отличается от случая «чистого» теплообмена в однокомпонентной среде. В случае б) имеется аналогия между уравнениями диффузии, энергии и движения. В неподвижных средах (случай в) и г)) существует аналогия между теплопроводностью и диффузией. Поэтому при наличии аналогий граничных условий на межфазной поверхности для массо- и теплообмена (см § 3.19) существует широкая аналогия между явлениями тепло- и массообмена, которая позволяет решать множество практических задач совместного тепло- и массообмена на основе известных зависимостей для «чистого» теплообмена (см. § 3.20).

### 3.19. УСЛОВИЯ СОВМЕСТНОСТИ НА ПРОНИЦАЕМОЙ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЕ

#### 3.19.1. ОБЩИЕ ПОНЯТИЯ

На межфазной границе, проницаемой для потоков энергии, вещества и импульса, существует ряд физических закономерностей, связывающих характеристики соприкасающихся фаз. Эти закономерности, именуемые условиями совместности, подразделяются на универсальные и специальные условия [59]. Первые отражают общие законы сохранения полных потоков массы, импульса и энергии на любых проницаемых границах раздела фаз вне зависимости от содержания конкретного вида физических процессов, протекающих на границе. Специальные условия совместности содержат дополнительные соотношения, определяемые видом физических процессов (фазовые переходы, фронт горения или детонации, ударные волны и т.д.). Здесь рассматриваются только процессы фазовых переходов. В совокупности условия совместности содержат полную систему соотношений, необходимую при решении любых практических задач в области тепло- и массообмена.

При анализе условий на границе раздела фаз целесообразно использовать так называемую собственную систему отсчета (координат), «привязанную» к интересующему участку или точке межфазной границы. Во многих прикладных задачах такая система координат одновременно может служить основой для описания процессов в объеме интересующей фазы. Например, в процессе испарения жидкости, вдоль свободной поверхности которой, имеющей плоское очертание, движется поток паро-

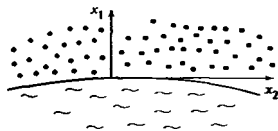


Рис. 3.32. Элемент межфазной границы: собственная система координат

газовой смеси, представляется естественным расположить систему координат на границе раздела фаз. Когда различные участки границы и частицы соседних фаз сложным образом движутся один относительно других, для приложений желательно использовать такие (не собственные) системы отсчета, часто именуемые лабораторными. Методология подхода к формулировке условий совместности в таких системах, применение разных систем отсчета, нахождения скорости движения границы и т.п. обсуждаются, в частности, в [59]. Здесь ограничимся записью соотношений лишь в собственной системе отсчета. На рис. 3.32 показан элемент границы раздела; использована собственная система координат  $(x_1, x_2)$ , ось  $x_1$  направлена вдоль нормали, ось  $x_2$  — по касательной к данной точке поверхности.

При записи условий совместности для обозначения разности одноименных величин по обе стороны границы, например  $\rho'' - \rho'$  или  $T'' - T'$  и т.д. (здесь индексы '' и ' выделяют фазы системы), принято использовать для краткости символ «прямые скобки»:  $\rho'' - \rho' = [\rho]$ ,  $\rho'' - \rho' = [p]$  и т.д.

#### 3.19.2. УНИВЕРСАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Универсальные условия совместности имеют вид:

$$[J_1] = 0; \quad (3.304)$$

$$[J_{a1}] = 0; \quad (3.305)$$

$$[\Pi_{11}] = 2\sigma H; \quad (3.306)$$

$$[\Pi_{12}] = 0; \quad (3.307)$$

$$[E_1] = 0. \quad (3.308)$$

Соотношения (3.304) и (3.305) отражают условия неразрывности плотностей полных потоков массы смеси и компонента а соответственно при прохождении границы. В однокомпонентной среде  $J_1 = J_{a1}$ , так что одно из соотношений исключается. Соотношение (3.306) устанавливает баланс потоков нормальной компоненты импульса при прохождении границы. Величина  $2\sigma H$  есть лапласов скачок давления, обусловленный поверхностным натяжением  $\sigma$  и средней кривизной  $H$  границы в данной точке. Равенство потоков касательных компонент импульса, пересекающих границу, устанавливает



соотношение (3.307). Предполагается, что на границе отсутствуют продольные градиенты поверхностного натяжения термического или концентрационного происхождения, которые могут вызвать скачок  $[\Pi_{12}] \neq 0$ . Выражение (3.308) является условием энергетического баланса. При его записи не учитываются возможный подвод энергии излучением к границе (поглощение потока излучения в тонком поверхностном слое), расход мощности на увеличенные площади межфазной границы и т. д.

Ниже представлена развернутая форма записи этих соотношений, в которую внесены упрощения, правомерные в условиях малых скоростей относительного движения фаз.

Соотношение (3.304) имеет вид

$$\left. \begin{aligned} [\rho w_1] &= 0 \\ \rho' w_1' &= \rho'' w_1'' = J_1, \end{aligned} \right\} \quad (3.309)$$

где  $J_1$  — плотность потока массы смеси, пересекающей границу,  $w_1'$  и  $w_1''$  — скорости движения смеси по нормали к границе в системе отсчета, в которой граница неподвижна (собственная система).

Соотношение (3.305) имеет вид

$$J_1 [c_a] + [J_{a1}] = 0$$

или

$$c_a' J_1 + J_{a1}' = c_a'' J_1 + J_{a1}'' \quad (3.310)$$

Соотношение (3.306) можно представить в форме

$$[p] + J_1 [w_1] - [\tau_{11}] = 2\sigma H \quad (3.311)$$

Часто в (3.311) как малые могут быть опущены все слагаемые, кроме первого, тогда

$$p' = p'' \quad (3.312)$$

При записи соотношения (3.307) нужно учесть обычно выполняемое специальное условие отсутствия «скольжения» фаз на границе  $[w_2] = 0$  (см. п. 3.19.3), что приводит к равенству касательных вязких напряжений на границе.

$$[\tau_{12}] = 0 \quad \text{или} \quad \tau_{12}' = \tau_{12}'' \quad (3.313)$$

Уравнение энергетического баланса (3.308)

$$J_1 [h] + [e_1] = 0, \quad (3.314)$$

где  $h$  — энтальпия смеси,  $e_1$  — поток энергии, переносимый молекулярным путем.

В однокомпонентных системах  $[h] = r$ , где  $r$  — теплота фазового перехода, молекулярные потоки энергии переходят в потоки теплоты теплопроводностью. Из данного выше определения величин  $h$ ,  $J$

и  $e$  следует, что соотношение (3.314) может быть также записано в виде

$$r_a J_{a1} + r_b J_{b1} + [q_1] = 0, \quad (3.315)$$

где  $J_{a1}$  и  $J_{b1}$  — полные потоки массы компонентов, пересекающие границу,  $r_a$  и  $r_b$  — индивидуальные теплоты фазового перехода компонентов смеси,  $q_1 = -\lambda_{ab} (\partial T / \partial x_1)_{x_1=0}$  — поток теплоты, переносимой теплопроводностью.

### 3.19.3. СПЕЦИАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Для широкого круга задач фазовых переходов, тепло- и массообмена в двухфазных системах применяется так называемая квазиравновесная схема, являющаяся основой для формулировки специальных условий совместности. Эта схема основана на гипотезе о том, что характеристики соприкасающихся фаз по обе стороны границы взаимосвязаны условиями термодинамического равновесия. Схема является приближенной, так как все процессы переноса теплоты, импульса и фазовых переходов конечной интенсивности принципиально неравновесны. Однако при весьма низкой интенсивности процессов переноса квазиравновесная схема может рассматриваться как первое приближение. Содержание этой схемы приводится ниже для конкретных условий на границе раздела фаз.

а) *Непроницаемая поверхность*. Специальные условия совместности сводятся к отсутствию скачка температуры и скачка касательных компонент скорости

$$[T] = 0; \quad (3.316)$$

$$[w_2] = 0 \quad (3.317)$$

б) *Фазовые переходы в однокомпонентных системах* (проницаемая граница). Условия (3.316) и (3.317) сохраняются. Дополнительно устанавливается, что температура фаз на границе не произвольна, а равна температуре насыщения при фактуальном давлении в паровой фазе (малая поправка Томпсона, отражающая изменение равновесной температуры с кривизной границы, в большинстве приложений несущественна и здесь не рассматривается):

$$T'' = T' = T_s(p'') \quad (3.318)$$

в) *Фазовые переходы в бинарной системе* (полупроницаемая поверхность). Рассматривается случай, когда один из компонентов фазы не пересекает границу фаз (например, воздух в процессе конденсации пара из парогазовой смеси). В этом случае условия (3.316)—(3.318) дополняются условием, согласно которому концентрация активного компонента в смеси на границе равна равно-

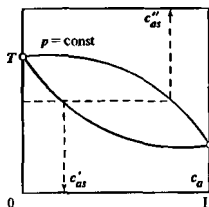


Рис. 3.33. Определение равновесных концентраций в жидкой и паровой фазах бинарной смеси на поверхности раздела фаз

весной при температуре поверхности и давлении в системе.

$$c''_a = c_{as}(p, T_s). \quad (3.319)$$

Иначе для парогазовых смесей малой плотности это условие можно представить так: парциальное давление активного компонента на поверхности равно давлению насыщения компонента при температуре поверхности

г) *Фазовые переходы в бинарных системах (проницаемая поверхность)*. Когда оба компонента пересекают границу и присутствуют в обеих фазах, специальные условия имеют вид

$$[T] = 0; [w_2] = 0, \quad (3.320)$$

$$\left. \begin{aligned} c'_a &= c'_{as}(p, T); \\ c''_a &= c''_{as}(p, T). \end{aligned} \right\} \quad (3.321)$$

Два последних соотношения иллюстрирует рис. 3.33

Использование специальных условий совместности, вытекающих из квазиравновесной схемы и приведенных выше в дополнение к универсальным условиям, позволяет во всех случаях составить замкнутое описание процессов. Учет действительных неравновесных эффектов на границе фазового превращения приводит к более сложным соотношениям специальных условий совместности, которые рассматриваются в § 3.20. Для ряда практических приложений (конденсация паров металлов, фазовые переходы в He-II, испарение и конденсация обычных веществ при низких давлениях и т.д.) неравновесные эффекты должны учитываться. Еще более сильные отклонения от квазиравновесной схемы наблюдаются при интенсивных процессах фазовых переходов [56].

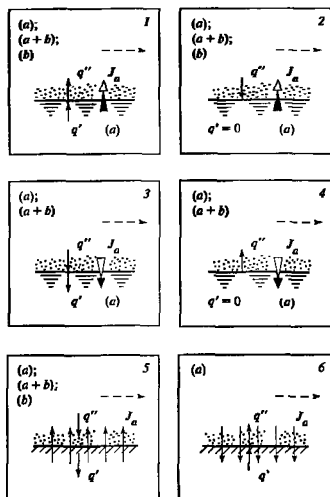


Рис. 3.34. Характерные случаи совместных процессов тепло- и массообмена

$J$  — плотность потока вещества, пересекающего межфазную границу;  $q'$ ,  $q''$  — плотности потоков теплоты по обе стороны межфазной поверхности

### 3.19.4. ХАРАКТЕРНЫЕ СЛУЧАИ

Характерные случаи процессов тепло- и массообмена показаны на рис. 3.34.

*Схема 1* объединяет разные технологические процессы испарения, в которых испарение происходит в основном интенсивностью подвода теплоты к границе из объема конденсированной фазы ( $q' \gg q''$ ). Испарение может происходить как в поток собственного пара (компонента  $a$ ), так и в поток парогазовой смеси ( $a+b$ ) или нейтрального газа (компонента  $b$ ). Граница проницаема лишь для потока  $J_a$  компонента  $a$ , так что при наличии над поверхностью нейтрального газа или парогазовой смеси такая граница полупроницаема. В частности, многочисленные процессы сушки относятся к схеме 1.

*Схема 2* также соответствует процессам испарения, однако здесь подвод энергии на испарение происходит главным образом со стороны газовой фазы. Если поток теплоты внутрь конденсированной фазы отсутствует ( $q' = 0$ ), то процесс называется адиабатным испарением.

Схема 3 объединяет такие процессы конденсации пара, в которых процесс конденсации в основном поддерживается за счет отвода теплоты от границы в глубь конденсирующей фазы. Это, очевидно, весьма широкая группа технологических процессов в поверхностных конденсаторах разного типа.

Схема 4 показывает условия, характерные для конденсации пересыщенного чистого пара ( $a$ ) или пересыщенного пара из парогазовой смеси ( $a + b$ ), когда отсутствует отвод теплоты в глубь конденсирующей фазы (например, капли в потоке пересыщенного пара, конденсация пересыщенного пара на теплоизолированной поверхности и т. д.).

В схемах 1 и 2 конденсирующая фаза может быть также твердой, так что классификация охватывает процессы сублимации, десублимации, плавления и затвердевания.

Схемы 5 и 6 характеризуют процессы организуемого вдува-отсоса через пористую поверхность. Вдув холодного газа, например, перспективен для защиты поверхности от высокотемпературного внешнего потока или агрессивной внешней среды. Если отвлечься от дискретного характера пористой поверхности (мелкие поры), процессы вдува-отсоса аналогичны естественным процессам тепло- и массообмена при фазовых превращениях.

## 3.20. АНАЛОГИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

### 3.20.1. УМЕРЕННАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ МАССООБМЕНА

Теоретическая основа аналогии процессов тепло- и массообмена при умеренной интенсивности массообмена — одинаковая структура математического описания процессов теплообмена и массообмена. Аналогия имеет место при выполнении следующих условий

1) граничные условия для полей температур и концентраций подобны (в частности, неизменные значения граничных температур и концентраций);

2) поперечный поток вещества имеет столь малую интенсивность, что практически не искажает основную гидродинамическую картину течения смеси.

3) температурные перепады настолько малы, что изменение физических свойств с изменением температуры несущественно.

Условие 2 заведомо выполняется, если во всей системе, включая границы, концентрация активного компонента невелика  $c''_a \ll 1$  (обычно достаточно, чтобы  $c''_a \leq 0,1$ ). Это условие будет выполнено и тогда, когда наибольшие перепады концентраций в системе невелики:  $\delta c''_a \ll 1$  (практиче-

ски достаточно, чтобы  $\delta c''_a \leq 0,1$ ). Иную оценку для условия 2 можно дать с помощью понятия параметра проницаемости поверхности

$$b = \frac{|J|}{(c_{f0}/2)\rho_{\infty} w_{\infty}}, \quad (3.322)$$

где  $|J|$  — модуль плотности потока вещества, пересекающего межфазную поверхность;  $c_{f0}$  — безразмерный коэффициент трения, вычисленный в предположении отсутствия поперечного потока (см. гл. 1.8.2, 1.9.3);  $\rho_{\infty} w_{\infty}$  — массовая скорость смеси вдали от границы. При условии малости параметра проницаемости ( $b \ll 1$ , практически  $b \leq 0,1$ ) искажение основного течения за счет массообмена незначительно.

При выполнении условий аналогия уравнение подобия для процесса «чистого» теплообмена (теплообмена, не осложненного массообменом)

$$Nu = f(Re, Pr, Gr) \quad (3.323)$$

идентично уравнению подобия для массообмена

$$Nu_D = f(Re, Sc, Gr_D) \quad (3.324)$$

В соотношениях (3.323) и (3.324) вид функции  $f$  тождествен. Число Рейнольдса

$$Re = w_{\infty} D / \nu \quad (3.325)$$

одинаково в обоих уравнениях подобия. Числам Нуссельта  $Nu$  и Прандтля  $Pr$  для теплообмена

$$Nu = \frac{q_c}{T_c - T_{\infty}} \frac{l}{\lambda}, \quad (3.326)$$

$$Pr = c_p \mu / \lambda = \nu / a \quad (3.327)$$

ставятся в соответствие числа Шервуда  $Sh$  и Шмидта  $Sc$  (диффузионные числа Нуссельта  $Nu_D$  и Прандтля  $Pr_D$ ) для процесса массообмена

$$Sh \equiv Nu_D = \frac{J_{ac}}{c_{\infty} - c_{i\infty}} \frac{l}{\rho D}, \quad (3.328)$$

$$Sc \equiv Pr_D = \mu / \rho D = \nu / D. \quad (3.329)$$

Число Грасгофа, имеющее для процессов конвективного теплообмена вид

$$Gr = g\beta \frac{|T_c - T_{\infty}|}{\nu^2} l^3, \quad (3.330)$$

для массообмена выражается через разность граничных значений плотности смеси

$$Gr_D = g \frac{|\rho_c - \rho_{\infty}|}{\rho} \frac{l^3}{\nu^2}, \quad (3.331)$$

где  $l$  — характерный линейный размер системы; индексы «с» и  $\infty$  означают условия на стенке (границе раздела фаз) и вдали от стенки в основном потоке.

При вынужденной конвекции уравнения подобия часто записываются относительно чисел Стантона  $St$ . При соблюдении аналогии

$$St = \varphi(Re, Pr); \quad (3.332)$$

$$St_D = \varphi(Re, Sc) \quad (3.333)$$

Здесь числу Стантона

$$St = \frac{q_c}{c_p \rho_\infty w_\infty (T_c - T_\infty)} \equiv \frac{Nu}{Re Pr} \quad (3.334)$$

для условий теплообмена ставится в соответствие диффузионное число Стантона

$$St_D = \frac{J_{ac}}{\rho_\infty w_\infty (c_{a\infty} - c_{a0})} \equiv \frac{Sh}{Re Sc} \quad (3.335)$$

для процессов массообмена. При выполнении аналогии вид функции  $\varphi$  в соотношениях (3.332) и (3.333) тождествен.

Значение  $Nu$  определяет тепловой поток, отводимый от границы раздела фаз путем теплопроводности.

$$q_c = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x_1} \right)_c; \quad (3.336)$$

величина  $Sh$  определяет поток массы компонента  $a$  на границе, обусловленный диффузией:

$$J_{ac} = -\rho D \left( \frac{\partial c_a}{\partial x_1} \right)_c. \quad (3.337)$$

Полный поток массы компонента  $a$ , пересекающего границу,  $J_{ac}$  складывается по определению (3.267) из конвективного потока  $J_c c_{ac}$  и потока вследствие диффузии  $J_{ac}$ :

$$J_{ac} = J_c c_{ac} + J_{ac}. \quad (3.338)$$

Для условий, когда граница проницаема лишь для компонента  $a$  (полупроницаемая граница), на ней  $J_c = J_{ac}$ , поэтому

$$J_{ac} = \frac{1}{1 - c_{ac}} J_{ac}. \quad (3.339)$$

Это соотношение должно использоваться для определения полного потока массы компонента  $a$  после того, как значение  $J_{ac}$  найдем на основе аналогии.

Расчет массообмена на основе аналогии состоит в отыскании значения  $Sh$  по соответствующему уравнению подобия для «чистого» теплообмена при подстановке в него вместо  $Pr$  и  $Gr$  значений  $Sc$  и  $Gr_D$ . Так, теплообмен при продольном обтекании изотермической пластины для ламинарного пограничного слоя описывается формулой

$$Nu_x = 0,332 Re_x^{0,5} Pr^{1/3}. \quad (3.340)$$

Массообмен в этих условиях при соблюдении аналогии определяется зависимостью

$$Sh_x = 0,332 Re_x^{0,5} Sc^{1/3}. \quad (3.341)$$

**Пример.** Найти соотношение, определяющее температуру адиабатного испарения (температуру «мокрого термометра»)

Для условий адиабатного испарения (схема 2 на рис. 3.34) поток теплоты в жидкую фазу отсутствует ( $q'_c = 0$ ). Поэтому соотношение энергетического баланса на границе (универсальное условие совместности) имеет вид

$$J_{ac} h''_a + q''_c = J_{ac} h'_a, \quad (3.342)$$

где  $h''_a$ ,  $h'_a$  — энтальпии компонента  $a$  по обе стороны границы, так что  $h''_a - h'_a = r_a$  — теплота испарения компонента  $a$ .

Следовательно,

$$q_c = -J_{ac} r_a. \quad (3.343)$$

Соотношения материального баланса на границе (универсальные условия совместности) при отсутствии потока пассивной примеси  $b$  через границу  $J_{bc} = 0$  имеют вид

$$\left. \begin{aligned} J c''_{ac} + J_{ac} &= J_{ac} c; \\ J &= J_{ac}. \end{aligned} \right\} \quad (3.344)$$

что дает

$$J''_{ac} = (1 - c''_{ac}) J_{ac}. \quad (3.345)$$

При вынужденном обтекании поверхности парогазовым потоком ( $a + b$ ) и наличии аналогии между тепло- и массообменом выполняется соотношение

$$c_p \frac{T_\infty - T_c}{r_a} = \frac{St_D}{St} \frac{c''_{ac} - c''_{a\infty}}{1 - c''_{ac}}, \quad (3.346)$$

которое позволяет найти температуру  $T_c$  при заданных  $T_\infty$  и  $c_{a\infty}$  основного потока. Величина  $c''_{ac}$  (согласно квазиравновесной схеме, см п. 3.19.3) есть однозначная функция  $T_c$ , так что уравнение (3.346) всегда можно решить (например, графически) относительно  $T_c$ . Отношение  $St_D/St$  для многих парогазовых смесей можно приближенно принять равным 1, так как числа  $Pr$  и  $Sc$  обычно близки. Более точное соотношение получается, если учесть, что  $St - Pr^{-n}$ , где число  $n$  зависит от типа и режима течения основного потока. Часто можно принимать  $n = 1/2 - 2/3$ . Тогда

$$St_D/St = (Pr/Sc)^n = Le^n, \quad (3.347)$$

где  $Le = \rho D c_p \lambda$  — число Льюиса—Семенова.

Ввиду больших значений теплоты испарения жидкости  $r_d$  левая часть соотношения (3.346) всегда значительно меньше 1. Отсюда следует вывод, что разность  $c''_{ac} - c''_{a\infty}$  в правой части того же соотношения также много меньше 1. Таким образом, условия аналогии здесь практически всегда выполняются. Следует обратить внимание на то, что  $T_c$  при адиабатном испарении не зависит от скорости внешнего потока.

Если кроме перечисленных выше условий аналогии тепло- и массообмена выполняются следующие:

1) отсутствуют продольный градиент давления и влияние гравитационных сил,

2) кинематическая вязкость  $\nu$ , температуропроводность  $a$  и коэффициент диффузии  $D$  одинаковы

$$\nu = a = D, \quad (3.348)$$

то имеет место *тройная аналогия* между процессами переноса массы, теплоты и импульса, математическое выражение которой имеет вид

$$St = St_D = c_{f0}/2, \quad (3.349)$$

где  $c_{f0}/2 \equiv \tau_{c0}/(\rho_{\infty} w_{\infty}^2)$  — безразмерный коэффициент трения, определяющий касательное напряжение трения  $\tau_{c0}$  на границе раздела фаз в предположении отсутствия поперечного потока массы (на это указывает индекс 0); числа  $St$  и  $St_D$  определяются соотношениями (3.334) и (3.335).

Область, в которой правомерно соотношение (3.349), существенно более узкая, чем для рассмотренной выше аналогии тепло- и массообмена. Однако возможность расчета процессов тепло- и массообмена на основе лишь данных о гидродинамике течения (число  $c_{f0}/2$ ) представляет значительные удобства (см. пп. 1.8.2, 1.9.3).

Условие (3.348) может быть снято, если ограничиться приближенно оправданной степенной зависимостью числа  $St$  от  $Pr$  вида  $St \sim Pr^{-n}$ . Тогда

$$St Pr^n = St_D Sc^n = c_{f0}/2. \quad (3.350)$$

Обычно принимается универсальное значение  $n = 2/3$ .

В форме соотношений (3.349) и (3.350) тройная аналогия правомерна как для ламинарных, так и для турбулентных течений.

Для течений с отрывом пограничного слоя тройная аналогия непригодна.

### 3.20.2. ВЫСОКАЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ МАССООБМЕНА

Аналогия имеет место при выполнении следующих условий:

1) граничные условия для полей температур (энтальпий) и концентраций подобны,

2) либо число Льюиса—Семенова равно единице:

$$Le \equiv \rho D (c_p) / \lambda = 1, \quad (3.351)$$

либо теплоемкости компонентов смеси одинаковы:

$$c_{pa} = c_{pb}. \quad (3.352)$$

Условие (3.351) приближенно выполняется для ряда газовых смесей. В этом случае имеется аналогия между полем относительных концентраций и полем относительных энтальпий смеси в системе.

Условие (3.352) характерно для ряда жидких смесей и растворов. Оно приближенно выполняется также для газовых смесей многоатомных молекул с близкими молекулярными массами. При условии (3.352) имеется аналогия между полем температурных напоров и полем относительных концентраций в системе.

Принципиально важно, что здесь рассматриваются условия, когда плотность поперечного потока вещества  $J_c$  на границе может быть значительной. Поэтому одна из главных задач состоит в отыскании качественного влияния поперечного потока вещества  $J_c$  на подобные закономерности тепло- и массообмена.

При выполнении условия (3.351) уравнения подобия имеют вид

$$St_h = St_D = f[Re, Pr, J_c / (\rho_{\infty} w_{\infty})] \quad (3.353)$$

Принято плотность потока вещества  $J_c$  задавать в условиях однозначности. Соотношения (3.353) записаны для сходственных точек межфазной поверхности геометрически подобных систем. Равенство теплового и диффузионного чисел Стантона объясняется тем, что при  $Le = 1$   $Pr = Sc$ .

В соотношениях (3.353)

$$St_h = \frac{\dot{e}_c}{\rho_{\infty} w_{\infty} (h_c - h_{\infty})} \quad (3.354)$$

— число Стантона, определяющее перенос энергии;  $h$  — энтальпия смеси;  $\dot{e}_c$  — плотность потока энергии, переносимой от границы раздела фаз (стенки) молекулярным путем (теплопроводность и диффузионный перенос энтальпии компонентов);  $\dot{e}_c$  связано с полной плотностью потока энергии через границу  $E_c$  соотношением

$$E_c = J_c h_c + \dot{e}_c; \quad (3.355)$$

$$St_D = \frac{J_{ac}}{\rho_{\infty} w_{\infty} (c_{ac} - c_{a\infty})} \quad (3.356)$$

— диффузионное число Стантона, определяющее перенос массы;  $J_{ac}$  — плотность потока массы компонента  $a$ , переносимого от границы раздела

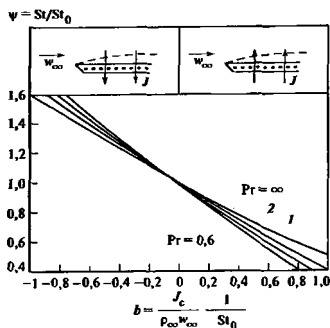


Рис. 3.35. Влияние поперечного потока вещества на теплообмен в условиях продольного обтекания пластины при ламинарном пограничном слое (поперечный поток массы изменяется по длине по закону  $J_c = Ax^{-1/2}$ )

фаз (стенки) за счет диффузии,  $J_{ac}$  связан с полной плотностью потока массы компонента  $a$  на границе  $J_{ac}$  соотношением

$$J_{ac} = J_c \epsilon_{ac} + J_{ac} \quad (3.357)$$

Степень влияния поперечного потока вещества на тепло- и массообмен при  $Le = 1$  удобно характеризовать отношением

$$\psi = St_h / St_{h,0} = St_D / St_{D,0} \quad (3.358)$$

где  $St_{h,0} = St_{D,0} = St_0$  — числа Стантона, вычисленные по зависимости для «чистого» теплообмена (массообмена), не осложненного поперечным потоком  $J_c = 0$ .

В качестве безразмерной характеристики поперечного потока удобно использовать параметр пропядности  $b$  в форме

$$b = \frac{J_c}{\rho_{\infty} w_{\infty} St_0} \quad (3.359)$$

Зависимость  $\psi = \psi(b)$  при числе  $Pr$  в качестве параметра приведена на рис. 3.35 для условий продольного обтекания плоской пластины при ламинарном пограничном слое. Этот график представляет результаты теоретического решения [118], при котором теплофизические параметры рассматривались постоянными, а поперечный поток массы изменялся вдоль плоской границы по закону  $J_c = Ax^{-1/2}$ . На рис. 3.36 приведено сравнение зависимостей  $\psi(b)$  для  $Pr = 0,7$  при изменяющемся  $J_c =$

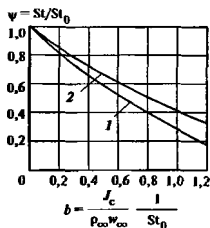


Рис. 3.36. Влияние поперечного потока вещества на теплообмен при  $Pr = 0,7$  в условиях продольного обтекания пластины при ламинарном пограничном слое

1 — изменяющийся поперечный поток вещества; 2 — постоянный поперечный поток вещества

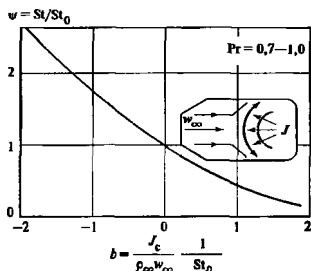


Рис. 3.37. Влияние поперечного потока вещества на теплообмен в окрестности лобовой критической точки плоского тела при обтекании его потоком с заданной скоростью

$= Ax^{-1/2}$  (кривая 1) и постоянном  $J_c = \text{const}$  (кривая 2). Зависимость  $\psi(b)$  для окрестности критической точки плоского тела приведена на рис. 3.37 для  $Pr = 0,7-1,0$ . Во всех случаях относительное влияние поперечного потока массы на интенсивность тепло- и массообмена имеет одинаковый качественный и близкий в количественном отношении характер.

При турбулентном пограничном слое приближенная зависимость  $\psi(b)$  на основе «плеичной» теории имеет вид [5, 53]

$$\psi = \frac{b}{e^b - 1} \quad (3.360)$$

В [50] изложена более совершенная методика учета влияния поперечного потока вещества на

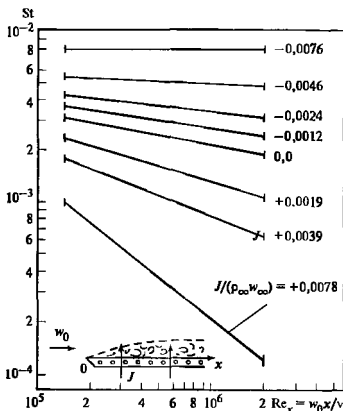


Рис. 3.38. Зависимость локального числа Стантона от числа Рейнольдса для разных интенсивностей вдува и отсоса воздуха при турбулентном пограничном слое на пластине (сглаженные экспериментальные данные)

турбулентный тепло- и массообмен и трение. Методы расчета инженерных задач на основе этой методики рассмотрены в [61]. На рис. 3.38 приведены сглаженные экспериментальные зависимости [133], характеризующие влияние на теплообмен постоянного по длине пластины вдува или отсоса воздуха  $J_c = \text{const}$  из турбулентного пограничного слоя.

При выполнении условия (3.352) и  $c_{pa} = c_{pb} = c_p$  уравнения подобия имеют вид

$$St = f[Re, Pr, J_c / (\rho_\infty w_\infty)]; \quad (3.361)$$

$$St_D = f[Re, Sc, J_c / (\rho_\infty w_\infty)], \quad (3.362)$$

где плотность поперечного потока вещества  $J_c$  задана в условиях однозначности.

Уравнения подобия (3.361) и (3.362) относятся к сходственным точкам межфазной поверхности геометрически подобных систем, вид функции  $f$  в этих уравнениях одинаков, а число Стантона (перенос теплоты)

$$St_T = \frac{q_c}{c_p \rho_\infty w_\infty (T_c - T_\infty)} \quad (3.363)$$

характеризует плотность теплового потока  $q_c$ , отводимого от поверхности раздела фаз путем теплопроводности; диффузионное число Стантона  $St_D$  определяется соотношением 3.356).

Методы учета влияния поперечного потока вещества на теплообмен (3.361) и массообмен (3.362) остаются такими же, как для случая, когда  $Le = 1$ . Единственное отличие состоит в том, что теперь в общем случае  $Pr \neq Sc$ . Поэтому тепло- и массообмен следует рассчитывать отдельно, используя соответствующие числа  $Pr$  и  $Sc$ .

Тройная аналогия при высокой интенсивности поперечного потока массы имеет место, если рассмотренные выше условия аналогии тепло- и массообмена при высокой интенсивности поперечного потока массы дополнены еще двумя условиями

1) отсутствуют заметный продольный градиент давления и влияние гравитационных сил;

2) коэффициенты  $\nu, \alpha, D$  численно равны. Математическое выражение аналогии

$$St = St_D = c_f / 2, \quad (3.364)$$

причем

$$\frac{c_f}{2} = \varphi \left( Re, \frac{J_c}{\rho_\infty w_\infty} \right). \quad (3.365)$$

Соотношения (3.364) и (3.365) относятся к сходственным точкам межфазной поверхности геометрически подобных систем. Предполагается, что плотность поперечного потока  $J_c$  задана в условиях однозначности задачи. Учет влияния поперечного потока веществ на тепло- и массообмен и трение производится по приведенным выше рекомендациям.

Для расчета тепло- и массообмена при испарении, конденсации, сублимации и десублимации предлагались также чисто эмпирические обобщенные соотношения [7], которые в большинстве случаев дают результаты, близкие к получающимся на основе методов аналогии.

## 3.21. НЕРАВНОВЕСНЫЕ ЭФФЕКТЫ НА ГРАНИЦЕ ГАЗ—КОНДЕНСИРОВАННАЯ СРЕДА

### 3.21.1. НЕПРОНИЦАЕМАЯ ПОВЕРХНОСТЬ

Молекулярно-кинетическая теория газов и эксперименты показывают, что перенос теплоты через непроницаемую межфазную поверхность вызывает скачок температур  $T' - T''$  на границе. Расчетная формула имеет вид

$$\theta = \sqrt{\pi} \frac{1 - 0,41 \alpha}{\alpha} \frac{\hat{q}}{\dot{q}}, \quad (3.366)$$

где  $\theta = \frac{T' - T''}{T'}$  — безразмерный скачок температу-

тур.  $T', T''$  — температуры поверхности конденсированной фазы и газа на границе;

$\hat{q} = q / (p'' \sqrt{2RT})$  — безразмерная плотность потока теплоты на границе (поток теплоты  $q$  положителен, когда он направлен от границы к газу),  $p''$ ,

$R$  — давление газа и индивидуальная газовая постоянная;  $\alpha$  — коэффициент энергетической accommodation, определяющий эффективность энергообмена при соударении и отражении молекул от поверхности и изменяющийся в диапазоне 0—1, в обычных условиях этот коэффициент близок к 1.

Формула (3.366) заменяет условие равенства температур (3.316), отвечающее квазиравновесному приближению

Перенос касательной компоненты импульса через непроницаемую границу вызывает скачок касательных к границе компонент скоростей фаз  $w'' - w' = u$ , где  $u$  — скорость скольжения газа на поверхности. Скорость скольжения для условий полной accommodation продольной составляющей импульса

$$u = \frac{\sqrt{2RT''}}{\rho''} \tau, \quad (3.367)$$

где  $\tau$  — касательное напряжение на поверхности

Соотношение (3.367) заменяет условие отсутствия скольжения (3.317), отвечающее квазиравновесному приближению

Соотношения (3.366) и (3.367) правомерны при условиях, что параметры неравномерности  $\hat{q}$  и  $\tau/\rho''$  соответственно существенно меньше единицы (оценочно меньше примерно 0,02), а газ можно рассматривать как сплошную среду (средняя длина свободного пробега молекул газа  $l''$  существенно меньше характерного линейного масштаба  $L$  области протекания процесса, число Кнудсена  $Kn = l''/L \ll 1$ )

### 3.21.2. ПРОНИЦАЕМАЯ ПОВЕРХНОСТЬ. ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИЯ

Ограничение однокомпонентные двухфазные системы пар—конденсированная фаза. Уточнение квазиравновесных специальных условий (3.318) согласно молекулярно-кинетической теории [70, 56] определяется зависимостями

$$\theta = 0,45 \hat{j} + 1,05 \hat{q}; \quad (3.368)$$

$$\hat{\Delta P} = 2\sqrt{\pi} \frac{1-0,4\beta}{\beta} \hat{j} + 0,44 \hat{q}, \quad (3.369)$$

где  $\theta = (T' - T'')/T$  — безразмерный скачок температуры на границе испарение — конденсация,  $T'$ ,  $T''$  — температуры поверхности конденсированной фазы и пара на границе;  $\hat{\Delta P} = (p_s - p'')/p_s$  — безразмерная разность давлений, причем  $p_s$  — расчетное давление насыщения при температуре поверхности конденсированной фазы  $T'$ ;  $p''$  — фактическое давление пара,  $\hat{j} = j/(\rho''\sqrt{2RT''})$  — безразмерный поток массы

через границу (положителен, когда вектор потока  $j$  направлен от конденсированной фазы в пар),  $\hat{q} = q/(\rho''\sqrt{2RT''})$  — безразмерный тепловой поток в паре у границы (поток теплоты  $q$  положителен, когда направлен от границы в объем пара),  $\rho''$ ,  $R$  — плотность паровой фазы и индивидуальная газовая постоянная,  $\beta$  — коэффициент конденсации — испарения, показывающий, какая часть из всего количества достигавших границы молекул пара захватывается конденсированной фазой, и принимающий значения в диапазоне 0—1;  $\beta$  определен экспериментально, обычно он близок к 1. Соотношения (3.368) и (3.369) выполняются одновременно и правомерны при испарении ( $j > 0$ ) и конденсации ( $j < 0$ ) для условий:

1) малых значений параметров неравномерности  $\hat{j}$  и  $\hat{q}$  (оценочно меньше примерно 0,02);

2) когда пар можно считать сплошной средой (число Кнудсена  $Kn \ll 1$ ).

В практических задачах иногда можно пренебречь  $\hat{j}$  по сравнению с  $\hat{q}$ , иногда, наоборот,  $\hat{q}$  по сравнению с  $\hat{j}$ . При  $\hat{j} = 0$  соотношение (3.368) переходит в соотношение (3.366) для температурного скачка на непроницаемой границе (при  $\alpha = 1$ ), а соотношение (3.369) характеризует  $\hat{\Delta P}$  в двухфазных однокомпонентных системах при наличии потока теплоты и отсутствии потока массы

При  $\hat{q} = 0$  соотношения (3.368), (3.369) принимают вид

$$\theta = 0,45 \hat{j}; \quad (3.370)$$

$$\hat{\Delta P} = 2\sqrt{\pi} \frac{1-0,4\beta}{\beta} \hat{j}. \quad (3.371)$$

Зависимость (3.370) определяет разность температур фаз на границе и вместе с формулой (3.371) характеризует состояние пара на поверхности испарения—конденсации

По структуре зависимость (3.371) аналогична известной (но неточной) формуле Герца—Кнудсена и является ее уточнением.

Для процессов фазовых переходов высокой интенсивности, когда параметр  $\hat{j}$  не мал, применимы приближенные методы расчета [131]

Данные для расчета интенсивного испарения с плоской поверхностью представлены в табл. 3.32

При известной температуре конденсированной фазы  $T'$  каждому потоку массы  $j$  отвечают температура  $T''$  и плотность  $\rho''$  отходящего от границы пара. Здесь  $\rho''_s$  — плотность пара на линии насыщения, отвечающая температуре  $T'$  (расчетное значение)

В соответствии с теорией существует предельная интенсивность испарения



Таблица 3.32. Результаты расчета параметров пара при интенсивном испарении [31]

$\frac{2\sqrt{\pi}j}{\rho_s''\sqrt{2RT''}}$	$T''/T'$	$\rho_s''/\rho_s''$
0,1	0,986	0,948
0,2	0,972	0,899
0,3	0,956	0,847
0,4	0,936	0,786
0,5	0,914	0,725
0,6	0,884	0,650
0,7	0,844	0,562
0,8	0,765	0,426
0,82	0,703	0,345

$$I_{\max} = 0,82 \frac{\rho_s''\sqrt{2RT''}}{2\sqrt{\pi}}, \quad (3.372)$$

при которой из всего числа эмитируемых границей молекулы 18 % вновь конденсируются, а 82 % уносятся с отходящим потоком (стационарное испарение с плоской границы в вакуум недостижимо [42])

Данные, представленные в табл. 3.32, интерполируются формулами [131]

$$\frac{T' - T''}{T'} = 0,265 \frac{\rho_s'' - \rho_s''}{\sqrt{\rho_s''\rho_s''}}, \quad (3.373)$$

$$j = 0,6 \left(\frac{\rho_s''}{\rho_s''}\right)^{1/2} (\rho_s'' - \rho_s'')\sqrt{2RT''}, \quad (3.374)$$

которые рекомендуются как расчетные при  $\beta = 1$ . При произвольном коэффициенте  $\beta$  правомерна следующая процедура пересчета [42] в выводе или в формулах (3.373), (3.374) плотность  $\rho_s''$  всюду замещается на  $\rho_s$ , последняя определяется зависимостью

$$\rho_s = \rho_s'' \left[ 1 - 2\sqrt{\pi} \frac{j}{\rho_s''\sqrt{2RT''}} \frac{1 - \beta}{\beta} \right]. \quad (3.375)$$

**Интенсивная конденсация пара на плоской поверхности, имеющей температуру  $T''$ , описывается зависимостью [131]**

$$j = 1,67 \frac{\rho_s - \rho_s''}{\sqrt{2\pi RT''}} \left\{ 1 + 0,515 \ln \left[ \frac{\rho_s''}{\rho_s} \left( \frac{T'}{T''} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (3.376)$$

(значение  $j$  при конденсации отрицательное).

Здесь  $\rho_s''$ ,  $T''$  — давление и температура пара вдали от границы.  $\rho_s$  — давление насыщения, отвечающее температуре  $T'$ .

Зависимость (3.376) справедлива в широкой области скоростей конденсации, вплоть до звуковой скорости

При  $\beta \neq 1$  правомерен пересчет по соотношению (3.375), причем здесь  $\rho_s'' = \rho_s(RT)$ . Это значит, что

в (3.376) всюду  $\rho_s$  замещается на  $\rho_s''RT$  и далее  $\rho_s''$  в (3.376) замещается значением  $\rho_s$  согласно (3.375).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Авдеев А.А. Рост, конденсация, растворение паровых и газовых пузырей в турбулентных потоках при умеренных числах Рейнольдса // ТВТ 1990. Т. 28 № 2 С. 540—546
- 2 Авдеев А.А. Закономерности роста, конденсации, растворения паровых и газовых пузырей в турбулентных потоках // ТВТ 1988. Т. 26 № 2 С. 290—297
- 3 Альтшуль А.Д. Гидравлические сопротивления М. Недра, 1982
- 4 Амриханов В.И. Основы радиационного и сложного теплообмена. М.: Энергия, 1972.
- 5 Берд Р., Стьюарт В., Лайтфут Е. Явления переноса Пер с англ. М.: Химия, 1974
- 6 Берман Л.Д. Приближенный метод расчета теплообмена при конденсации пара на тучке горизонтальных труб // Теплоэнергетика 1964 № 3 С. 74—78.
- 7 Берман Л.Д. Тепло- и массообмен в пароточной фазе при интенсивном испарении жидкостей // Теплообмен и гидродинамика Л.: Наука, 1977. С. 116—130
- 8 Блох А.Г. Основы теплообмена излучением. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1962
- 9 Блум Э.Л., Михайлов Ю.Р., Озолс Р.Я. Тепло- и массообмен в магнитном поле. Рига: Зинатне, 1980
- 10 Богданов С.П., Неапов О.Н., Курьянова А.В. Холодильная техника. Свойства веществ Справочник 3-е изд. М.: Агропромиздат, 1985
- 11 Брэдлик П.М. Теплообмен горизонтального изотермического цилиндра при естественной конвекции // ТВТ. 1983 Т. 21 № 4 С. 701—706
- 12 Валуева Е.П., Попов В.Н. Численное моделирование смешанной турбулентной конвекции при докритическом и сверхкритическом давлениях // Теплоэнергетика 1985 № 9 С. 62—65
- 13 Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
- 14 Вильяме Ф.А. Теория горения: Пер. с англ. М.: Наука, 1971
- 15 Вишнев Н.П. Влияние ориентации поверхности нагрева в гравитационном поле на кризис пузырькового кипения жидкостей // ИФЖ 1973 Т. 24 № 1 С. 59—64.
- 16 Вскипывающие адиабатные потоки // В.А. Зысина, Г.А. Баранов, В.А. Барилевич, Т.Н. Парфенюва. М.: Атомиздат, 1976.
- 17 Галли Н.М., Кырлянов П.Л. Тепло-массообмен. М.: Энергоатомиздат, 1987.
- 18 Генин Л.Г., Краснощекова Т.Е., Свиридов Е.В. Гидродинамика и теплообмен при течении электропроводной жидкости в плоском канале в поперечном магнитном поле // ТВТ 1998. Т. 36. № 3. С. 461—469.
- 19 Генин Л.Г., Краснощекова Т.Е., Петрина Л.В. Течение и теплообмен электропроводной жидкости в трубе в продольном магнитном поле // Магнитная гидродинамика 1990. № 1 С. 60—66

- 20 Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках (основы расчета) // В.И. Субботин, М.Х. Ибрагимов, П.А. Ушаков и др. М.: Атомиздат, 1975
- 21 Гимбутис Г.И. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости Вильнюс. Изд-во Моклас, 1988
- 22 Гомелаури В.И. Влияние искусственной шероховатости на конвективный теплообмен // Тр. Ин-та физики ГрузССР 1963. Т. 9. С. 3—30.
- 23 Дульнев Г.Н., Заричник Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов: Справочная книга Л. Энергия, 1974
- 24 Жукаускас А.А. Теплоотдача при поперечном омывании цилиндра // Теплопередача и тепловое моделирование. М.: Изд-во АН СССР 1959. С. 201—212.
- 25 Жукаускас А.А., Жюгжда И.П. Теплоотдача в ламинарном потоке жидкости Вильнюс: Минтис, 1969.
- 26 Жукаускас А.А., Макарянчус В., Шлянчюскас А. Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке жидкости. Вильнюс. Минтис, 1968.
- 27 Жуков А.В., Субботин В.И., Ушаков П.А. Теплообмен при продольном обтекании жидким металлом развинутых пучков стержней // Жидкие металлы М.: Атомиздат, 1967 С. 149—170.
- 28 Зарубин В.С. Инженерные методы решения задач теплопроводности. М.: Энергоатомиздат, 1983
- 29 Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением: Пер с англ М. Мир, 1975
- 30 Ид А.Дж. Свободная конвекция // Успехи теплопередачи. М. Мир, 1970 С. 9—80.
- 31 Исаичко В.П. Теплоотдача при поперечном омывании пучков труб различными жидкостями // Теплопередача и тепловое моделирование. М.: Изд-во АН СССР, 1959. С. 213—225
- 32 Исаичко В.П. Теплообмен при конденсации М.: Энергия, 1977
- 33 Исаичко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. 4-е изд. М.: Энергоиздат, 1981.
- 34 Исаичко В.П., Яковлев А.Т. Формула для расчета теплоотдачи при капельной конденсации водяного пара // Тр. МЭИ. 1965. Вып. 63. С. 117—120
- 35 Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990.
- 36 Карелю Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964
- 37 Кадельсон Б.Д., Тимофеева Ф.А. Исследование конвективного теплообмена между частицами и потоком в нестационарных условиях // Тр. ЦКТИ 1949. Вып. 12. С. 119—157
- 38 Керн Д., Краус А. Развитие поверхности теплообмена: Пер с англ. М.: Энергия, 1977.
- 39 Кипение криогенных жидкостей // Е.В. Амелистов, В.В. Клименко, Ю.М. Павлов / Под ред. В.А. Григорьева М.: Энергоатомиздат, 1995.
- 40 Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по теплогидравлическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы) / Под общ. ред. П.Л. Кириллова. М.: Энергоатомиздат, 1984
- 41 Ковалев С.А., Соловьев С.Л. Модель теплообмена при кипении жидкости на пористой поверхности // ТВТ 1984 Т. 22. № 6. С. 1166—1171
- 42 Коган М.И., Макашев Н.К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности // Изв. АН СССР Механика жидкости и газа 1971 № 6. С. 3—11
- 43 Кожевиников И.Г., Полицкий Л.А. Теплофизические свойства материалов при низких температурах: Справочник. 2-е изд. М.: Машиностроение, 1982.
- 44 Конвективная теплопередача в двухфазных и однофазных потоках / Под ред. В.М. Борншанского и И.И. Палеева М.—Л.: Госэнергоиздат, 1964
- 45 Кондратьев Г.М. Регулярный тепловой режим. М.: Гостехтеоретиздат, 1954.
- 46 Краенешков Е.А., Протопопов В.С. Экспериментальное исследование теплообмена двуокиси углерода в сверхкритической области при больших температурных напорах // ТВТ 1966. Т. 4. № 3. С. 389—398
- 47 Кржижаковский Р.Е., Штерн З.Ю. Теплофизические свойства неметаллических материалов (окислы): Справочная книга. Л.: Энергия, 1973
- 48 Кржижаковский Р.Е., Штерн З.Ю. Теплофизические свойства неметаллических материалов (карбиды) Справочная книга Л.: Энергия, 1977.
- 49 Кутателадзе С.С., Борншанский В.М. Справочник по теплопередаче М.—Л.: Госэнергоиздат, 1958.
- 50 Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1985
- 51 Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. — 5-е изд. М.: Атомиздат, 1979
- 52 Кутепов А.М., Стерман Л.С., Стюшин П.Г. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании. — 3-е изд. М.: Высшая школа, 1986.
- 53 Кэпис В.М. Конвективный тепло- и массообмен: Пер с англ. М.: Энергия, 1972.
- 54 Лябуцков Д.А. Анализ процесса испарения и конденсации // ТВТ. 1967. Т. 5. № 4. С. 647—654.
- 55 Лябуцков Д.А. Вопросы теплообмена при пузырьковом кипении жидкости // Теплоэнергетика. 1972. № 9 С. 14—19.
- 56 Лябуцков Д.А. Неравновесные эффекты при испарении и конденсации. Парожидкостные потоки Минск: Ин-т тепло- и массообмена АН БССР 1977. С. 6—33.
- 57 Лябуцков Д.А. Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров на вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах // Теплоэнергетика 1957. № 7 С. 72—80
- 58 Лябуцков Д.А., Сознев Р.И. Конденсация пара в вынужденном потоке недогретой жидкости // Тр. IV Всесоюзного совещания по тепло- и массообмену. Т. 2. Минск. Ин-т тепло- и массообмена АН БССР. 1982. С. 453—456
- 59 Лябуцков Д.А., Ягов В.В. Основы механики двухфазных систем: Учебное пособие М. МЭИ, 1977

60. Лякин Ю.В. Турбулентный пограничный слой в сверхзвуковых потоках газа. М.: Наука, 1970.
61. Леонтьев А.И. Инженерные методы расчета трения и теплообмена на произвольной поверхности // Теплоэнергетика. 1972. № 9. С. 19—24.
62. Линард (L.Jenhard J.H.), Дир (Dhir V.K.). Гидродинамический расчет максимального теплового потока при кипении в большом объеме на нагревателях конечных размеров // Теплопередача. 1973. Т. 95. № 2. С. 1—9.
63. Лыкова А.В. Теория теплопроводности. М.: Высшая школа, 1967.
64. Мак-Адамс В.Х. Теплопередача. М.: Металлургия, 1961.
65. Методы определения теплопроводности и температуропроводности // А.Г. Шашков, Г.М. Волохов, Т.И. Абраменко, В.П. Козлов. М.: Энергия, 1973.
66. Методы расчета сопряженных задач теплообмена // Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, В.В. Костюк, И.И. Берлин. М.: Машиностроение, 1983.
67. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М.: Мир, 1968.
68. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1977.
69. Мотулевич В.П. Система уравнений ламинарного пограничного слоя с учетом химической реакции и различных видов диффузии. Тепло- и массообмен в потоке несжимаемой жидкости при гетерогенных химических реакциях // Физическая газодинамика, теплообмен и термодинамика газов высоких температур. М.: Изд-во АН СССР, 1962. С. 159—180.
70. Муратова Т.М., Лабунцов Д.А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // ТВТ. 1969. Т. 7. № 5. С. 959—968.
71. Невский А.С. Лучистый теплообмен в печах и топках. М.: Металлургия, 1971.
72. Нестационарный теплообмен / В.К. Кошкин, Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер и др. М.: Машиностроение, 1973.
73. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике / В.С. Авдуевский, Б.М. Галицкий, Г.А. Глебов и др. Под общ. ред. В.С. Авдуевского, В.К. Кошкина. М.: Машиностроение, 1992.
74. Петухов Б.С., Кириллов В.В. К вопросу о теплообмене при турбулентном течении жидкости в трубах // Теплоэнергетика. 1958. № 4. С. 63.
75. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М.: Энергия, 1967.
76. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при турбулентном течении в трубах жидкостей и газов с переменными физическими свойствами // Advances in heat transfer. N.Y.: London. Academ. Press, 1970. P. 504—564.
77. Петухов Б.С., Курганов В.А., Гладуцов А.Н. Теплообмен в трубах при турбулентном течении газов с переменными свойствами // Тепло- и массоперенос. Т. 1. Ч. 2. Минск. ИТМО, 1972. С. 117.
78. Петухов Б.С., Поляков А.Ф., Росновский С.В. Новый подход к расчету теплообмена при сверхкритических давлениях теплоносителя // ТВТ. 1976. Т. 15. № 6. С. 1326.
79. Петухов Б.С., Курганов В.А., Алкудинов В.Б. Теплообмен и гидравлическое сопротивление в трубах при турбулентном течении жидкости околокритических параметров состояния // ТВТ. 1983. Т. 21. № 1. С. 92.
80. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. 2-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1986.
81. Петухов Б.С. Теплообмен в движущейся однофазной среде. М.: Издательство МЭИ, 1993.
82. Пехович А.П., Жидких В.М. Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1976.
83. Попов В.М. Теплообмен через соединения на клеях. М.: Энергия, 1974.
84. Попов В.Н., Беляев В.М., Валуев Е.П. Расчет теплоотдачи и сопротивления при турбулентном течении в круглой трубе жидкостью с различными типами зависимости физических свойств от температуры // ТВТ. 1977. Т. 15. № 6. С. 1220—1229.
85. Попов В.Н., Валуев Е.П. Теплообмен и турбулентное течение воды сверхкритических параметров состояния в круглой трубе при существенном влиянии свободной конвекции // Теплоэнергетика. 1986. № 4. С. 22—29.
86. Попов В.Н., Яньков Г.Г. Теплоотдача при ламинарной свободной конвекции около вертикальной пластины для жидкости в сверхкритической области параметров состояния // ТВТ. 1982. Т. 20. № 6. С. 1110—1118.
87. Промышленные фторорганические продукты. Справочное издание / Б.Н. Максимов, В.Г. Барабанов, И.Л. Серушкин и др. — 2-е изд. СПб.: Химия, 1996.
88. Разуванов Н.Г., Свиридов В.Г., Устинов А.В. О структуре вторичных течений в потоке жидкого металла в условиях реактора—токамака // Теплоэнергетика. 1996. № 12. С. 64—66.
89. Рекомендации по расчету кризиса теплоотдачи при кипении воды в круглых трубах. Препринт М. ИВТ РАН СССР. 1980. № 1—57.
90. Ривкин С.Л., Александров А.А. Термодинамические свойства воды и водяного пара. Справочник М.: Энергоатомиздат, 1984.
91. Скринов В.П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972.
92. Созвев Р.И. Структура, переносные свойства и теплоотдача турбулентных потоков // ТВТ. 1995. Т. 33. № 2. С. 252—259.
93. Сполдинг Д.В. Конвективный массоперенос. Пер. с англ. / Под ред. А.В. Лыкова. М.—Л.: Энергия, 1965.
94. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов / Н.В. Варгафтик, Л.П. Филиппов, А.А. Гарзианов, Е.Е. Тоцкий. М.: Энергоатомиздат, 1990.
95. Справочник химика. Т. 1. Л.: Химия, 1971.
96. Стырикович М.А., Мартынова О.И., Миропольский З.Д. Процессы генерации пара на электростанциях. М.: Энергия, 1969.

- 97 Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.
- 98 Теплообмен жидкого металла в трубе в продольном магнитном поле соленоида с учетом кощевых эффектов / Л. Г. Генин, Као Ба Нинь, Ю. А. Пахотин, В. Г. Свиридов // Магнитная гидродинамика. 1983. № 3. С. 46—52.
- 99 Теплообмен при конденсации калиевого и натриевого пара / В. И. Субботин, М. Н. Ивановский, В. П. Сорокин, Б. А. Чулков // Общие вопросы тепло- и массообмена. Минск: Наука и техника, 1966. С. 247—255.
- 100 Теплотехнический справочник. Т. 2 / Под ред. В. Р. Юренцева и П. Д. Лебедева. М.: Энергия, 1976.
- 101 Теплофизические и реологические характеристики полимеров: Справочник / Под ред. Ю. С. Липатова. Киев: Наукова думка, 1977.
- 102 Теплофизические свойства веществ / Под ред. И. Б. Варгафтика. М.—Л.: Госизнергоиздат, 1956.
- 103 Темкин А. Г. Обратные методы теплопроводности. М.: Энергия, 1973.
- 104 Теплопроводность жидкостей и газов / И. Б. Варгафтик, Л. П. Филипов, А. А. Тарзиманов, Е. Е. Тоцкий М.: Изд-во стандартов, 1978.
- 105 Теплопроводность твердых тел: Справочник / А. С. Охотин, Р. П. Боровикова, Т. В. Нечасва, А. С. Пушкарский; Под ред. А. С. Охотина. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- 106 Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. Справочник. М.: Атомиздат, 1979.
- 107 Ушаков П. А., Левченко Ю. Д. Новая формула турбулентного профиля скорости для потока жидкости в круглых трубах // Препринт ФЭИ — 561. Обнинск, 1975.
- 108 Факторович Л. М. Тепловая изоляция: Справочное руководство. Л.: Недра, 1966.
- 109 Физические свойства сталей и сплавов, применяемых в энергетике. Справочник / Под ред. Б. Е. Неймарка. М.: Энергия, 1967.
- 110 Фражк-Камецецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
- 111 Хоблер Т. Массопередача и абсорбция. Л.: Химия, 1964.
- 112 Чаят Ян-По. О некоторых возможных условиях возникновения кризиса при пузырьковом кипении // Теплопередача. 1963. Т. 85. № 2. С. 13—18.
- 113 Чердаков П. В. Теория регулярного режима. М.: Энергия, 1975.
- 114 Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. Справочник. М.: Атомиздат, 1968.
- 115 Численные методы решения задач конвекции-диффузии // А. А. Самарский, П. Н. Вабишевский и др. М.: Элиторнал УРСС, 1999.
- 116 Шевельков В. Д. Теплофизические характеристики изоляционных материалов. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1958.
- 117 Шекриладзе И. Г., Жоржолваши Г. Н. Анализ процесса пленочной конденсации движущегося пара на горизонтальном цилиндре // ИФЖ. 1973. Т. 25. № 1. С. 14—19.
- 118 Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.
- 119 Шляков Ю. П., Ганни Е. А., Царевский С. Н. Контактное термическое сопротивление. М.: Энергия, 1977.
- 120 Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1961.
- 121 Ягов В. В. Теплообмен при развитии пузырькового кипения жидкостей // Теплоэнергетика. 1988. № 2. С. 4—9.
- 122 Ягов В. В. Физическая модель и расчетное соотношение для критических тепловых нагрузок при пузырьковом кипении жидкостей в большом объеме // Теплоэнергетика. 1988. № 6. С. 53—59.
- 123 Ananiev E. P., Boyko L. D., Kruzhilin G. N. Heat transfer in the presence of steam condensation in a horizontal tube // Int. Developments in Heat Transfer. 1961. Pt. II. P. 290.
- 124 Chemical Engineers Handbook // Ed. by Perry I. H. N.-Y., 1950.
- 125 Gardner R. A., Lykoudis P. S. Magneto-fluid-mechanic pipe flow in a transfer magnetic field. Part 2. Heat transfer // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 48. № 1. P. 129—141.
- 126 Gnielinski V. Neue Gleichungen für den Wärme- und stoffübergang in turbulent durchströmten Röhren und Kanälen // Forsch. Vng. 1975. Bd. 41. № 1. S. 8.
- 127 Klimentko V. V. A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer // Int. J. Heat Mass Transfer. 1988. Vol. 31. № 3. P. 541—552.
- 128 Klimentko V. V. A generalized correlation for two-phase forced flow heat transfer — second assessment // Int. J. Heat Mass Transfer. 1990. Vol. 33. № 10. P. 2073—2088.
- 129 Klimentko V. V., Fedorov M. V. Prediction of heat transfer for two-phase forced flow in channels of different orientation // Proceedings of the Ninth International Heat Transfer Conference, Jerusalem, 1990. Vol. 6. P. 65—70.
- 130 Labuntsov D. A., Smirnov S. I. Heat transfer in condensation of liquid metal vapour // Proc. of Third. Int. Heat Transfer Conf. USA, 1966. Paper 76. P. 329—336.
- 131 Labuntsov D. A., Kryukov A. P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1979. Vol. 22. P. 989—1002.
- 132 Markoczy G. Konvektive Wärmeübertragung in langsamströmten stabündeln bei turbulenter strömung. — Wärme — und stoffübertrag. 1972. Bd. 5. № 4. S. 204—212.
- 133 Moffat R. J., Kays W. M. The turbulent boundary layer on porous plate: experimental heat transfer with uniform flowing and suction // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1968. Vol. 11. P. 1547.
- 134 Handbook of heat transfer. N. Y. McGraw-Hill Book Company, 1973.
- 135 Reichardt H. Vollständige Darstellung turbulenter Geschwindigkeitsverteilung in glatten leitungen // Z. Angew. Math. und Mech. 1951. № 7. S. 129.
- 136 Sun K. H., Lienhard J. H. The peak pool boiling heat flux on horizontal cylinders // Int. J. of Heat and Mass Transfer. 1970. Vol. 13. P. 1425—1439.

# ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ, ГАЗИФИКАЦИИ И ПИРОЛИЗА ТОПЛИВА

## 4.1. ХАРАКТЕРИСТИКА ТОПЛИВ

### 4.1.1. ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ТОПЛИВ

*Топливо* — горючее вещество, выделяющее в результате физико-химических превращений энергию, которая может быть технически эффективно использована. По агрегатному состоянию топлива органического происхождения разделяются на твердые, жидкие и газовые (газообразные). По происхождению органические топлива делятся на природные (естественные) и искусственные, получаемые различными методами. К природным топливам относят каменные и бурые угли, антрацит, нефть, природный горючий газ, торф, горючие сланцы, древесину. К искусственным топливам относят горючие продукты переработки природных топлив: кокс, полукокс, брикеты угольные и коксовые, мазут, дизельное и светлос моторное жидкое топливо, генераторный, доменный и коксовый газы, жидкие синтетические топлива, промышленные, сельскохозяйственные и бытовые горючие отходы [3].

*Уголь* является твердой горючей осадочной породой, образовавшейся преимущественно из отмерших растений в результате их биохимических, физико-химических и физических изменений под действием различных природных факторов. На первой стадии превращения образовался торф, в процессе углекислотизации которого образовался *лигнит*, а затем *бурый уголь*. Приято считать, что превращение бурого угля последовательно в *каменный уголь* и далее в *антрацит* (процесс, именуемый метаморфизмом угля) произошло в земных недрах под действием повышенных температур и давления и сопровождалось изменением молекулярно-химического состава, структуры и физических свойств топлива (табл. 4.1).

К бурому (тип Б) относят угли с высшей удельной теплотой сгорания  $Q_{\text{с}}^{\text{af}}$  до 24 000 кДж/кг (5700 ккал/кг). По содержанию в них влаги (максимальной влагосмочности при пересчете на беззольное

состояние)  $W_{\text{max}}^{\text{af}}$  они делятся на три группы: 1Б — при влагосмочности более 50 %, 2Б — при влагосмочности от 30 до 50 %; 3Б — при влагосмочности менее 30 %. Группы 2Б и 3Б, в свою очередь, подразделяются на две подгруппы 2БВ, 2БФ и 3БВ, 3БФ в зависимости от преобладания в них петрографических компонентов *витринита В* или *фюзинита Ф* [3, 31].

Бурые угли характеризуются высоким выходом летучих веществ ( $V^{\text{daf}}$  более 37 %) при пересчете на сухую беззольную массу, высокой гигроскопичностью и в большинстве случаев повышенной влажностью, пониженным содержанием углерода и повышенным содержанием кислорода. При сушке на воздухе бурые угли теряют механическую прочность и растрескиваются, обладают повышенной склонностью к самовозгоранию [3].

Каменные угли и антрациты в зависимости от выхода летучих веществ  $V^{\text{daf}}$  и толщины пластического слоя (в миллиметрах) классифицируют на 10 технологических марок. Технологические марки по показателю отражения витринита делят на группы, которые, в свою очередь, по содержанию фюзинированных компонентов состоят из подгрупп (табл. 4.2).

Бурые, каменные угли и антрациты обозначают семизначным кодовым числом [10], первая и вторая цифры — соответственно класс и минимальный показатель отражения витринита; третья цифра — категория по содержанию фюзинированных компонентов, четвертая и пятая цифры — типы бурых углей по максимальной влагосмочности на беззольное состояние, каменных углей по выходу летучих веществ на сухое беззольное состояние, антрацитов по объемному выходу летучих веществ на сухое беззольное состояние, деленное на 10, шестая и седьмая цифры — подтипы бурых углей по выходу смолы полукоксувания, каменных углей — по толщине пластического слоя и индексу Рога  $R_I$  для антрацитов — по анизотропии отражения витринита  $A_R$ . Кодовый номер устанавливают для каждого

Таблица 4.1. Стадии метаморфизма угли по ГОСТ 25543-88

Показатель	Бурый	Каменный	Антрацит
Средний показатель отражения витринита $R_0$ , %	Менее 0,6	0,4—2,59	2,2 и более
Удельная теплота сгорания при пересчете на влажное беззольное состояние $Q_{\text{с}}^{\text{af}}$ , МДж/кг	Менее 24	24 и более	—
Выход летучих веществ при пересчете на сухое беззольное состояние $V^{\text{daf}}$ , %	Более 37	8 и более	Менее 8

Таблица 4.2 Классификация каменных углей и антрацита [11]

Наименование и обозначение	Группа	Подгруппа
Длиннопламенный Д	—	ДВ, ДР
Длиннопламенный Д, Г	—	ДТВ, ДТФ
Газовый Г	ГГ, 2Г	ГФ, ГВ
Газовый жирный отощенный ГЖО	ГГЖО, 2ГЖО	ГГЖОВ, ГГЖОФ
Газовый жирный ГЖ	ГГЖ, 2ГЖ	—
Жирный Ж	ГЖ, 2Ж	—
Коксовый К	ГК, 2К	ГКВ, ГКФ, 2КВ, 2КФ
Коксовый отощенный КО	ГКО, 2КО	ГКОВ, ГКОФ, 2КОВ, 2КОФ
Коксовый слабоспекающийся пегматоморфизованный КСН	—	КСНВ, КСНФ
Коксовый слабоспекающийся КС	ГКС, 2КС	ГКСВ, ГКСФ, 2КСВ, 2КСФ
Отощенный спекающийся ОС	ГОС, 2ОС	ГОСВ, ГОСФ, 2ОСВ, 2ОСФ
Тощий спекающийся ТС	—	ТСВ, ТСФ
Слабоспекающийся СС	ГСС, 2СС, 3СС	—
Тощий Т	ГТ, 2Т	ГТВ, ГТФ, 2ТВ, 2ТФ
Антрациты А	ГА, 2А, 3А	ГАВ, ГАФ, 2АВ, 2АФ, 3АВ, 3АФ

Примечание В — витринтовый уголь (антрацит), Ф — фюзинитовый уголь (антрацит)

Таблица 4.3. Классификация углей и антрацитов по крупности кусков (ГОСТ 19242-73)

Класс	Обозначение	Размер куска, мм
Плитный	П	100—200 (300 при добыче из карьера)
Крупный	К	50—100
Орех	О	25—50
Мелкий	М	13—25
Семечко	С	6—13
Штыб	Ш	0—6
Рядовой	Р	0—200 (0—300 при добыче из карьера)
Орех с мелким семечком	ОМ	13—50
Орех с мелким семечком и штыбом	ОМСШ	Менее 50
Семечко со штыбом	СШ	Менее 13

Примечания 1. Отсевом для грохоченых углей считаются куски размером менее нижнего предела, установленного для данного класса

2. Кузнечные каменные угли марки СС в зависимости от выхода летучих веществ подразделяются на ГСС ( $V^{daf} = 25—37\%$ ) и 2СС ( $V^{daf} = 17—25\%$ ). Примеры обозначения марок с учетом класса углей и антрацитов: ГССП — уголь слабоспекающийся плитный, АСШ — антрацит семечко со штыбом; ДР — уголь длиннопламенный рядовой.

угольного пласта. Например, кодовое число П13218 обозначает, уголь класса П (показатель отражения витринита  $R_0$  находится в пределах 1,10—1,19 %), категории I (содержание фюзинированных компонентов в СОК в пределах 10—19 %), типа 32 (выход летучих веществ от 32 до 34 %), подтипа 18 (толщина пластического слоя  $y = 18$  мм)

Приведенная классификация не охватывает угли, окисленные в природных условиях в период формирования угольной залежи. Окисленными углями являются каменные угли Кузнечного бассейна и первой и второй групп окисленности, сажистые (выветренные) бурые угли Канско-Ачинского бассейна и некоторые другие [12]. Окисленные угли характеризуются пониженной на 10 % (первая группа окисленности) или на 25 % (вторая группа окисленности) теплотой сгорания  $Q_6^{daf}$  при перес-

чете на сухую беззольную массу, повышенной зольностью и влажностью, частичной или полной потерей спекаемости

Бурые, каменные угли, антрацит и горючие сланцы при сортировке делят на классы по сортам в соответствии с размерами кусков (табл. 4.3). Обозначение класса (сорта) ставится после обозначения марки, например АШ (антрацит штыб), БК (бурый крупный). При смешении классов (сорт) употребляются сложные обозначения, например АСШ (антрацит семечко со штыбом). Появится сорт по международной классификации определяет качество топлива по его теплотенности. Высокозольные и влажные окисленные топлива с низкой удельной теплотой сгорания влажной беззольной массы меньше 24 МДж/кг относят к низкосортным. Расчетные характеристики для твердых топлив по данным Всероссийского теплотехнического института (ВТИ) приведены в табл. 4.4 [23, 36].

Таблица 4.4 Расчетные характеристики твердых топлив [36]

Район добычи, бассейн, месторождение	Марка угля	Класс или продукт обогащения	Состав рабочей массы топлива, %							Теплота сгорания $Q_t^r$		Зольность на сухую массу $A^d, %$	Предельные, %		Гигроскопическая влага $W_{гиг}, %$	Выход летучих веществ $V^{daf}, %$	Кoeffициент размо- лоспо- собности GrVTI	Плавокость золы, °C			
			$W_t^r$	$A^r$	Суммар- ное содер- жание $(S_0^r + S_p^r)$	$C^r$	$H^r$	$N^r$	$O^r$	МДж/кг	ккал/кг		$W_t^r$	$A^d$				$t_A$	$t_B$	$t_C$	$t_D$
Ростовская область Донецкий бассейн	А	Штыб, СШ	9.0	27.3	1,6	59.7	1.0	0,5	0,9	20.87	4985	30,0	—	35,0	3,0	4,0	1,10	1085	1250	1290	1350
	А	Штыб обогащенный	10.0	22.5	1,7	63.5	1,0	0,5	0,8	22.15	5290	25,0	—	30,0	3,0	4,0	1,20	1030	1120	1200	—
Новые месторождения: Садкинский-Северный Сулинский-2	А	Шлам	13,0	36,5	2,3	46,1	0,6	0,4	1,1	15,83	3780	42,0	18,0	45,0	3,0	5,0	—	1085	1170	1235	—
	А	—	4,9	25,7	1,9 + 0,3	64,4	1,5	—	1,3	24,87	5940	27,0	—	—	3,0	3,1	1,00	—	—	—	—
	А	—	4,5	24,8	2,3	66,9	1,0	—	0,5	23,78	5680	26,0	—	—	3,0	2,9	0,97	—	—	—	—
Подмосковный бассейн	2Б	Р	32,0	29,2	1,7 + 1,0	25,6	2,0	0,4	8,1	9,13	2180	43,0	40,0	45,0	7,5	43,0	2,10	1350	1500	1500	1700
	2Б	ОМСШ Р, ОМСШ	31,0	33,1	1,1 + 0,8	23,0	1,9	0,4	8,7	8,16	1950	48,0	37,0	50,0	7,0	55,0	—	1350	1500	> 1500	1750
Печорский бассейн, месторождения Интинское Воркутинское	Д	Р, отсев	11,5	28,8	1,7 + 0,8	44,2	2,9	1,5	8,6	16,87	4030	32,5	13,0	33,0	7,0	40,0	1,35	1050	1220	1300	1350
	Ж	Р, отсев	7,0	29,8	0,6 + 0,4	53,1	3,3	1,5	4,3	21,00	5015	32,0	9,0	35,0	2,5	33,0	1,48	1050	1240	1360	—
Урал Кизеловский бассейн	ГЖ	Р	6,0	32,0	5,3	48,6	3,5	0,6	4,0	19,68	4700	34,0	7,0	37,0	1,1	43,0	1,00	1160	1330	1380	—
	Г	Р, МСШ, пром-продукт	8,0	36,8	4,4	42,2	3,2	0,5	4,9	16,97	4040	40,0	10,0	45,0	1,2	45,0	1,00	1280	1400	1460	—
Челябинский район	2Б	Р, отсев	17,0	35,7	0,8	33,6	2,5	0,9	9,5	12,56	3000	43,0	22,0	45,0	7,0	45,0	1,30	1180	1370	1450	—

Район добычи, бассейн месторождения	Марка угля	Класс или продукт обогащения	Состав рабочей массы топлива %							Теплота сгорания $Q_r^r$		Зольность на сухую массу $A^d, %$	Пределы, %		Гигроскопическая влага $W_{гиг}, %$	Выход летучих веществ $Y^{dal}, %$	Коэффициент размножительной способности GrVTI	Плавкость золы, °C			
			$W_r^r$	$A^r$	Суммарное содержание ( $S_0^r + S_p^r$ )	$C^r$	$H^r$	$N^r$	$O^r$	МДж/кг	ккал/кг		$W_r^r$	$A^d$				$t_A$	$t_B$	$t_C$	$t_D$
Богословское	ЗБ	Р	21,0	40,3	0,2	24,4	2,0	0,5	11,6	8,42	2010	51,0	30,0	55,0	7,0	50,0	1,20	1250	1500	1500	1620
Волчанское	ЗБ	Р	21,0	34,0	0,3	28,6	2,3	0,5	13,3	10,22	2440	43,0	30,0	44,5	9,0	49,0	1,20	1180	1460	1500	1680
Бабанское	ИБ	Р	56,0	10,1	0,9	23,2	2,1	0,2	7,5	8,10	1935	23,0	59,0	25,0	10,0	65,0	1,70	1160	1270	1340	1540
Тюльганское	ИБ	Р	52,0	14,4	0,4	22,2	2,1	0,3	8,6	7,45	1780	30,0	55,0	33,0	8,5	65,5	1,25	1180	1330	1410	—
<i>Кемеровская область</i>																					
<i>Кузнецкий бассейн</i>																					
шахты	Д	Р, СШ	11,5	15,9	0,4	56,4	4,0	1,9	9,9	21,90	5230	18,0	13,0	23,0	4,5	40,5	1,10	1160	1310	1440	1400
	Г	Р, СШ	8,5	16,9	0,4	60,1	4,2	2,0	7,9	23,57	5630	11,0	22,0	18,5	3,0	39,5	1,20	1170	1300	1390	1400
	Г	Пром-продукт	13,0	28,7	0,6	46,6	3,4	1,8	5,9	18,09	4320	33,0	15,0	40,0	2,9	41,5	1,45	1170	1270	1340	—
	Г	Шлам	21,5	10,2	0,5	54,3	3,9	1,6	8,0	20,98	5010	13,0	25,0	15,0	3,1	40,5	—	1110	1180	1220	1450
	1СС	Р, СШ	9,0	18,2	0,4	60,8	3,6	1,5	6,5	23,40	5590	20,0	12,0	30,0	3,0	31,0	1,10	1190	1370	1440	—
	2СС	Р, СШ	8,5	16,5	0,4	66,0	3,5	1,6	3,5	25,33	6050	18,0	12,0	30,0	1,8	20,0	1,50	1190	1370	1460	—
	Т	Р, СШ	7,0	14,6	0,5	70,2	3,0	1,7	3,0	25,12	6000	20,0	10,0	25,0	1,8	12,5	1,40	1220	1350	1410	—
угольные разрезы	Д	Р	12,5	15,3	0,4	55,9	3,8	1,5	10,6	21,39	5110	17,5	17,0	25,0	6,0	40,0	1,10	1150	1290	1380	1400
	Д	РОКИ	18,0	17,2	0,4	48,3	3,2	1,4	11,5	18,00	4300	21,0	23,0	26,0	8,5	41,0	1,10	1140	1290	1380	—
	Г	Р	9,0	17,3	0,4	59,4	4,1	1,8	8,0	23,11	5520	19,0	12,5	25,0	3,7	38,5	1,12	1200	1380	1450	1550
	Г	РОКИ	12,5	18,8	0,4	53,9	3,6	1,6	9,2	20,64	4930	21,5	16,0	25,0	5,0	39,5	1,20	1180	1370	1440	1560
	Г	РОКИ	19,5	20,1	0,3	44,5	2,7	1,4	11,5	16,33	3900	25,0	27,0	27,5	8,5	41,5	1,30	1150	1270	1330	1400
	1СС	Р, СШ	9,5	12,7	0,5	65,0	3,7	1,6	7,0	24,87	5940	14,0	12,0	17,0	2,9	30,0	1,16	1210	1340	1390	—
	1СС	РОКИ	10,5	14,8	0,4	61,4	3,4	1,5	8,0	23,11	5520	16,5	15,0	18,0	3,2	33,5	1,36	1190	1340	1410	—
	2СС	Р	7,0	15,3	0,5	68,0	3,7	1,7	3,8	26,04	6220	16,5	12,0	20,0	1,9	20,0	1,57	1230	1480	> 1500	1610
	2СС	РОКИ	12,0	18,5	0,3	59,1	2,9	1,5	5,7	22,19	5300	21,0	17,0	27,0	4,0	21,5	1,70	1230	1410	1460	—
	Т	Р, СШ	7,0	17,2	0,5	67,8	3,0	1,7	2,8	25,54	6100	18,5	12,0	25,0	2,1	11,5	1,48	1190	1410	1490	—
	Т	РОКИ	9,7	20,3	0,3	61,4	2,1	1,5	4,7	22,06	5270	22,5	15,0	25,0	5,9	14,0	1,53	1230	1410	> 1500	—



Район добычи, бассейн, месторождение	Марка угля	Класс или продукт обогащения	Состав рабочей массы топлива, %							Теплота сгорания $Q_r^t$		Зольность на сухую массу $A^d$ , %	Предельные %		Гигроскопическая влага $W_{гиг}$ , %	Выход летучих веществ $V_{def}$ , %	Коэффициент размо- лоспособности GrVTI	Плавкость золы °C			
			$W_r^r$	$A^r$	Суммарное содержание ( $S_0^r + S_p^r$ )	$C^r$	$H^r$	$N^r$	$O^r$	МДж/кг	ккал/кг		$W_r^r$	$A^d$				$t_A$	$t_B$	$t_C$	$t_D$
Ерунаковский разрез	Г	Р	9,0	17,3	0,4	60,1	4,2	1,9	7,1	23,28	5560	19,0	12,5	25,0	3,0	38,5	1,30	—	1480	—	—
Канско-Ачинский бассейн																					
Ирша-Бородинское	2Б	Р	33,0	7,4	0,2	42,6	3,0	0,6	13,2	15,28	3650	11,0	36,0	20,0	12,0	47,0	1,20	1180	1210	1230	1300
Назаровское	2Б	Р	39,0	7,9	0,4	37,2	2,5	0,5	12,5	12,85	3070	13,0	40,0	16,0	13,0	47,0	1,15	1200	1220	1240	1300
Березовское	2Б	Р	35,5	4,5	0,2	42,6	2,9	0,4	13,9	15,16	3620	7,0	38,0	12,0	12,0	48,0	1,30	1270	1290	1310	1400
Новые месторождения:																					
Боготольское	1Б	—	44,0	6,7	0,5	34,3	2,4	0,3	11,8	11,81	2820	12,0	—	—	13,5	48,0	1,40	1150	1170	1190	1300
Абанское	2Б	—	33,5	8,0	0,4	41,5	2,9	0,6	13,1	14,74	3520	12,0	—	—	12,0	48,0	1,20	1140	1160	1180	1300
Итагское	1Б	—	40,5	6,8	0,4	36,6	2,6	0,4	12,7	12,81	3060	11,5	—	—	13,0	48,0	1,30	1200	1220	1240	1340
Барандагское	2Б	—	37,5	4,4	0,2	41,9	2,9	0,4	13,2	14,82	3540	7,0	—	—	11,5	48,0	1,40	1300	1320	1340	1400
Большесырское	3Б	—	24,0	6,1	0,2	51,7	3,6	0,6	13,8	19,05	4550	8,0	—	—	11,5	44,0	1,10	1120	1180	1200	1300
Иркутский бассейн:																					
Черемховское	Д	Р, СШ	16,0	27,7	0,9	43,3	3,2	0,9	8,0	16,20	3870	33,0	18,0	37,0	4,0	46,0	1,30	1170	1310	1430	—
Азейское	3Б	Р	25,0	16,5	0,5	42,7	3,1	0,9	11,3	15,99	3820	28,0	25,0	22,0	10,0	48,0	1,10	1200	1340	1420	—
Мугунское	3Б	Р	22,0	18,7	0,9	43,7	3,4	0,9	10,4	15,53	3710	24,0	25,0	26,0	10,5	48,0	1,12	1350	1480	> 1500	—
Минусинский бассейн:																					
Черногорское	Д	Р, СШ	14,0	21,5	0,5	49,7	3,3	1,3	9,7	18,84	4500	25,0	20,0	30,0	8,0	42,0	1,05	1190	1270	1320	1450

Район добычи, бассейн, месторождение	Марка угля	Класс или продукт обогащения	Состав рабочей массы топлива, %							Теплота сгорания $Q_r^t$		Зольность на сухую массу $A^d$ , %	Пределы, %		Гигроскопическая влага $W_{гр}$ , %	Выход летучих веществ $V^{дог}$ , %	Кoeffициент размо- лоспо- собности GrVTI	Плавкость золы, °C			
			$W_r^r$	$A^r$	Суммарное содержание ( $S_o^r + S_p^r$ )	$C^r$	$H^r$	$N^r$	$O^r$	МДж/кг	ккал/кг		$W_r^r$	$A^d$				$t_A$	$t_B$	$t_C$	$t_D$
Улугхемский бассейн, Каахемское	Г	Р	5,0	14,2	0,4	65,0	4,8	1,0	9,6	25,41	6070	15,0	7,0	18,0	2,3	46,0	1,60	1160	1220	1340	1400
<i>Бурятия</i>																					
Гусиноозерское	ЗБ	Р	26,0	18,5	0,4	39,4	2,8	0,6	12,3	14,32	3420	25,0	30,0	29,0	10,0	43,0	1,00	1150	1260	1330	1420
Никольское	Д, ДГ	Р	9,0	19,1	0,4	56,4	4,0	1,0	10,1	21,69	5180	21,0	10,0	25,0	3,5	45,0	1,10	1240	1370	1440	1350
<i>Читинская область</i>																					
Харанорское	1Б	Р	40,0	13,2	0,3	33,5	2,2	0,5	10,3	11,39	2720	22,0	42,0	30,0	12,0	44,0	1,15	1170	1270	1360	1450
Олонь-Шибирское	Д, ДГ	Р	7,5	16,7	0,5	58,3	4,1	0,8	12,1	21,01	5020	23,0	10,0	28,0	4,8	43,5	1,10	1210	1350	1430	1520
Татауровское	2Б	Р	33,0	10,7	0,2	41,1	2,8	0,7	11,5	14,69	3510	16,0	—	—	11,0	45,0	1,15	1140	1160	1180	—
Тарбагатайское	ЗБ	Р	31,5	15,4	1,8	41,4	3,0	0,9	6,0	15,78	3770	22,5	—	27,5	5,0	45,0	1,40	1100	1300	1350	—
<i>Дальний Восток</i>																					
Партизанский бассейн	Г	Р, СШ	5,5	34,0	0,4	49,8	3,2	0,8	6,3	19,38	4630	36,0	7,0	40,0	2,0	36,0	1,50	1120	> 1500	> 1500	1350
	Ж	Р	5,5	32,1	0,4	52,7	3,2	0,7	5,4	20,52	4900	34,0	7,0	40,0	1,7	31,0	1,60	1150	1400	1470	—
	Т	Р	5,0	28,5	0,5	58,8	2,7	0,7	3,8	22,19	5300	30,0	8,0	35,0	1,5	12,0	1,30	1160	1310	1370	—
	Ж, Т	Кон- центрат	6,0	21,6	0,4	61,5	3,7	0,9	5,9	23,86	5700	23,0	8,0	25,0	1,7	32,5	1,60	1150	1400	1420	—
	Г, Ж, Т	Пром- продукт	8,0	37,3	0,4	45,4	2,7	0,7	5,5	17,08	4080	40,5	10,0	43,0	1,5	30,0	1,60	1160	1400	1490	—
Угловский бассейн, Артемовское	ЗБ	Р, СШ	26,0	34,0	0,3	27,0	2,2	0,6	9,9	9,34	2230	46,0	30,0	50,0	7,0	53,0	0,95	1290	> 1500	> 1500	—
Бурейнский бассейн, Ургальское	Г	Р	10,0	31,5	0,4	46,3	3,3	0,8	7,7	17,92	4280	35,0	12,0	37,0	2,5	42,0	1,07	1200	1500	> 1500	1580

Район добычи, бассейн, месторождение	Марка угля	Класс или продукт обогащения	Состав рабочей массы топлива, %							Теплота сгорания $Q_r^r$		Зольность на сухую массу $A^d, %$	Предельные, %		Гигроскопическая влага $W_{гг}, %$	Выход летучих веществ $V_{ду}, %$	Коэффициент размножительности $GrVTI$	Плавкость золы, °C			
			$W_r^r$	$A^r$	Суммарное содержание $(S_0^r + S_p^r)$	$C^r$	$H^r$	$N^r$	$O^r$	МДж/кг	ккал/кг		$W_r^r$	$A^d$				$t_A$	$t_B$	$t_C$	$t_D$
<b>Амуро-Зейский бассейн</b>																					
Райчихинское	2Б	Р. МСШ	37,0	13,9	0,3	34,9	2,1	0,5	11,3	11,72	2800	22,0	40,0	30,0	11,0	43,0	1,35	1150	1240	1340	1300
	2Б	Р. К, О	42,0	16,2	0,2	28,4	1,5	0,4	11,3	8,88	2120	28,0	45,0	30,0	12,0	45,0	1,85	1270	1430	1500	—
Ерковещкое	2Б	Р	37,5	13,1	0,3	34,5	2,2	0,5	11,9	11,51	2750	21,0	42,0	26,0	10,7	44,5	1,44	1140	1230	1320	—
<b>Месторождения</b>																					
Павловское	1Б	Р. СШ	38,5	21,5	0,4	26,4	2,4	0,3	10,5	9,50	2270	35,0	42,0	40,0	10,0	59,0	1,05	1180	1450	> 1500	—
Бикинское	1Б	Р	38,0	28,5	0,2	22,2	1,8	0,6	8,7	6,32	1510	46,0	45,0	47,0	10,0	60,0	1,15	1240	1450	> 1500	—
Липовещкое	Д	Р	10,5	37,6	0,4	39,4	3,1	0,4	8,6	14,74	3520	42,0	12,0	45,0	3,5	51,5	1,20	1450	> 1500	> 1500	—
<b>Якутия</b>																					
Нерюнринское	ЗСС	Р	10,0	16,2	0,2	63,0	3,2	0,7	6,7	24,53	5860	18,0	13,0	23,0	3,5	20,0	2,05	1240	1340	1440	1600
<b>Магаданская область</b>																					
Аркагалинское (открытые разработки)	Д	Р	17,0	17,4	0,3	48,9	3,3	0,7	12,4	18,00	4300	21,0	22,0	23,0	10,5	41,0	1,1	1120	1220	1360	1400
Аркагалинское (подземные разработки)	Д	Р. СШ	16,0	14,3	0,3	52,3	3,6	0,8	12,7	19,43	4640	17,0	20,0	20,0	9,0	40,0	1,1	1060	1180	1260	—
<b>Южный Сахалин</b>																					
	ЗБ	Р. СШ	20,0	25,6	0,5	39,4	3,0	1,1	10,4	15,03	3590	32,0	25,0	38,0	10,0	48,0	1,0	1250	1480	> 1500	—
	Г	Р. СШ	10,5	19,7	0,3	56,5	4,2	1,4	7,4	22,23	5310	22,0	12,5	25,0	3,0	42,0	1,35	1110	1400	1460	—
	Д	Р. СШ	11,0	24,0	0,3	49,4	3,8	1,1	10,4	19,55	4670	27,0	15,0	30,0	4,0	49,0	1,1	1180	1310	1440	—
Росторф	Фре-зер-ный торф	—	50,0	6,3	0,1	24,7	2,6	1,1	15,2	8,12	1940	12,5	52,0	23,0	11,0	70,0	—	1140	1280	1350	1350
<b>Казахстан</b>																					
Экибастузский бассейн	Уголь СС	Р	6,0	40,4	0,5	42,5	2,8	0,9	6,9	16,12	3850	43,0	—	48,0	2,2	25,0	1,35	1270	> 1500	> 1500	—

Основной вид *газового* (газообразного) топлива — природный горючий газ, извлекаемый из газоносных пластов земных недр [7]. В значительных количествах горючие газы содержит добываемая и в недр нефть (попутные газы нефтяной добычи). Природный газ (табл. 4.5) состоит в основном из метана, а также в меньшей степени из его гомологов (этана, пропана, бутана, пентана и др.). В нем присутствуют также водород, диоксид углерода, сероводород, азот, инертные газы (табл. 4.6). В качестве газового топлива используются также искусственные газы, получаемые специально или являющиеся побочным продуктом основного производства, например коксовый, доменный газ и др.

Основным видом *жидкого* котельного топлива является мазут — остаточный продукт переработки нефти, смешанный до определяемых стандартом кондиций с нефтяными фракциями. В зависимости от вязкости мазута при заданной температуре его подразделяют на легкое топливо (флотский мазут марок Ф5 и Ф12), среднее (гопочный мазут марки М40) и тяжелое (топочный мазут марки М100). Мазут марки Ф5 содержит 60—70 % мазута, получаемого при прямой перегонке малосернистой нефти, 10—12 % газойля и 20—30 % крекинг-остатков. Топочный мазут (табл. 4.7) состоит в основном из тяжелых крекинг-остатков либо представляет собой смесь крекинг-остатков с мазутом, получаемым в процессе прямой перегонки нефти. Флотские мазуты предназначены в основном для судовых котельных установок. Мазут марки М40 сжигают как в промышленных, так и в энергетических котлах ТЭС, мазут марки М100 сжигают преимущественно на электрических станциях [4, 9].

По содержанию серы мазут подразделяют (ГОСТ 10.595) на низкосернистый ( $S^r \leq 0,5\%$ ), малосернистый ( $0,5 < S^r \leq 1,0\%$ ), сернистый ( $1,0 < S^r \leq 2,0\%$ ) и высокосернистый ( $S^r > 2,0\%$ ). Предельная зольность малозольного (зольного) мазута следующая:

Мазут.....	M40	M100
Предельная зольность, %	0,04 (0,12)	0,05 (0,14)

Данные по добыче топлив и их потреблению приведены в разд. 1 книги I

#### 4.1.2. СОСТАВ ТОПЛИВ

Все виды природных топлив состоят из *горючей* и *негорючей* части (балласта). Горючая часть топлива состоит из сложных органических соединений углерода, водорода, кислорода, серы и азота, кото-

рые претерпевают изменения в течение длительною времени в зависимости от внешних условий (температуры, давления, каталитического и иного воздействия горных пород и других факторов) [3].

*Балласт* — это негорючие минеральные вещества, превращающиеся при горении в золу, и вода (влага) топлива.

Углерод С является обычно основным горючим элементом природного топлива. Его содержание в расчете на сухую беззольную массу в процессах углефикации возрастает примерно от 50 % в древесном топливе до 95 % в антраците.

Водород Н по расходуемому тепловыделению занимает второе место; при его горении (окислении) образуется вода. Содержание водорода в твердом топливе обычно невелико (5—6 %), а в антраците оно снижается до 2 %.

Кислород О, входя в органическую структуру топлива, как бы окисляет ее определенную часть и в этой связи является своего рода внутренним балластом топлива. Его много в древесине (40—43 %), но в процессах углефикации содержание кислорода в топливе непрерывно снижается (до 2 % в антраците).

Сера S в твердом топливе обычно присутствует в трех видах соединений: *органических*  $S_{ор}$ , *пиритных* (*сульфидных*)  $S_p$  и *сульфатных*  $SSO_4$ .

В первых двух соединениях сера четырехвалентная и может гореть (окисляться), в третьем соединении она шестивалентная и в горении топлива не участвует. В связи с этим серу в твердом топливе подразделяют на горючую ( $S_{ор} + S_p$ ) и негорючую  $SSO_4$ .

Сера в жидком топливе входит в состав *сероорганических* соединений (меркаптанов, сульфидов, тиофенов и др.), сероводорода или содержится в свободном виде. Все соединения серы в жидком топливе участвуют в процессе горения. Сера в газовом топливе находится в основном в виде сероводорода. В искусственных горючих газах она может быть также в виде сероуглерода  $CS_2$  или серооксида углерода.

Азот N в твердом и жидком топливе входит в состав органических соединений и подобно кислороду является внутренним балластом топлива. В газовом топливе азот может содержаться в молекулярной форме  $N_2$ .

Основными золообразующими минеральными веществами твердого топлива являются кварц  $SiO_2$ ; глинистые соединения (каолинит, гидрослюда), карбонаты (кальцит, доломит, магнезит); сульфиды (пирит, марказит), оксиды и гидроксиды железа, кремния, алюминия [15].

Зола и шлак, образующиеся при сжигании углей на ТЭС, состоят из следующих компонентов. При сжигании углей с кислым составом золы — из золообразующих компонентов, прошедших

Таблица 4.5. Усредненные параметры природных горючих газов по газопроводам СНГ [36]

Газопровод	Объемная доля составляющих газа, %								$Q_r^d$ при 20 °С и 101,325 кПа		Относительная плотность при 20 °С и 101,325 кПа
	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	C <sub>6</sub>	N <sub>2</sub>	ккал/м <sup>3</sup>	МДж/м <sup>3</sup>	
Уренгой—Надым—Пунга—Ухта	0,14	98,72	0,12	0,01	< 0,01	—	—	1,0	7900	33,08	0,560
Уренгой—Ужгород	< 0,06	98,90	0,12	0,01	0,01	—	—	0,9	7910	33,12	0,560
Уренгой—Новопокров	0,08	98,90	0,13	0,01	< 0,01	—	—	0,87	7910	33,12	0,559
Уренгой—Сургут—Челябинск	0,14	98,24	0,29	0,20	0,09	0,04	—	1,0	7960	33,33	0,564
Надым—Пунга—II Тура—Екатеринбург—Челябинск	0,08	98,67	0,16	0,08	0,01	—	—	1,0	7910	33,12	0,561
Нижний Новгород—Иваново—Черновоз	0,10	98,99	0,25	0,04	0,02	—	—	0,6	7940	33,24	0,561
Бухара—Урал	0,28	94,24	3,0	0,89	0,39	0,17	0,13	0,9	8310	34,79	0,596
Средняя Азия—Центр	1,0	94,08	2,8	0,73	0,30	0,07	0,02	1,0	8170	34,21	0,596
Саратов—Москва	0,32	90,29	2,8	1,1	0,75	0,34	0,20	4,2	8160	34,16	0,624
Мострансгаз (кольцо)	0,15	96,57	1,4	0,4	0,18	0,07	0,03	1,2	8080	33,83	0,578
Оренбург—Александров-Гай	0,01	86,43	3,9	1,72	0,87	0,30	0,07	6,7	8130	34,04	0,640

Таблица 4.6. Параметры газов, входящих в состав газового топлива (ГОСТ 30319.2-96)

Газ	<i>M</i>	<i>П</i>	<i>T</i>	$V_r^0$	$V_n^0$	$Q (r=0, 101,325^{\circ} \text{кПа})$
Метан	16,04	0,717	-162	10,52 (8,52)	9,52	39,63/35,82
Этан	30,07	1,342	-89	18,16 (15,16)	16,66	69,75/63,75
Пропан	44,10	1,967	-42	25,80 (21,80)	23,30	99,30/91,30
Бутан	58,12	2,598	-0,5	33,44 (28,44)	30,93	128/118
Пентан	72,15	3,219	+36	41,08 (35,08)	38,08	158,2/146
Этилен	28,05	1,260	-104	15,28 (13,28)	14,28	63/59,07
Пропилен	42,09	1,915	-48	22,92 (19,92)	21,42	92,1/86,01
Бутилен	56,10	2,503	-6	30,56 (26,56)	28,56	121,12/113,2
Пентен	70,13	3,129	+30	38,20 (33,20)	35,70	150,8/141
Бензол	78,11	3,485	+80	35,70 (34,20)	37,20	146,1/140
Ацетилен	26,07	1,173	-84	12,40 (11,40)	11,90	58/56
Водород	2,02	0,09	-253	2,88 (1,88)	2,38	12,72/10,8
Сероводород	34,08	1,539	-60	3,38 (2,88)	2,38	25,85/23,65
Оксид углерода	28,01	1,25	-192	2,88 (2,88)	2,38	12,58/12,64
Диоксид углерода	44,01	1,977	-78	—	—	—
Азот	28,01	1,250	-196	—	—	—
Кислород	32,00	1,428	-183	—	—	—

Обозначения. *M* — молярная масса, кг/моль; *П* — плотность, кг/м<sup>3</sup>, при нормальных условиях; *T* — температура кипения, °С, при давлении 101,32 кПа;  $V_r^0$  — теоретический объем продуктов горения;  $V_n^0$  — теоретический объем воздуха, необходимый для горения м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>. *Q* — объемная теплота сгорания, МДж/м<sup>3</sup>. В скобках даны значения  $V_r^0$  для сухих продуктов горения

\* В числителе даны значения высшей, а в знаменателе — нижней теплоты сгорания.

Таблица 47 Средние показатели качества топочных мазутов, произведенных нефтеперерабатывающими предприятиями России [36]

Регион	Марка мазута	Вязкость условная при 80 °С (град. ВУ)	Массовая доля серы, %	Зольность $A^{d,}$ %	Массовая доля, %		Температура, °С		Низшая теплота сгорания в пересчете на сухое топливо. МДж/кг (ккал/кг)
					воды	механических примесей	вспышки в открытом тигле	застывания	
Центр	40	5,30—7,60	1,90—2,74	0,029—0,10	0,12—0,50	0,04—0,20	90—131	6,0—10,0	40,78—40,99 (9739—9791)
	100	9,70—14,50	1,90—2,86	0,030—0,053	0,05—0,20	0,039—0,50	110—164	15,5—25,0	40,40—40,99 (9649—9791)
Поволжье	40	2,89—7,10	0,83—2,49	0,030—0,070	сл.—0,13	0,011—0,09	105—180	3,0—25,0	39,99—41,56 (9552—9926)
	100	2,84—13,0	0,83—2,76	0,030—0,090	сл.—0,25	0,014—0,12	116—197	14,0—42,0	39,98—41,48 (9549—9908)
Урал	40	3,80—7,80	0,97—3,42	0,038—0,073	сл.—0,07	0,012—0,097	90—180	2,0—25,0	40,56—41,13 (9688—10 541)
	100	10,0—14,8	1,81—3,46	0,046—0,110	сл. 0,08	0,012—0,100	110—201	4,0—27,0	40,45—41,09 (9661—9814)
Кавказ	100	1,54	0,12	0,044	отс.	0,180	145	34,0	42,24 (10 089)
Западная Сибирь	40	2,2—5,8	1,24—1,36	0,040—0,047	сл.—0,09	0,027—0,30	116—139	7,0—17,0	40,98—41,18 (9789—9836)
	100	3,1—10,5	1,15—1,35	0,006—0,050	сл.—0,10	0,31—0,50	142—175	7,0—25,0	40,93—41,51 (9775—9915)
Восточная Сибирь и Дальний Восток	40	2,8—4,16	0,40—1,37	0,014—0,026	сл.—0,06	0,020—0,021	138—187	10,0—21,0	41,41—41,75 (9890—9973)
	100	3,4—3,5	1,48—1,55	0,012—0,020	0,07—0,08	0,010—0,017	147—163	8,0—13,0	41,36—41,39 (9879—9885)

Примечания 1. Число, обозначающее марку мазута, соответствует его кинематической вязкости при стандартных температурах

2. В таблице обозначено: сл. — следы воды; отс. — вода отсутствует

Таблица 4.8. Состояние топлива по ГОСТ 27313-95

Состояние топлива	Верхний индекс при обозначении	Характеристика топлива
Рабочее	<i>r</i>	Содержание влаги и зольность, с которой добывается, отгружается или используется топливо
Аналитическое	<i>a</i>	Подготовка пробы, которая включает размол до размеров зрелен не более 0,2 мм, и приведение в равновесие по влажосодержанию в соответствии с условиями исследования
Сухое	<i>d</i>	Без общей влаги (кроме кристаллогидратной)
Сухое беззольное (условное)	<i>daf</i>	Без влаги и минеральной массы
Влажное беззольное (условное)	<i>af</i>	Без золы, но с алажностью, равной максимальной влажосодержанию

Таблица 4.9. Масса топлива и его состав

Индекс	Углерод С	Водород Н	Кислород О	Азот N	Сера органическая S <sub>o</sub>	Сера пиритная S <sub>p</sub>	Балласт Б		
							Зола A	Влага	
								аналитическая W <sup>a</sup>	вспышная W <sup>ca</sup>
<i>o</i>	Органическая масса *								
<i>daf</i>	Сухая беззольная								
<i>d</i>	Сухая								
<i>a</i>	Аналитическая								
<i>r</i>	Рабочая (рабочее топливо)								
<i>af</i>	Влажная беззольная								

\* Более точно под органической массой понимают массу топлива без влаги и минеральной части массы *M*.

в топке высокотемпературную обработку. оксидов железа, являющихся результатом выгорания пирита и термического разложения железосодержащих минералов, ангидрита CaSO<sub>4</sub>, углерода вследствие механического недожога и жидкого шлака (при работе топки с жидким шлакоудалением); при сжигании углей с основным составом золы кроме указанных выше компонентов в ней присутствуют свободный оксид кальция и алюмосиликаты кальция. Превалирующими компонентами в кислых золах являются порообразующие (75—90%), в основных — алюмосиликаты кальция (40—60%) [37].

В соответствии с ГОСТ 27313-95 различают ряд состояний твердого топлива (табл. 4.8) в зависимости от его состава (табл. 4.9). Для пересчета состояния топлива и выхода летучих веществ при его переходе из одной массы в другую используют множители (факторы) пересчета (табл. 4.10).

При пересчете состояния твердого топлива, содержащего более 2% диоксида углерода из карбонатов в минеральном веществе (CO<sub>2</sub>)<sub>к</sub> в другое состояние к значению *A*, входящему в расчетную формулу, следует прибавить содержание (CO<sub>2</sub>)<sub>к</sub> и ввести поправку на образование сульфатов и окисление серы, входящей в состав пирита FeS<sub>2</sub>, т.е.

исправленную зольность можно будет определить по формуле

$$A_r^r = A^r - [2,5(S_A - S_{SO_4})^d + 0,375 S_p^d] \frac{100 - W^r}{100}, \quad (4.1)$$

где *S<sub>A</sub>* — массовая доля серы в золе, %, *S<sub>SO<sub>4</sub></sub>*, *S<sub>p</sub>* — массовые доли соответственно сульфатной и пиритной серы в топливе, %

При отсутствии данных о содержании сульфатов и пиритной серы в топливе выражение в квадратных скобках принимают равным 2 для углей и равным 4 для горючих сланцев.

При изменении влажности или зольности твердого или жидкого топлива пересчет его состава проводят с использованием множителя

$$\frac{100 - (W_2^r - W_1^r)}{100 - (W_1^r - A_1^r)}$$

Минеральная масса примесей в твердом топливе

$$M = A + W_A + (CO_2)_k + 0,625 S_p - 2,5(S_A - S_{SO_4}), \quad (4.2)$$

Таблица 4.10. Множители для пересчета показателей топлива

Состояние топлива	Множители для пересчета показателей топлива при его переходе в состояние топлива				
	рабочее $r$	аналитическое $a$	сухое $d$	Сухое беззольное $daf$	органической массы $o$
Рабочее $r$	1	$\frac{100 - W^a}{100 - W^r}$	$\frac{100}{100 - W^r}$	$\frac{100}{100 - (W^r + A^r)}$	$\frac{100}{100 - (W^r + M^r)}$
Аналитическое $a$	$\frac{100 - W^r}{100 - W^a}$	1	$\frac{100}{100 - W^a}$	$\frac{100}{100 - (W^a + A^a)}$	$\frac{100}{100 - (W^a + M^a)}$
Сухое $d$	$\frac{100 - W^r}{100}$	$\frac{100 - W^a}{100}$	1	$\frac{100}{100 - A^d}$	$\frac{100}{100 - M^d}$
Сухое беззольное $daf$	$\frac{100 - (W^r + A^r)}{100}$	$\frac{100 - (W^a + A^a)}{100}$	$\frac{100 - A^d}{100}$	1	$\frac{100 - A^d}{100 - M^d}$
Органическая масса $o$	$\frac{100 - (W^r + M^r)}{100}$	$\frac{100 - (W^a + M^a)}{100}$	$\frac{100 - M^d}{100}$	$\frac{100 - M^d}{100 - A^d}$	1

\*  $W^r$  — влажность топлива в рабочем состоянии

где  $A$  — массовая доля золы, образовавшейся при сгорании топлива, %;  $W_M$  — гидратная влага в топливе, определяемая по формуле

$$W_M = 0,1[A - Fe_2O_3 - 1,25 S_p - 1,27(CO_2)_k - 2,5(S_A - S_{SO_4}) - 4,25 S_{SO_4}];$$

$Fe_2O_3$  — массовая доля оксида железа в золе, %

Для оценки содержания балласта на единицу нижней теплоты сгорания топлива используют следующие его *приведенные* характеристики, кг·%/МДж приведенная влага  $W_{пр}^r = W^r / Q_i^r$ ;

приведенная зольность  $A_{пр}^r = A^r / Q_i^r$ ; приведенная сернистость  $S_{пр}^r = S^r / Q_i^r$ .

#### 4.1.3. ТЕПЛОТА СГОРАНИЯ ТОПЛИВА

Теплоценность топлива выражают через *низшую и высшую, удельную и объемную* теплоту сгорания. Низшая теплота сгорания меньше высшей на количество теплоты, которая затрачивается на нагрев и испарение воды, образовавшейся при сгорании топлива, а также влаги, содержащейся в нем.

Удельную теплоту сгорания твердого и жидкого топлива, кДж/кг, принимают по результатам calorиметрического определения. Менее точно она может быть рассчитана исходя из состава топлива [3].

Объемную теплоту сгорания газового топлива, кДж/м<sup>3</sup>, определяют экспериментально в calorиметрической бомбе или в газовом calorиметре, а также рассчитывают по составу топлива [8].

Удельная теплота сгорания горючих элементов, вошедших в состав топлива, МДж/кг, приведена ниже.

Углерод . . . . .	33
Водород при образовании водяного пара . . . . .	120
Воды . . . . .	142
Сера . . . . .	9,05

Высшая удельная теплота сгорания твердого и жидкого топлива, кДж/кг,

$$Q_v = Q_6 - (94,2 S_r + \alpha Q_6),$$

где  $Q_6$  — количество теплоты, выделяемое единицей массы топлива при его сгорании в заданных условиях в calorиметрической бомбе, кДж/кг;  $S_r$  — массовая доля горючей серы, %;  $\alpha$  — доля теплоты сгорания от  $Q_6$ , разная для различных топлив [3].

Выражение в скобках — поправка на тепловыделение при образовании серной и азотной кислот. Так как количество окислившегося азота в бомбе точно установить невозможно, тепловыделение при образовании азотной кислоты определяется в долях  $Q_6$ . При этом коэффициент  $\alpha$  принимается равным 0,001 для тощих углей и антрацитов и 0,0015 для остальных углей и горючих сланцев.

При расчете значения  $Q_v$  горючих сланцев, содержащих более 2 % диоксида углерода, образующегося из карбонатов, учитывается теплота, расходуемая на их разложение,

$$Q_v = Q_6 - [94,2 S_r + \alpha Q_6 + 40,6(CO_2)_k] \quad (4.3)$$

Пересчет высшей удельной теплоты сгорания для различных состояний топлив проводят по формулам, приведенным в табл. 4.11. Низшую удель-



ную теплоту сгорания топлива определяют в зависимости от его состояния по формулам.

Состояние топлива:

$$\text{рабочее} \quad Q_i^r = Q_i^f - 24,42(W_i^r + 8,9411^r)$$

$$\text{аналитическое} \quad Q_i^a = Q_i^a - 24,42(W_i^a + 8,94H_i^a)$$

$$\text{сухое} \quad Q_i^d = Q_i^d - 8,94 \cdot 24,42H_i^d$$

$$\text{сухое беззольное} \quad Q_i^{daf} = Q_i^{daf} - 8,94 \cdot 24,42H_i^{daf}$$

$$\text{органическая масса} \quad Q_i^o = Q_i^o - 8,94 \cdot 24,4211^o$$

Пересчет нижней удельной теплоты сгорания топлива при его переходе из одного состояния в другое проводят по формулам, приведенным в табл. 4.11 и 4.12

Высшую удельную теплоту сгорания, кДж/кг, в пересчете на рабочее состояние топлива известного состава можно определить по формуле Менделеева

$$Q_i^v = 4,1868[81C^r + 300H^r - 26(O^r - S^r)] \quad (4.4)$$

Разность между рассчитанной по формуле Менделеева и определенной экспериментально удельной теплотой сгорания в большинстве случаев не превышает 200 кДж/кг.

Таблица 4.11. Формулы пересчета высшей и нижней теплоты сгорания топлива при разных его состояниях [31]

Состояние топлива	Пересчет в состоянии топлива	Расчетная формула
Беззольное сухое	Влажное беззольное	$Q_{\Delta}^{af} = Q_{\Delta}^{daf} \frac{100 - W_{\max}}{100}$ , где $W_{\max}$ — максимальное равновесное состояние влаги в топливе
Влажное $W_{i1}^r$	Влажное $W_{i2}^r$	$Q_{i2}^r = \frac{100 - W_{i2}^r}{100 - W_{i1}^r} \left( Q_{i1}^r + 24,42 W_{i1}^r \right) - 2$
Беззольное сухое: с учетом теплоты реакций в минеральных примесях топлива и диоксида углерода из карбонатов более 2 %	Органической массы	$Q_i^o = \frac{Q_i^{daf} (100 - A^d) - 130S_p^d + 40,6(CO_2)_m^d + 40W_m^d}{100 - M^d}$ , где $W_M^d$ — массовая доля гидратной воды, %, $M^d$ — массовая доля минеральных примесей, %
с учетом теплоты сгорания горючей массы	Беззольное сухое	$Q_i^r = Q_i^{daf} \frac{100 - (W_i^r + A^r)}{100} - 24,42 W_i^r$
с учетом теплоты сгорания органической массы и содержания минеральных примесей $M^r$	То же	$Q_i^r = Q_i^o \frac{100 - W_i^r - M^r}{100} - 24,42 (W_i^r - W_M^r)$

Таблица 4.12. Формулы пересчета нижней удельной теплоты сгорания топлива при его переходе из одного состояния в другое [31]

Состояние топлива	Пересчет в состоянии топлива				
	рабочее $r$	аналитическое $a$	сухое $d$	сухое беззольное $daf$	органическая масса $o$
Рабочее	1	$\frac{100 - W_i^a}{100 - W_i^r} (Q_i^r + 24,42 W_i^r) - 24,42 W_i^a$	$\frac{100(Q_i^r + 24,42 W_i^r)}{100 - W_i^r}$	$\frac{100(Q_i^r + 24,42 W_i^r)}{100 - (W_i^r + A^r)}$	$\frac{100(Q_i^r + 24,42 W_i^r)}{100 - (W_i^r + M^r)}$
Аналитическое	$\frac{100 - W_i^r}{100 - W_i^a} (Q_i^a + 24,42 W_i^r) - 24,42 W_i^r$	1	$\frac{100(Q_i^a + 24,42 W_i^a)}{100 - W_i^a}$	$\frac{100(Q_i^a + 24,42 W_i^a)}{100 - (W_i^a + A^a)}$	$\frac{100(Q_i^a + 24,42 W_i^a)}{100 - (W_i^a + M^a)}$

Объемная высшая и низшая теплота сгорания сухих горючих газов известного состава определяется по формуле, кДж/м<sup>3</sup>,

$$Q^d = \sum_{i=1}^k Q_i^d x_i,$$

где  $Q_i^d$  — теплота сгорания (высшая и низшая)  $i$ -го компонента газа,  $x_i$  — объемная доля  $i$ -го горючего компонента в газе.

#### 4.1.4. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОПЛИВА

Теплоемкость топлива, зависящая от степени метаморфизма, содержания влаги и зольности, с увеличением влажности линейно возрастает. Наличие минеральных примесей несколько снижает удельную теплоемкость угля вследствие того, что удельная теплоемкость золы среднего состава не превышает 0,796 кДж/(кг·К). Однако при зольности угля менее 12 % влияние ее на теплоемкость не превышает 2 %. Удельная теплоемкость твердого топлива с достаточной точностью может быть определена как сумма удельных теплоемкостей его составных частей

$$c_T = c_0^r \frac{B_0^r}{100} + c_A^r \frac{A^r}{100} + c_W^r \frac{W^r}{100}, \quad (4.5)$$

где  $B_0^r$ ,  $A^r$ ,  $W^r$  — массовая доля соответственно органической массы, золы и влаги в рабочем топливе,  $c_0^r$ ,  $c_A^r$ ,  $c_W^r$  — удельные теплоемкости его компонентов, кДж/(кг·К).

При температуре 280—673 К удельная теплоемкость бурых и каменных углей, торфа, антрацита, древесины в пересчете на сухое беззольное состояние определяется по формуле

$$c_0^d = 0,83(1 + 0,08V^d) \left[ 1 + 0,2 \frac{T-273}{100} - \right.$$

$$\left. - 0,0033 \left( \frac{T-273}{100} \right)^3 \right],$$

где  $T$  — температура, К,  $V^d$  — выход летучих веществ на сухую массу топлива, %.

Средняя удельная теплоемкость беззольной массы угля при температуре 673—1400 К

$$c_{673-1400} = c_{673} + 0,00473(T-673)^{0,726},$$

где  $c_{673}$  — средняя удельная теплоемкость угля при температуре  $T = 673$  К, определяемая по  $c_n^d$

Удельная теплоемкость золы в диапазоне температур 273—1473 К

$$c_A = 0,78 + 0,00226(T-273)^{0,66}.$$

Теплопроводность угля определяется теплопроводностью его горючих компонентов, зольностью, влажностью, а также температурой. В зависимости от зольности теплопроводность, Вт/(м·К),

$$\lambda_0^d = \lambda_0 \exp \left( 1,95 \frac{A^d}{100} \right), \quad (4.6)$$

где  $\lambda_0 = 0,18—0,23$  Вт/(м·К) для разных углей.

Теплопроводность угля в пересчете на сухое состояние зависит от температуры

$$\lambda^d = \lambda_0^d + 2,44 \cdot 10^{-6} (T-273)^{1,7};$$

теплопроводность влажной массы

$$\lambda = \lambda^d + k_W W,$$

где  $k_W$  — постоянный множитель [3].

Температуропроводность кусков топлива, м<sup>2</sup>·К/с

$$a = \lambda / \rho c,$$

где  $\rho$  — плотность топлива, кг/м<sup>3</sup>;  $c$  — теплоемкость, кДж/(кг·К),  $\lambda$  — теплопроводность, Вт/(м·К)

Теплофизические свойства некоторых углей приведены в табл. 4.13.

Таблица 4.13 Основные теплофизические свойства некоторых углей [31]

Параметр	Каменный уголь				Бурый уголь
	ингвильский Д	кузнецкий Г	воркутинский	черемховский	азейский
Влажность образцов $W^a$ , %	3,5—6,5	3,5—6,0	2,5—3,0	10—11	13—14
Зольность в пересчете на сухое состояние $A^d$ , %	2,2—8,8	3,1—5,0	4,0—5,0	8,0—9,0	3,0—4,0
Выход летучих $V^{d,d}$ , %	От 41 до 29,6	От 43,6 до 40,0	От 40,1 до 35	От 42 до 41	От 43 до 44
Плотность кажущаяся $\rho_k$ , кг/м <sup>3</sup>	1240—1320	1240—1265	1250—1265	1198—1210	1109—1121
Температуропроводность при температуре 298—573 К $a$ , $10^7$ м <sup>2</sup> /с	1,386—1,467	1,317—1,323	1,418—1,472	1,203—1,236	1,200—1,233
Удельная теплоемкость в том же диапазоне температур $c$ , кДж/(кг·К)	1,192—1,097	1,230—1,201	1,180—1,142	1,452—1,472	1,555—1,576
Теплопроводность при температуре 298—573 К $\lambda$ , Вт/(м·К)	0,205—0,215	0,201—0,202	0,209—0,213	0,209—0,220	0,207—0,218

#### 4.1.5. ВОДОУГОЛЬНОЕ ТОПЛИВО

Приготовление водоугольного топлива. Водоугольное топливо (ВУТ) представляет собой суспензию тонкоразмолотого угля в воде или в водном растворе, в том числе в сточных водах, например сбросах электростанций. Для стабилизации суспензии (предотвращения ее расслоения) к ней в ряде случаев добавляют стабилизирующую присадку в количестве 0,5–1,5 %. Для приготовления ВУТ пригодны любые угли — от бурого до каменного и антрацита. Технологию приготовления ВУТ включает в себя дробление угля и последующий двухстадийный мокрый размол его под давлением до 9,8 МПа (100 кг/см<sup>2</sup>). При повышенной зольности (более 10 %) возможно удаление части минеральных примесей флотационным методом. Гранулометрический состав частиц угля должен быть хорошо выдержан по классам крупности, что гарантирует стабильность ВУТ в течение длительного времени (до 1 мес при хранении). Возможно приготовление ВУТ с зольностью менее 2 %, такое ВУТ может заменять топочный мазут. При этом ВУТ можно рассматривать как экологически чистое топливо — ЭКОВУТ и сжигать его на городских ТЭЦ взамен газа или мазута.

Приготовленное таким образом ЭКОВУТ — не просто смесь угля и воды, а жидкий электролит, в котором частицы угля находятся в коллоидной форме и имеют электростатический заряд, при определенном значении препятствующий их коагуляции.

Вязкость ВУТ. Рассматривая ВУТ как псевдопластическую жидкость, ее вязкость характеризуют эффективной динамической вязкостью (условной кажущейся динамической вязкостью)  $\mu = \tau/\dot{\gamma}$ , где  $\tau$  — напряжение сдвига, Па,  $\dot{\gamma}$  — скорость сдвига, с<sup>-1</sup> [31].

Теплота сгорания ВУТ определяется теплотой сгорания исходного топлива  $Q_{i, \text{ВУТ}}^r$ , влажностью суспензии, а также количеством и свойствами химической добавки и рассчитывается по формуле

$$Q_{i, \text{ВУТ}}^r = (Q_i^r + 0,0251 W_{\text{ВУТ}}^r) \frac{100 - W_{\text{ВУТ}}^r - A_{\text{ВУТ}}^r}{100 - W^r - A^r} - 0,025 W_{\text{ВУТ}}^r + Q_{i, \text{х.д.}}^r \alpha_{\text{х.д.}}$$

где  $W^r$  и  $W_{\text{ВУТ}}^r$  — соответственно влажность исходного топлива и влажность ВУТ, %;  $A^r$ ,  $A_{\text{ВУТ}}^r$  — зольности рабочей массы исходного топлива и ВУТ, %;  $Q_{i, \text{х.д.}}^r$  — удельная теплота сгорания химической добавки, МДж/кг;  $\alpha_{\text{х.д.}}$  — массовая доля химической добавки в рабочей массе ВУТ, %.

Стабильность свойств ВУТ. Под стабильностью свойств ВУТ подразумевается постоянство вязкости, гранулометрического состава и концентрации твердых частиц во времени в процессе хранения. Установлено, что при хранении ВУТ с массовой долей угля  $C_T$  в псм 64—65 % его динамическая вязкость в течение первых 5—7 сут возрастает на 30—40 %, а затем стабилизируется и может не изменяться в течение 30 сут, а при хранении ВУТ с  $C_T = 57$ —58 % вязкость увеличивается в 2 раза и более.

Параметры ВУТ из кузнечного каменного угля марки Д, подаваемого по углепроводу Белово—Новосибирск, следующие:

Массовая доля угля в ВУТ, %	61—64
Эффективная динамическая вязкость при $t = 20$ °С и скорости сдвига $11 \text{ с}^{-1}$ , МПа·с	800
Стабильность свойств, сут, не менее	30
Низшая теплота сгорания, МДж/кг	14,66
Размеры частиц угля в ВУТ, мкм	0—350
Массовая доля частиц, размером более 250 мкм, % не более	5
Средняя зольность на сухую массу, %	12
Предельная зольность, %	14

Одно из важнейших достоинств ВУТ — возможность транспортирования его по трубопроводам, что намного дешевле транспортирования угля по железной дороге.

Механизм горения ВУТ отличен от механизма горения твердого или жидкого топлива. Все процессы горения идут в диффузионной области, так как размеры частиц весьма малы. При горении ВУТ практически не образуется сажи, полнораматических углеводородов, в том числе опасного бенз(а)пирена, и мало летучей золы. Так как сжигание ВУТ можно вести при очень малых избытках кислорода ( $\alpha_r \leq 1,05$ ), существенно снижается количество образующихся оксидов азота по сравнению со сжиганием угольной пыли. Сжигание ВУТ не сопровождается появлением химического недожога  $q_3$ , а механический недожог  $q_4$  значительно ниже, чем при сжигании угольной пыли.

В настоящее время ВУТ широко применяется в ряде стран (США, Китае, Японии). Стоимость ВУТ в среднем на 10—30 % выше стоимости угля, из которого оно получается, но на 30—50 % ниже стоимости мазута и на 20—40 % ниже стоимости 1 т условного топлива.

## 4.2. ГОРЕНИЕ ТОПЛИВА

### 4.2.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

В широком смысле под горением понимают быстротекучие химические реакции взаимодействия одного вещества (топлива) с другим

(окислителем), сопровождающиеся выделением теплоты и света [34]. В узком смысле слова горение представляет собой реакции взаимодействия кислорода с топливом при полном окислении его составляющих [17].

Процессы горения принято разделять на три основных группы

1) горение газообразных топлив — гомогенное горение (системы газ + газ),

2) горение твердых и жидких топлив — гетерогенное горение (системы твердое топливо + газ или жидкость + газ);

3) горение взрывчатых веществ — конденсированные системы.

По организации процесса горения выделяют два направления:

горение предварительно перемешанных гомогенных смесей топлива и окислителя, при котором основные показатели процесса определяются химической кинетикой,

горение с раздельной подачей топлива и окислителя в камеру сгорания, при котором основные показатели процесса определяются диффузионными свойствами газов и законами перемешивания.

Существует несколько видов технологических процессов диффузионного сжигания различных топлив:

1. Сжигание в неподвижном слое топлива (слоевое сжигание) крупнокускового твердого топлива  $d_{\text{усл}} > 3$  мм. В этом случае вес частиц топлива должен быть существенно больше сил аэродинамического сопротивления набегающему потоку окислителя:

$$m_{\text{T}}g = (k\rho_{\text{ок}}W_{\text{ок}}^2)/2,$$

где  $m_{\text{T}}$  — масса частицы топлива;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\rho_{\text{ок}}$  — плотность окислителя;  $W_{\text{ок}}$  — скорость набегающего потока;  $k$  — коэффициент аэродинамического сопротивления, зависящий от площади поперечного сечения и формы частицы.

2. Факельное сжигание — наиболее распространенный способ сжигания газообразных или мелкодисперсных частиц жидкого и твердого топлива. При этом вес жидких и твердых частиц должен быть существенно меньше сил аэродинамического сопротивления, т.е.

$$m_{\text{T}}g \ll (k\rho_{\text{ок}}W_{\text{ок}}^2)/2$$

3. Сжигание в псевдоожиженном (кипящем) слое осуществляется в том случае, когда вес частиц топлива примерно равен силам аэродинамического сопротивления набегающего потока окислителя:

$$m_{\text{T}}g = k\rho_{\text{ок}}W_{\text{ок}}^2/2.$$

и наблюдается интенсивное движение частиц по отношению к потоку при их ограниченном пе-

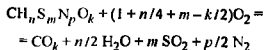
ремещении в пространстве. Слой «набухает», а частицы циркулируют в объеме вследствие разности аэродинамического сопротивления частиц при их различных ориентациях по отношению к потоку.

#### 4.2.2. РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРОЦЕССА ПОЛНОГО ГОРЕНИЯ ТОПЛИВА

Полное горение топлива — процесс, осуществляемый при коэффициентах расхода окислителя больше стехиометрического ( $\alpha > 1$ ). Неполное горение — процесс, осуществляемый при коэффициентах расхода окислителя меньше стехиометрического ( $\alpha < 1$ ) [17, 33].

К основным показателям процесса полного горения относятся теоретический (стехиометрический) и действительный расходы окислителя, теоретический и действительный выходы и состав продуктов сгорания, коэффициенты расхода окислителя. Расход окислителя и выход продуктов сгорания на 1 кг твердого и жидкого топлива (на 1 м<sup>3</sup> сухого газового топлива) определяются в кубических метрах при нормальных условиях (0 °C; 0,1013 МПа). В качестве окислителя в процессах горения обычно используют атмосферный воздух, в некоторых промышленных топливоспользующих установках — воздух, обогащенный кислородом [33].

При коэффициенте расхода окислителя больше или равном единице и при таких температурах процесса, когда влиянием диссоциации можно пренебречь, достаточно использовать уравнения материальных балансов. Интегрально реакция горения некоторой условной молекулы углеводородного топлива  $\text{C}_n\text{H}_m\text{N}_p\text{O}_k$  с минимальным необходимым количеством окислителя имеет вид:



Необходимые расчетные формулы, полученные на основании материальных балансов процессов полного горения (окисления) элементов, входящих в состав топлив, приведены в табл. 4.14

Теоретический выход продуктов сгорания 1 кг твердого и жидкого топлива (1 м<sup>3</sup> газового топлива), м<sup>3</sup>/кг (м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>),

$$v_{\text{T}}^0 = v_{\text{CO}_2} + v_{\text{SO}_2} + v_{\text{N}_2}^0 + v_{\text{H}_2\text{O}}^0$$

Для упрощения теплотехнических расчетов с учетом того, что  $v_{\text{SO}_2} \ll v_{\text{CO}_2}$ , выход сухих трехатомных продуктов сгорания суммируют:

$$v_{\text{RO}_2} = v_{\text{CO}_2} + v_{\text{SO}_2},$$

а их физические параметры принимают по характеристикам диоксида углерода (теплоемкость, теплопроводность, плотность).

Таблица 4.14 Основные формулы для расчета полного горения топлива

Искомая величина	Твердое или жидкое топливо, м <sup>3</sup> /кг	Газовое топливо, м <sup>3</sup> /м <sup>3</sup>
Теоретический расход сухого кислорода	$v_{O_2}^0 = 0,01(1,866C^r + 5,56H^r + 0,7S_{o+p}^r - 0,7O^r)$	$v_{O_2}^0 = 0,01 \left[ 0,5CO^r + 1,5H_2S^r + 0,5H_2^r + \sum \left( m + \frac{n}{2} \right) C_m H_n^r - O_2^r \right]$
Теоретический расход сухого окислителя	$v_b^0 = 100 v_{O_2}^0 / O_2^{OK}$	
Теоретический расход сухого воздуха	$v_b^0 = 0,0889(C^r + 0,265H^r + 0,375S_{o+p}^r - 0,0333O^r)$	$v_b^0 = 0,0476 \left[ 0,5CO^r + 1,5H_2S^r + 0,5H_2^r + \sum \left( m + \frac{n}{2} \right) C_m H_n^r - O_2^r \right]$
Теоретический выход компонентов продуктов сгорания	$v_{CO_2}^0 = 0,01 \cdot 1,866C^r$ $v_{SO_2}^0 = 0,01 \cdot 0,7S_{o+p}^r$ $v_{N_2}^0 = 0,01(0,8N^r + v_{ок}^0 N_2^{OK})$ $v_{H_2O}^0 = 0,111H^r + 0,0124W^r + 0,00124d_{ок} v_{ок}^0 + 1,24G_{\phi}$	$v_{RO_2}^0 = 0,01(CO_2^r + CO^r + H_2S^r + \sum m C_m H_n^r)$ $v_{N_2}^0 = 0,01(N_2^r + N_2^{OK} v_{ок}^0)$ $v_{H_2O}^0 = 0,01 \left( H_2^r + H_2S^r + \sum \frac{n}{2} C_m H_n^r \right) + 0,00124(d_r + d_{ок} v_{ок}^0)$
Действительный выход компонентов продуктов сгорания	$v_{RO_2} = v_{RO_2}^0 \cdot v_{N_2} = v_{N_2}^0 + 0,01(\alpha - 1)v_{ок}^0 N_2^{OK}$ $v_{H_2O} = v_{H_2O}^0 + 0,00124d_{ок}(\alpha - 1)v_{ок}^0$	$v_{O_2} = 0,01(\alpha - 1)v_{ок}^0 O_2^{OK}$

Обозначения  $O_2^{OK}$ ,  $N_2^{OK}$  — объемное содержание кислорода и азота в окислителе соответственно, %.  $d_r$  — влагосодержание газового топлива, г/м<sup>3</sup> сухого топлива;  $d_{ок}$  — влагосодержание окислителя, г/м<sup>3</sup> сухого окислителя;  $G_{\phi}$  — удельный расход пара на распыливание жидкого топлива (от 0,03 до 1 кг/кг в зависимости от типа форсунки);  $S_{o+p}$  — суммарное содержание серы органической и пиритной в топливе, %.

Выход продуктов полного сгорания при  $\alpha > 1$  на 1 кг твердого и жидкого топлива (1 м<sup>3</sup> газового топлива), м<sup>3</sup>/кг (м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>)

$$v_r = v_{RO_2} + v_{N_2}^0 + v_{H_2O} + (\alpha - 1)v_{ок}^0 \quad (4.7)$$

Выход водяных паров, м<sup>3</sup>/кг (м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>),

$$v_{H_2O} = v_{H_2O}^0 + 0,00124d_{ок}(\alpha - 1)v_{ок}^0$$

Объемный состав, %, продуктов полного сгорания:

$$RO_2 = \frac{v_{RO_2}}{v_r} 100, \quad H_2O = \frac{v_{H_2O}}{v_r} 100;$$

$$N_2 = \frac{v_{N_2}}{v_r} 100 = \frac{v_{N_2}^0 + 0,01(\alpha - 1)v_{ок}^0 N_2^{OK}}{v_r} 100;$$

$$O_2 = \frac{v_{O_2}}{v_r} 100 = \frac{0,01(\alpha - 1)v_{ок}^0 O_2^{OK}}{v_r} 100.$$

При использовании в качестве окислителя воздуха

$$N_2 = \frac{v_{N_2}^0 + 0,79(\alpha - 1)v_b^0}{v_r} 100;$$

$$O_2 = \frac{0,21(\alpha - 1)v_b^0}{v_r} 100.$$

Плотность продуктов сгорания, кг/м<sup>3</sup>, при наличии продуктов неполного сгорания при нормальных условиях

$$\rho_r^0 = 0,01(1,96CO_2 + 1,25N_2 + 1,43O_2 + 0,804H_2O + 1,25CO + 0,09H_2 + 0,72CH_4) \quad (4.8)$$

Массовый выход продуктов сгорания на 1 кг твердого и жидкого топлива (на 1 м<sup>3</sup> газового топлива), кг/кг (кг/м<sup>3</sup>).

$$g_r = v_r \rho_r^0.$$

Контроль процесса сгорания топлива осуществляется путем анализа состава сухих продуктов сгорания. Проверка правильности выполнения анализа состава сухих продуктов сгорания выполняется с использованием основного уравнения горения.

Основное уравнение полного горения для состава сухих продуктов сгорания топлива в азотокислородных смесях

$$(1 + \beta)RO_2 + O_2 = O_2^{OK},$$

а при наличии в продуктах сгорания CO

$$(1 + \beta)RO_2 + \left( \beta + \frac{O_2^{OK} + 0,5N_2^{OK}}{100} \right) CO + O_2 = O_2^{OK},$$

где  $\beta$  — характеристика, зависящая от состава топлива и окислителя

$$\beta = \frac{0,01}{C^r + 0,375S_{o+p}^r} \times$$

$$\times [3N_2^{OK}(H^r - 0,126O^r) + 0,429O_2^{OK}N^r]. \quad (4.9)$$

При использовании в качестве окислителя воздуха ( $O_2^{OK} = 21\%$  и  $N_2^{OK} = 79\%$ ) основные уравнения горения принимают следующий вид:

при полном горении

$$(1 + \beta)RO_2 + O_2 = 21;$$

при наличии в продуктах сгорания CO

$$(1 + \beta)RO_2 + (0,605 + \beta)CO + O_2 = 21,$$

где  $\beta$  зависит только от состава топлива:

$$\beta = 2,35 \frac{H^r - 0,126O^r + 0,038N^r}{C^r + 0,375S_{o+p}^r}$$

По известной характеристике  $\beta$  и содержанию кислорода в сухих продуктах сгорания определяют их состав [22] при использовании в качестве окислителя воздуха

$$RO_2 = \frac{21 - O_2}{1 + \beta};$$

$$N_2 = 100 - RO_2 - O_2.$$

Максимальное содержание сухих трехатомных газов в продуктах сгорания (при  $\alpha = 1$ ,  $O_2 = 0$ )

$$RO_2^{\max} = 21 / (1 + \beta). \quad (4.10)$$

При использовании в качестве окислителя азотокислородных смесей

$$RO_2 = \frac{O_2^{OK} - O_2}{1 + \beta}, \quad RO_2^{\max} = \frac{O_2^{OK}}{1 + \beta}.$$

Таблица 4.15. Значения коэффициента  $\beta$  и  $RO_2^{\max}$  для некоторых видов топлива при использовании воздуха в качестве окислителя

Топливо	$RO_2^{\max}$	$\beta$
Древесное топливо	20,4	0,03
Торф	19,6	0,073
Каменный уголь	18,7	0,12
Антрацит	20,4	0,044
Малосернистый мазут	16,5	0,272
Природный газ	11,8	0,78

В компьютерных газоанализаторах величины  $RO_2^{\max}$  и  $\beta$  используются для определения  $RO_2$  и  $\alpha$  и вводятся в память прибора (табл. 4.15).

По составу сухих продуктов сгорания определяются коэффициент расхода воздуха  $\alpha$  и выход сухих продуктов сгорания газов  $v_{c,r}$ , м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup> (м<sup>3</sup>/кг).

При полном сгорании твердых топлив расход воздуха на горение близок к выходу сухих продуктов горения. В этом случае для определения  $\alpha$  используются

углекислотная формула

$$\alpha = RO_2^{\max} / RO_2;$$

кислородная формула

$$\alpha = 21 / (21 - O_2).$$

При полном сгорании мазута, природного и других горючих газов, когда расход воздуха на горение существенно отличается от выхода сухих продуктов сгорания, для определения  $\alpha$  используются азотные формулы:

при незначительном содержании азота в топливе (твердые топлива, мазут, природные газы с содержанием азота не более 10%)

$$\alpha = N_2 / (N_2 - 3,76O_2);$$

при значительном содержании азота в топливе (генераторный, доменный и другие искусственные газы, природные газы с содержанием азота более 10%)

$$\alpha = \frac{N_2 - N_2 / v_{c,r}}{N_2 - N_2 / v_{c,r} - 3,76O_2}$$

При химической неполноте горения, связанной с присутствием в продуктах сгорания CO, H<sub>2</sub> и CH<sub>4</sub>, азотные формулы для определения  $\alpha$  принимают вид:

$$\alpha = \frac{N_2}{N_2 - 3,76(O_2 - 0,5CO - 0,5H_2 - 2CH_4)};$$

Таблица 4.16 Значения  $n$  для некоторых видов топлива [22]

Топливо	$n$
Природный газ с малым содержанием азота	2,0
Коксовый газ очищенный	2,28
Сжженный газ	1,65
Домашний газ	0,41
Мазут сернистый	1,40
Мазут малосернистый	1,35
Керосин	1,48
Кокс	1,05
Каменные угли	1,12—1,16
Антрацит	1,05

для топлив с высоким содержанием азота

$$\alpha = \frac{N_2}{N_2 - N_2/v_{c1} - 3,76(O_2 - 0,5CO - 0,5H_2 - 2CH_4)}$$

Значение  $v_{c1}$  определяют по балансу углерода и серы:

для газового топлива,  $m^3/m^3$ ,

$$v_{c1} = \frac{CH_4^f + CO^f + CO_2^f + H_2S^f + \sum mC_n H_n^f}{CO_2 + CO + SO_2 + CH_4}$$

где в числителе указано содержание углерод- и серосодержащих газов, в процентах, в горючем газе, а в знаменателе — в сухих продуктах горения;

для твердого и жидкого топлива,  $m^3/kg$ ,

$$v_{c1} = 1,866 \frac{C^f + 0,375S_{u+p}^f}{CO_2 + CO + SO_2 + CH_4}$$

При использовании в качестве окислителя воздуха, обогащенного кислородом, с любым соотношением кислорода и азота коэффициент расхода окислителя определяют по формулам [33]:

при полном горении

$$\alpha = (O_2 + nCO_2)/(nCO_2),$$

при неполном горении

$$\alpha = \frac{O_2 - (0,5CO + 0,5H_2 + 2CH_4) + n(CO_2 + CO + CH_4)}{n(CO_2 + CO + CH_4)},$$

где  $n$  — коэффициент, показывающий отношение объема теоретически необходимого для горения кислорода к объему получаемого диоксида углерода (табл. 4.16).

#### 4.2.3. САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕ И ЗАЖИГАНИЕ

*Самовоспламенение горючих смесей* — это процесс воспламенения, в котором при нагреве всего объема смеси до некоторой температуры она самостоятельно воспламеняется во всем объеме без действия внешнего источника зажигания.

Температуру реагирующей среды  $T_c$ , выше которой в системе возможно самоускорение реакции, называют *температурой самовоспламенения*, а низшую температуру стенок сосуда  $T_w$ , при которой в данных условиях для данной горючей смеси наступает самовоспламенение, — *температурой воспламенения* (см. кн. 1 настоящей серии, § П 13).

Температура самовоспламенения не является физико-химической постоянной для данной горючей смеси, так как при заданном давлении она зависит от размеров и формы сосуда, где происходит процесс самовоспламенения, и от коэффициента теплоотдачи от горючей смеси к стенкам сосуда.

При экспериментальном определении  $T_c$  используют различные методы, одним из наиболее распространенных является метод выпуска горючей смеси в нагретый сосуд, при этом фиксируется температура  $T_w$ . Разность температур  $T_c - T_w$  представляет собой температуру саморазогрева системы, предшествующего самовоспламенению, она может быть оценена отношением  $RT_c/E_{акт}$  ( $R$  — универсальная газовая постоянная,  $E_{акт}$  — энергия активации для данной горючей смеси). Для горючих смесей, приведенных в табл. 4.17, разность температур ( $T_c - T_w$ ) не превышает 50 °C. Существенный диапазон изменения  $T_c$  в некоторых случаях связан с использованием различных экспериментальных методов и сосудов разных форм и размеров.

При воспламенении твердого топлива различают два значения температур воспламенения — температуру воспламенения летучих веществ и температуру воспламенения коксового остатка. Процесс горения частиц твердого топлива начинается с воспламенения летучих. Низшей температурой воспламенения обладают те топлива, которые имеют наибольший выход летучих и содержат в органической массе наибольшее количество кислорода и наименьшее количество углерода (табл. 4.18).

*Зажигание* — это процесс воспламенения, при котором горючая смесь воспламеняется в одной точке объема каким-либо высокотемпературным источником зажигания, после чего возникающий фронт пламени самопроизвольно распространяется по всему объему.

Основной характеристикой процесса зажигания газовых смесей являются *концентрационные границы зажигания* (концентрационные пределы распространения пламени). Объемную концентрацию горючего газа, %, в предельно бедной горючей смеси называют *нижней концентрационной границей*, а в предельно богатой горючей смеси — *верхней концентрационной границей* зажигания. Концентрационные границы тесно связаны с температурой воспламенения и тесно во многом определяются условиями проведения эксперимента.

Таблица 4.17 Концентрационные пределы распространения пламени в температуры самовоспламенения газов и паров в смеси с воздухом и кислородом [32]

Горючий газ	Химическая формула	Воздушные смеси						Кислородные смеси					
		Температура $T_{св}$ , °C	Объемное содержание газа в стехиометрической смеси, %	Концентрационные пределы				Температура $T_{св}$ , °C	Объемное содержание газа в стехиометрической смеси, %	Концентрационные пределы			
				нижний		верхний				нижний		верхний	
				%	$\alpha_n$	%	$\alpha_n$			%	$\alpha_n$	%	$\alpha_n$
Водород	H <sub>2</sub>	410—630	29,6	4,0	10,1	74,2	0,15	580—590	66,7	4,65	41,5	93,9	0,13
Оксид углерода	CO	610—660	29,6	12,6	2,94	74,2	0,15	640—660	66,7	15,5	10,9	93,9	0,13
Метан	CH <sub>4</sub>	630—790	9,5	5,0	2,0	15,0	0,6	555—700	33,3	5,4	8,76	59,2	0,34
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	470—630	5,60	3,1	1,86	12,5	0,42	520—630	22,0	4,1	6,61	50,5	0,28
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	500—590	3,96	2,4	1,68	9,5	0,39	—	16,4	2,4	8,00	57,0	0,15
Бутан	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	430—570	3,01	1,9	1,60	8,4	0,34	—	12,9	1,8	8,06	49,0	0,15
Пентан	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	285	2,39	1,4	1,72	7,8	0,29	—	10,4	—	—	—	—

Таблица 4.18 Температура самовоспламенения летучих в коксовом остатке некоторых твердых топлив в воздухе при атмосферном давлении

Топливо	Выход летучих при пересчете на горючую массу, %	Температура воспламенения, °C	
		самая низкая измеренная	самая высокая измеренная
Торф	70	225	280
Древесный уголь	—	350	350
Бурые угли	45—47	250	450
Каменные угли	12—45	400	500
Донецкий антрацит	4—5	500	700
Кокс	1,5	700—800	700—800

Концентрационные границы зажигания выражаются также через коэффициенты расхода окислителя в предельных горючих смесях:

$$\alpha_n = \frac{100 - \varphi_n}{\varphi_n \nu_{ок}^0}; \quad \alpha_v = \frac{100 - \varphi_v}{\varphi_v \nu_{ок}^0}$$

где  $\varphi_n$  и  $\varphi_v$  — соответственно нижняя и верхняя объемные концентрационные границы зажигания, %,  $\alpha_n$  и  $\alpha_v$  — коэффициенты расхода окислителя соответственно для предельно бедной и предельно богатой горючих смесей;  $\nu_{ок}^0$  — теоретический расход окислителя, м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup>.

С понижением давления происходит сужение границ зажигания, и при некотором минимальном давлении зажигание данного горючего становится невозможным (рис. 4.1). С повышением давления границы зажигания стремятся к некоторым постоянным предельным значениям, называемым *пределами воспламенения*. У некоторых горючих смесей (например, у водородно-воздушных) при давлении выше атмосферного границы зажигания с изменением давления не изменяются. С повышением на-

чальной температуры смеси происходит расширение концентрационных границ зажигания (рис. 4.2).

Инертные и активные добавки к горючим смесям слабо влияют на нижнюю концентрационную границу зажигания, но сильно сдвигают верхнюю границу зажигания (рис. 4.3). При некоторой концентрации инертной добавки в газе или окислителе концентрационные границы сливаются, а смесь теряет способность к зажиганию, т.е. становится негорючей (табл. 4.19).

Концентрационные границы зажигания незабалластированных смесей горючих газов вычисляются по формуле Ле Шателье

$$\varphi_{см} = \frac{100}{\sum_{k=1}^n \varphi_k / \varphi_{гk}} \quad (4.11)$$

где  $\varphi_{см}$  — верхняя или нижняя объемная концентрационная граница зажигания смеси горючих газов, %;  $\varphi_k$  — объемные содержания отдельных горючих компонентов в смеси горючих газов, %;  $\varphi_{гk}$  — верхняя или нижняя объемная концентрационная граница зажигания отдельного горючего компонента, %.



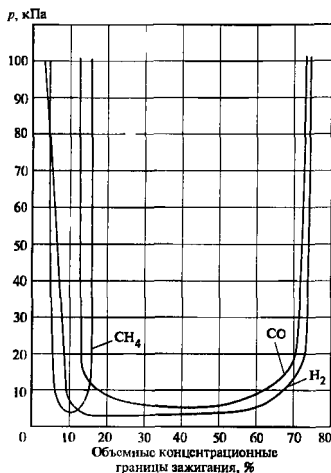


Рис. 4.1. Зависимость концентрационных границ зажигания от давления для газозвудушных смесей ( $t_{сm} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Для сложных горючих газов с содержанием балласта не более 10 % концентрационные границы зажигания определяют по формуле

$$\varphi^{bc} = \varphi^r \frac{r[1 + \varphi^6 / (100 - \varphi^6)]100}{100 + \varphi^r \varphi^6 / (100 - \varphi^6)} \quad (4.12)$$

где  $\varphi^{bc}$  и  $\varphi^r$  — объемные концентрационные границы зажигания соответственно для сложного газа, содержащего балласт, и для горючей части этого

Таблица 4.19 Минимальные добавки инертных (негорючих) газов к горючему газу или воздуху, исключая возможность зажигания смесей ( $p = 0,1013 \text{ МПа}$ ,  $t_{сm} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Горючий газ	Химическая формула	Объемное содержание, %				
		в горючем газе			CO <sub>2</sub> в воздухе	N <sub>2</sub> в азотокислородной смеси
		N <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O		
Водород	H <sub>2</sub>	94,3	91,0	88,6	58,5	95,0
Оксид углерода	CO	80,5	68,0	77,8	53,0	93,0
Метан	CH <sub>4</sub>	85,7	76,5	83,3	23,0	86,5
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	92,7	88,0	—	32,0	88,5
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	93,7	89,0	—	28,5	87,5
Бутан	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	94,5	90,3	—	28,0	87,5
Пентан	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	95,8	92,5	—	29,0	88,0
Этилен	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	94,0	90,5	—	41,0	89,5
Пропадиен	C <sub>3</sub> H <sub>6</sub>	93,3	89,0	—	30,0	88,5

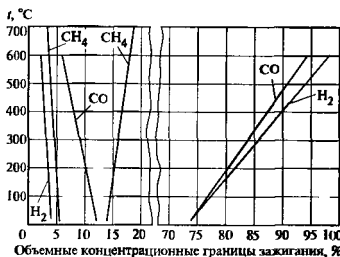


Рис. 4.2. Зависимость концентрационных границ зажигания газозвудушных смесей от начальной температуры  $t_{сm}$  при атмосферном давлении

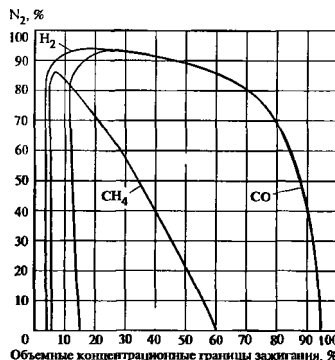


Рис. 4.3. Влияние содержания азота в азотокислородной смеси на концентрационные границы зажигания

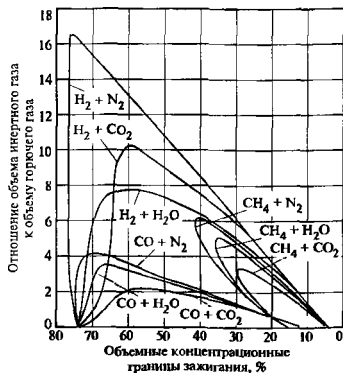


Рис. 4.4. Зависимость концентрационных границ зажигания  $\text{CH}_4$ ,  $\text{H}_2$  и  $\text{CO}$  от добавок  $\text{N}_2$ ,  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$  к горючим газам (окислитель — воздух,  $t_{\text{см}} = 20^\circ\text{C}$ , давление — атмосферное)

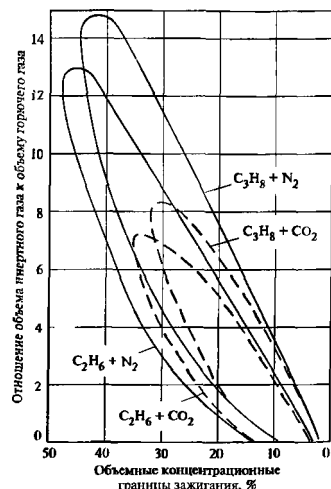


Рис. 4.5. Зависимость концентрационных границ зажигания  $\text{C}_2\text{H}_6$  и  $\text{C}_3\text{H}_8$  от добавок  $\text{N}_2$  и  $\text{CO}_2$  к горючим газам (окислитель — воздух,  $t_{\text{см}} = 20^\circ\text{C}$ , давление — атмосферное)

газа (верхняя или нижняя), %,  $\varphi^6$  — объемное содержание балласта в сложном газе, %

Если в газовом топливе содержится более 10 % балласта, то для расчета используют экспериментальные данные, учитывающие влияние балласта на границы зажигания (рис. 4.4 и 4.5). Для расчета в этом случае горючие компоненты сложного газа группируют с инертными попарно. Для каждой группы вычисляют отношение объема инертного газа к объему горючего газа, а затем по графикам рис. 4.4 и 4.5 определяют границы зажигания для каждой группы газов. Полученные значения границ зажигания усредняют по формуле (4.11), в которой в этом случае  $\varphi_{\text{см}}$  — верхняя или нижняя граница зажигания забалластированного сложного газа, %;  $\varphi_k$  — объемное содержание отдельной группы газов в сложном газе, %;  $\varphi_{\text{гк}}$  — верхняя или нижняя граница зажигания для отдельной группы газа, %

#### 4.2.4. ПРОЦЕССЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Интенсивность процесса горения неподвижных или ламинарно движущихся горючих смесей характеризуется *нормальной скоростью распространения пламени*  $u_n$  и *массовой скоростью горения*  $u_m$ . Под нормальной скоростью распространения пламени понимается линейная скорость движения фронта горения относительно исходной смеси, направленная по нормали к поверхности фронта горения. Массовая скорость горения представляет собой количество смеси, сгорающее на единице поверхности фронта пламени в единицу времени. Связь  $u_m$  и  $u_n$  выражается соотношением

$$u_m = u_n \rho,$$

где  $\rho$  — плотность горючей смеси

Нормальная скорость распространения пламени определяется кинетикой реакции горения и теплопроводностью горючей смеси

$$u_n \approx \sqrt{a/\tau_p},$$

где  $\tau_p$  — характерное время реакции горения,

$$\tau_p = \frac{1}{k_0} \exp\left(\frac{E_{\text{акт}}}{RT}\right); a — \text{теплопроводность}$$

горючей смеси

Вычисление  $u_n$  из-за недостаточности знаний по кинетике многих реакций горения затруднено, поэтому ее значения определяют экспериментально (табл. 4.20)

Для горючей смеси, состоящей из конкретного горючего газа и окислителя, основными факторами, определяющими значение нормальной скорости горения являются состав смеси (соотношение горючего газа и окислителя), начальная температура и давление. При концентрации газа в смеси, близкой к нижней концентрационной границе, нормальная скорость горения обычно составляет всего несколько сантиметров в секунду и при увеличении

Таблица 4.20. Значения нормальной скорости распространения пламени  $u_n$  для смесей различных газов с воздухом и кислородом при атмосферном давлении и температуре 20 °С [19]

Газ	Химическая формула	Стехиометрическая смесь с воздухом		Газовоздушная смесь, для которой $u_n$ максимально			Газокислородная смесь, для которой $u_n$ максимально	
		Объемное содержание газа в смеси	$u_n$ , м/с	Объемное содержание газа в смеси	$u_n^{\max}$ , м/с	Коэффициент расхода воздуха	$u_n^{\max}$ , м/с	Коэффициент расхода кислорода
Водород	H <sub>2</sub>	29,5	1,6	42,0	2,67	0,58	9,0	0,9—1,0
Оксид углерода	CO	29,5	0,3	43,0	0,42	0,56	1,08	0,7—1,0
Метан	CH <sub>4</sub>	9,5	0,28	10,5	0,37	0,9	3,3	1,0
Этан	C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	5,64	—	6,3	0,43	0,9	—	—
Пропан	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	4,02	0,40	4,3	0,42	0,93	—	—
Бутан	C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	3,12	—	3,5	0,41	0,89	—	—
Пентан	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	2,55	0,33	2,92	0,42	0,87	—	—
Этилен	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	6,5	0,5	7,0	0,63	0,93	—	—
Ацетилен	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	7,7	1,0	10,0	1,35	0,76	15,8	0,75
Бензол	C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	2,72	0,37	3,34	0,41	0,81	—	—

концентрация горючего возрастает до максимума. Максимальное значение нормальной скорости распространения пламени  $u_n^{\max}$  лежит в области богатых смесей.

Повышение начальной температуры смеси сопровождается значительным ростом  $u_n$ . По экспериментальным данным в зависимости от состава смеси  $u_n = T_{\text{см}}^{1,2-2,2}$ , для углеводно-воздушных смесей рекомендуется принимать  $u_n = T_{\text{см}}^{1,8}$ .

### 4.3. ОСНОВЫ РАСЧЕТА ТОПЛИВОСЖИГАЮЩИХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ КОТЛОВ МАЛОЙ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ПЕЧЕЙ<sup>1</sup>

#### 4.3.1. РАСЧЕТ ДУТЬЕВЫХ ГОРЕЛОК

При заданной производительности горелки и известных располагаемых давлениях горючего газа и окислителя среднесредная скорость истечения горючей смеси из горелки  $w_{\text{см}}$ , м/с, определяется из выражений [16]

для прямоточной горелки

$$p_{\text{ок}} = k(1 + \xi_{\text{конф}}) \frac{w_{\text{см}}^2}{2} \rho_{\text{см}} \pm p_{\text{к.с.}} \quad (4.13)$$

для вихревой горелки

$$p_{\text{ок}} = \xi \frac{w_{\text{см}}^2}{2} \rho_{\text{см}} \pm p_{\text{к.с.}} \quad (4.14)$$

где  $p_{\text{ок}}$  — давление окислителя перед горелкой, Па,  $k = 1,05-1,10$  — коэффициент запаса, учитывающий дополнительные потери давления из-за трения при вводе в поток окислителя газовых струй и др.;  $\rho_{\text{см}}$  — плотность смеси, кг/м<sup>3</sup>;  $p_{\text{к.с.}}$  — давление (разрежение) в камере сгорания, Па;  $\xi_{\text{конф}}$  — коэффициент сопротивления конфузора горелки, определяемый по формуле

$$\xi_{\text{конф}} = 0,5 \sin^2 \frac{\psi}{2} [1 - (d_r/d_n)^2];$$

$\psi = 15-30^\circ$  — угол конфузора,  $d_r$  и  $d_n$  — соответственно меньший и больший диаметр конфузора;  $\xi$  — коэффициент сопротивления завихрителя горелки

Значение  $\xi$  определяется экспериментально [2]. Практически  $\xi = 1,5-6,0$ .

По расходу горючей смеси и ее скорости в выходном сечении горелки определяют площадь выходного сечения и его диаметр.

Для горелок с полным и неполным предварительным смешением диаметр выходного сечения горелки  $d_r$  (меньший диаметр конфузора), м, определяется из условия отсутствия проскока пламени в смеситель при минимальной необходимой производительности горелки

$$d_r = 5,23 \sqrt{V_{\text{см}}^{\text{мин}} a_{\text{см}} / u_n^2} \quad (4.15)$$

где  $V_{\text{см}}^{\text{мин}}$  — расход горючей смеси при минимальной тепловой мощности горелки, м<sup>3</sup>/с;  $a_{\text{см}}$  — тем-

<sup>1</sup> Сведения о топливосжигающих устройствах для энергетических котлов и их расчет приведены в разд. I книги 3 данной серии

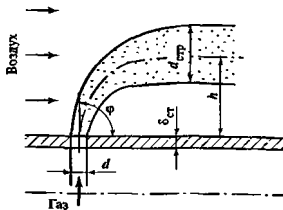


Рис. 4.6. Схема развития газовой струи в сносящем потоке окислителя

пературопроводность смеси,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $u_n$  — нормальная скорость распространения пламени в стехиометрической смеси,  $\text{м}/\text{с}$  (см § 4.2)

По номинальному расходу горючей смеси и площади выходного сечения горелки определяют скорость истечения смеси, а затем по (4.13) или (4.14) — необходимое давление окислителя перед горелкой

При подаче газа в сносящий поток окислителя системой струй *глубина проникновения газовых струй в поток определяется по формуле Иванова [16]*

$$\frac{h}{d} = \frac{k_s k_\varphi}{\eta \sqrt{\mu}} \frac{w_r}{w_{\text{ок}}} \sqrt{\frac{\rho_r}{\rho_{\text{ок}}}}$$

где  $h$  — глубина проникновения газовых струй в поток окислителя (рис. 4.6),  $d$  — диаметр газопускных отверстий;  $k_s$  — коэффициент, зависящий от относительного шага газопускных отверстий, коэффициент  $k_\varphi = \sin(\varphi)$ ;  $\varphi$  — угол встречи газовых струй с потоком окислителя,  $\eta$  — коэффициент, учитывающий увеличение скорости сносящего потока при вводе в него горючего газа;  $\mu$  — коэффициент расхода для газопускных отверстий;  $w_r$  — скорость истечения газа из отверстий  $w_{\text{ок}}$  — скорость окислителя перед газопускными отверстиями,  $\rho_r$  и  $\rho_{\text{ок}}$  — соответственно плотность газа и окислителя

Значения  $k_s$  определяют по формулам:

при периферийной подаче газа

$$k_s = 1,5 + 0,026 S/d,$$

при центральной подаче газа

$$k_s = 1,71 - (n - 1)/35,$$

здесь  $S$  — шаг между газопускными отверстиями,  $n$  — число отверстий в ряду

Значение  $\eta$  находят по формуле

$$\eta = (G_r + G_{\text{ок}})/G_{\text{ок}},$$

где  $G_r$  и  $G_{\text{ок}}$  — соответственно массовый расход газа и окислителя.

Оптимальная глубина проникновения газовых струй в поток составляет при периферийной подаче газа

$$h_{\text{опт}} = (0,15 - 0,25) d_{\text{гк}},$$

при центральной подаче газа

$$h_{\text{опт}} = 0,25(d_{\text{гк}} - d_{\text{гк}}).$$

здесь  $d_{\text{гк}}$  — диаметр газового коллектора.

При перепаде давления газа на газопускных отверстиях меньше 10 кПа скорость истечения газа из отверстий,  $\text{м}/\text{с}$ ,

$$w_r = \varphi \sqrt{2\Delta p_r / \rho_r}, \quad (4.16)$$

где  $\varphi$  — коэффициент скорости,  $\varphi = 0,97 - 0,98$  для отверстий в тонкой стенке (при  $\delta_{\text{ст}} < d$ ),  $\varphi = 0,82$  для отверстий в толстой стенке [при  $\delta_{\text{ст}} = (1 - 2)d$ ];  $\Delta p_r$  — перепад давления газа, Па;  $\rho_r$  — плотность газа

Расход газа через отверстие,  $\text{м}^3/\text{с}$ ,

$$V_r = f \mu \sqrt{2\Delta p_r / \rho_r}, \quad (4.17)$$

где  $f$  — площадь сечения отверстия,  $\text{м}^2$ ,  $\mu$  — коэффициент расхода,  $\mu = 0,60 - 0,62$  для отверстий в тонкой стенке и  $\mu = 0,82$  для отверстий в толстой стенке.

Диаметр газовой струи после ее полного разворота в потоке окислителя,  $\text{м}$ ,

$$d_{\text{стр}} = 0,75 h$$

Равномерное распределение газовых струй в потоке окислителя обеспечивается при выполнении условия

$$1,1 < t/d_{\text{стр}} < 2,5,$$

где  $t$  — расстояние (шаг) между центрами газовых струй в потоке после их полного разворота.

Полное смешение газа с окислителем обеспечивается при длине смесителя, равной  $(30 - 40)d$ , где  $d$  — диаметр газовых отверстий

Скорость окислителя в подводящем трубопроводе и в канале смесителя определяется из соотношения

$$w_{\text{ок}} \rho_{\text{ок}} = 22 - 24,$$

где  $w_{\text{ок}}$  — скорость окислителя,  $\text{м}/\text{с}$ ;  $\rho_{\text{ок}}$  — плотность окислителя,  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

Скорость газа в газопроводе и в газовом коллекторе принимается равной 10 - 12  $\text{м}/\text{с}$  для газа низкого давления и 25 - 30  $\text{м}/\text{с}$  для газа среднего давления

Более подробные сведения о расчете дутьевых газовых горелок приведены в [2, 16]

#### 4.3.2. РАСЧЕТ ИНЖЕКЦИОННЫХ ГОРЕЛОК

Для инжекционных горелок (рис. 4.7) перепад давления на газовом сопле обычно больше 10 кПа. В диапазоне изменения перепада давления газа

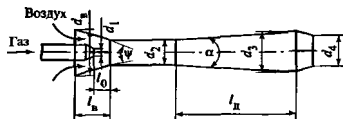


Рис. 4.7. Схема однофазной инжекционной горелки

от 10 до 70 кПа расход газа, м<sup>3</sup>/с, можно определять по формуле Михеца [19]

$$V_r = f_1 \mu_1 \sqrt{4 p_1 / (\rho_1 + \rho_2)},$$

где

$$\rho_1 + \rho_2 = \frac{273 \rho_0}{101325} \left( \frac{p_1}{T_1} + \frac{p_2}{T_2} \right);$$

$$T_2 = T_1 (p_2 / p_1)^{\frac{\chi - 1}{\chi}},$$

$f_1$  — площадь сечения газового сопла, м<sup>2</sup>;  $\mu_1$  — коэффициент расхода для газового сопла;  $p_1$  — давление газа перед соплом, Па;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — соответственно плотность газа перед соплом и на его срезе, кг/м<sup>3</sup>;  $\rho_0$  — плотность газа, кг/м<sup>3</sup>;  $p_2$  — давление газа за соплом, Па;  $T_1$  и  $T_2$  — температура газа соответственно перед соплом и на выходе из сопла, К;  $\chi$  — показатель адиабаты ( $\chi = 1,31$  — для природного, 1,37 — для коксового и 1,38 — для доменного газа)

При давлении газа перед соплом больше 70 кПа расход газа через сопло, кг/с, определяется по формуле адиабатного истечения сжимаемой жидкости

$$G_r = f_1 \mu_1 \sqrt{\frac{2\chi}{\chi - 1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{\chi}} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\chi + 1}{\chi}} \right] \frac{p_1}{v_1}} \quad (4.18)$$

при давлении газа меньше критического, т.е. при

$$\frac{p_2}{p_1} > \left( \frac{2}{\chi + 1} \right)^{\frac{\chi}{\chi - 1}}$$

и по формуле

$$G_r = f_1 \mu_1 \sqrt{\frac{2\chi}{\chi + 1} \left( \frac{2}{\chi + 1} \right)^{\frac{\chi - 1}{\chi}} \frac{p_1}{v_1}} \quad (4.19)$$

при давлении газа выше критического. Здесь  $v_1$  — удельный объем газа перед соплом, м<sup>3</sup>/кг.

Оптимальное соотношение размеров сечений газового сопла и цилиндрической части инжекционного смесителя

$$\left( \frac{f_2}{f_1} \right)_{\text{опт}} = \left( 1 + \frac{\xi_2}{2} \right) (1 + U_w) (1 + U_{об}),$$

где  $f_1$  и  $f_2$  — соответственно площадь сечения газового сопла и цилиндрической части смесителя;  $\xi_2$  — коэффициент аэродинамического сопротивления входной части смесителя;  $U_w = G_{ок} / G_r$  и  $U_{об} = V_{ок} / V_r$  — соответственно массовая и объемная кратность инжекции.

Оптимальное значение  $(f_2/f_1)_{\text{опт}}$  обеспечивает максимальную скорость истечения горючей смеси из сопла горелки и наиболее широкие пределы регулирования производительности при заданном давлении газа  $p_1$ .

Номинальное давление газа перед соплом, Па, определяется по основному уравнению инжекционного смесителя

$$p_1 = \left( 1 + \sum \xi_4 \pm \frac{p_{кс}}{\rho_{см} w_4^2 / 2} \right) \frac{w_4^2}{2} \rho_{см} \frac{1}{\mu_1} \left( 1 + \frac{\xi_2}{2} \right) \times \\ \times (1 + U_w) (1 + U_{об}).$$

где  $\sum \xi_4$  — сумма коэффициентов местных сопротивлений по тракту газозвушной смеси,  $p_{кс}$  — давление (разрежение) в камере сгорания, Па,  $w_4$  — скорость смеси на выходе из горелки, м/с;  $\rho_{см}$  — плотность горючей смеси, кг/м<sup>3</sup>;  $\xi_2$  в расчетах принимается равным 0,2.

Диаметр выходного сечения горелки  $d_4$  определяется из условия работы смесителя без прорывов пламени по (4.16). Диаметр входного патрубка смесителя  $d_в$  находится по скорости воздуха на входе, принимаемой равной 3—5 м/с. Центральный угол входного патрубка  $\psi = 30$ —40°. Длина входного патрубка

$$l_в = (d_в - d_2) / \left( 2 \tan \frac{\psi}{2} \right),$$

а длина цилиндрической части смесителя принимается равной (3—5)  $d_2$ . Диаметр  $d_3$  (рис 4.7) принимается равным (1,25—1,4)  $d_3$ , а центральный угол диффузора смесителя  $\alpha = 6$ —10° (допускается не более 14°)

Длина диффузора

$$l_д = (d_3 - d_2) / \left( 2 \tan \frac{\alpha}{2} \right)$$

Расстояние от среза газового сопла до входа в цилиндрическую часть смесителя  $l_0 = (1,5-2,0)d_2$ .

Подробнее расчеты инжекционных горелок изложены в [16]

#### 4.3.3. РАСЧЕТ МЕХАНИЧЕСКИХ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ ФОРСУНОК

Истечение жидкости из сопла центробежной форсунки (рис 4.8) осуществляется в виде струи кольцевого сечения с расходной скоростью, м/с,

$$w = w_{пр} / \epsilon,$$

где  $w_{пр}$  — приведенная расходная скорость струи, рассчитываемая на полное сечение сопла, м/с;  $\epsilon$  — коэффициент живого сечения сопла,  $\epsilon = 1 - (r_b/r_c)^2$ ;  $r_c$  и  $r_b$  — соответственно радиус сопла и внутренний радиус кольцевого сечения струи (радиус воздушного вихря).

Объемный расход жидкости через форсунку, м<sup>3</sup>/с,

$$Q = F_c w_{пр} = \mu_0 F_c \cdot 10^3 \sqrt{2(p_1 - p_0) / \rho_{ж}},$$

где  $F_c = \pi r_c^2$  — площадь сечения выходного сопла форсунки, м<sup>2</sup>;  $\mu_0$  — коэффициент расхода;  $p_1$  — давление жидкости перед входными каналами форсунки, МПа;  $\rho_{ж}$  — плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>;  $p_0$  — давление в камере сгорания, МПа.

Для идеальной жидкости

$$\mu_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - \epsilon + \frac{1}{\epsilon^2}}}, \quad (4.20)$$

где  $A = R r_c / (z r_{вх}^2)$  — геометрическая характеристика форсунки,  $R$  — плечо завихривания,  $r_c$  — радиус сопла,  $r_{вх}$  — радиус входных каналов,  $z$  — число входных каналов.

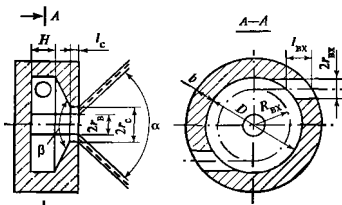


Рис. 4.8. Принципиальная схема механической центробежной форсунки

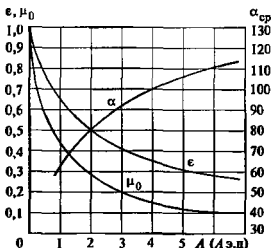


Рис. 4.9. Зависимости коэффициентов расхода  $\mu_0$ , живого сечения сопла  $\epsilon$  и среднего значения угла раскрытия факела  $\alpha_{ср}$  от геометрической характеристики форсунки

Зависимости коэффициентов  $\mu_0$  и  $\epsilon$  от геометрической характеристики форсунки приведены на рис 4.9.

Угол раскрытия факела распыленной жидкости вычисляется по формуле

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha_{ср}}{2} = \frac{2\mu_0 A}{\sqrt{(1+S)^2 - 4\mu_0^2 A^2}}, \quad (4.21)$$

где  $S = \sqrt{1 - \epsilon}$ .

Формулы (4.20) и (4.21) не учитывают гидравлические потери в форсунке и дают приближенные результаты. Действительные значения коэффициента  $\mu$  и угла  $\alpha$  находятся по (4.20) и (4.21) или по кривым рис. 4.9 с заменой геометрической характеристики  $A$  на эквивалентную действительную геометрическую характеристику, учитывающую гидравлические потери форсунки

$$A_{э,д} = \frac{A / \epsilon_{вх}}{1 + \frac{\lambda}{2} \left( \frac{B^2}{\epsilon_{вх}} - \frac{A}{\epsilon_{вх}} \right)},$$

где  $B = R r_{вх} / r_{вх}^2$  — геометрический параметр форсунки,  $\epsilon_{вх} = 0,85-0,90$  — коэффициент сужения потока во входных каналах,  $\lambda$  — коэффициент трения.

Величина  $\lambda$  определяется по формуле

$$\operatorname{lg} \lambda = \frac{25,8}{(\operatorname{lg} \operatorname{Re}_{вх})^{2,58}} - 2,$$

где  $\operatorname{Re}_{вх} = w_{вх} d'_{вх} / \nu$  — число Рейнольдса, определяемое по условиям на входе жидкости в камеру завихривания;  $w_{вх} = Q / (z \pi r_{вх}^2)$  — средняя скорость жидкости во входных каналах, м/с;

$d_{\text{вх}} = d_{\text{вх}} \sqrt{\varepsilon}$  — диаметр отверстия, эквивалентного суммарной площади сечения входных каналов, м.  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

При входных каналах прямоугольного сечения в формулу для определения  $A$  вместо  $\varepsilon r_{\text{вх}}^2$  вводится величина  $(\Sigma f_{\text{вх}})/\pi$ , где  $\Sigma f_{\text{вх}}$  — суммарная площадь сечения входных каналов

Гидравлические характеристики центробежных механических форсунок определяются рядом конструктивных факторов [35]. Для получения наилучших результатов распыливания жидкого топлива рекомендуется:

высоту камеры завихривания  $l$  (см. рис. 4 8) принимать близкой к  $d_{\text{вх}}$ ,

относительную длину сопла форсунки  $l_0/d_0$  во избежание уменьшения угла раскрытия факела считать равной 0,1—0,2,

угол конуса на входе в сопло  $\beta$  принимать в пределах  $90$ — $120^\circ$ , а относительную длину входных каналов  $l_{\text{вх}}/d_{\text{вх}}$  равной 2—3;

толщину стенок камеры завихривания  $b$  находить из соотношения

$$l_{\text{вх}} = \sqrt{bD + b^2 + r_{\text{вх}}^2 D - r_{\text{вх}}^2} - \sqrt{r_{\text{вх}}^2 D - r_{\text{вх}}^2},$$

где  $D$  — диаметр камеры завихривания. Формулой можно пользоваться при  $D > 10r_{\text{вх}}$ . При  $D < 10r_{\text{вх}}$  толщина стенок камеры  $b = l_{\text{вх}}$ ;

количество входных каналов принимать равным 2—4.

Для получения максимального угла раскрытия факела значение геометрического параметра форсунки  $B$  должно быть не более пяти

#### 4.3.4. РАСЧЕТ ПНЕВМАТИЧЕСКИХ ФОРСУНОК

Скорость истечения жидкого топлива из сопел пневматических форсунок обычно не превышает  $5 \text{ м/с}$  и определяется по формуле

$$w = \varphi \cdot 10^3 \sqrt{2(p_1 - p_0) / \rho_{\text{ж}}},$$

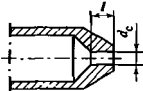
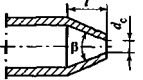
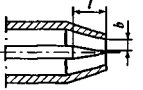
а расход топлива через сопло,  $\text{кг/с}$ ,

$$G = \mu f_0 \cdot 10^3 \sqrt{2(p_1 - p_0) / \rho_{\text{ж}}},$$

где  $(p_1 - p_0)$  — перепад давления жидкого топлива на сопле, МПа;  $\varphi$ ,  $\mu$  — коэффициенты скорости и расхода;  $\rho_{\text{ж}}$  — плотность жидкого топлива,  $\text{кг/м}^3$ ;  $f_0$  — площадь выходного сечения топливного сопла,  $\text{м}^2$ .

Рекомендуемые значения коэффициента расхода  $\mu$  для сопел различной формы приведены в табл. 4 21.

Таблица 4 21 Значения коэффициента  $\mu$  при истечении жидкости из сопел

Сопло	Коэффициент расхода $\mu$	
	для маловязких жидкостей ( $\text{Re}_{\text{ж}} > 2000$ )	для вязких жидкостей ( $\text{Re}_{\text{ж}} < 2000$ )
Цилиндрическое 	0,98 при $l/d_c = 3-10$	0,2—0,4
Коническое 	0,90—0,95 при $\beta = 13-30^\circ$	0,2—0,4
В форме кольцевой щели 	0,70—0,62 при $l/b = 8-20$ , $\text{Re}_{\text{ж}} = w_{\text{ж}} \cdot 2b/\nu_{\text{ж}}$	$\mu = C \sqrt{\text{Re}_{\text{ж}}}$ (значения $C$ — см. ниже)

Значения коэффициента  $C$  в формуле

$\mu = C \sqrt{\text{Re}_{\text{ж}}}$  приведены ниже:

$l/b \dots$	20	40	60	80	100	120
$C \cdot 10^2$	2,3	1,83	1,59	1,43	1,30	1,20

Скорость истечения и расход распылителя вычисляют по формулам истечения в зависимости от располагаемого давления распылителя перед соплом и давления среды, в которую происходит истечение. В пневматических форсунках низкого давления перепад давления воздуха на распыливаемом сопле обычно не превышает  $10 \text{ МПа}$  и скорость распылителя на выходе из сопла и его расход определяют по (4 16) и (4 17). В пневматических и паровых форсунках высокого давления распылитель имеет давление выше критического, вследствие чего в суживающихся цилиндрических соплах и в узком сечении сопла Лаваля распылитель имеет критическую скорость,  $\text{м/с}$ ,

$$w_{\text{кр}} = \varphi \sqrt{2 \frac{\chi}{\chi + 1} p_1 v_1},$$

где  $\chi$  — показатель адиабаты для распылителя;  $p_1$  — абсолютное давление распылителя перед соплом, Па;  $v_1$  — удельный объем распылителя,  $\text{м}^3/\text{кг}$ .

Скорость распылителя на выходе из расширяющейся части сопла Лавала для указанного случая определяют по формуле адиабатного истечения

$$w = \varphi \sqrt{2 \frac{\chi}{\chi-1} p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{\chi-1}{\chi}} \right]}, \quad (4.22)$$

где  $p_0$  — абсолютное давление среды, в которую происходит истечение распылителя

Формулу (4.22) можно использовать для расчета скорости истечения из суживающихся сопел при начальном давлении распылителя ниже критического. При этом расход распылителя определяется по (4.18). При давлении распылителя выше критического его расход определяется по (4.19), в которой в качестве  $f_1$  принимается площадь выходного сечения суживающегося сопла или площадь узкого сечения сопла Лавала

Значения показателей адиабаты  $\chi$  критического отношения  $(p_0/p_1)_{кр}$  и индивидуальной газовой постоянной  $R$  для некоторых видов распыляемых сред приведены в табл. 4.22

При расчетах распыляющих сопел значения коэффициентов расхода  $\mu$  и скорости  $\varphi$  находят по формулам.

для суживающихся сопел (рис. 4.10, а) при  $\beta = 13^\circ$  и  $l/d_c = 3$

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1,12 - 0,2f_c/F}}; \quad \varphi = \mu/0,98;$$

с увеличением  $\beta$  от  $13$  до  $30^\circ$  и при  $f_c/F \rightarrow 0$  значение  $\mu$  изменяется от  $0,945$  до  $0,896$ , а  $\varphi$  — от  $0,96$  до  $0,975$ ;

для цилиндрических сопел (рис. 4.10, б) при  $l/d_c = 3$

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1,5 - 0,5f_c/F}}; \quad \varphi = \mu;$$

при  $f_c/F \rightarrow 0$   $\mu = 0,82$ ;

Таблица 4.22. Значения  $\chi$ ,  $(p_0/p_1)_{кр}$  и  $R$  для некоторых распыляемых сред

Распыляющая среда	$\chi$	$\left(\frac{p_0}{p_1}\right)_{кр}$	$R$ , Дж/(кг·К)
Воздух	1,4	0,529	287,04
Сухой насыщенный водяной пар	1,135	0,577	461,89
Нагретый водяной пар	1,30	0,546	461,89
Природный газ (при содержании $\text{CH}_4 \geq 95\%$ )	1,31	0,538	518,77

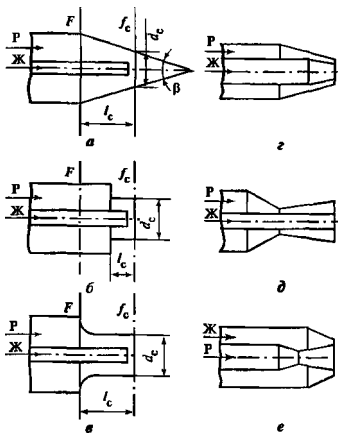


Рис. 4.10. Возможные формы сопла для подачи распылителя в прямоточных пневматических форсунках

а—е — в форсунках низкого давления; з—е — в форсунках высокого давления; Р — распылитель; Ж — жидкое топливо

для цилиндрического сопла с закругленным входом (рис. 4.10, в)

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1,07 - 0,07f_c/F}}; \quad \varphi = \mu;$$

при  $f_c/F \rightarrow 0$   $\mu = 0,97$ ;

для пневматических форсунок высокого давления с соплом кольцевого сечения (рис. 4.10, з, д) коэффициенты  $\mu$  и  $\varphi$  следует принимать равными  $0,6-0,7$ ;

для форсунок с соплом Лавала (рис. 4.10, е)  $\mu = \varphi = 1,0$

Площадь выходного сечения сопла Лавала,  $m^2$ ,

$$f_c = f_{кр} \frac{\sqrt{\frac{2}{(\chi-1)\left(\frac{2}{\chi+1}\right)^{\frac{\chi-1}{\chi}}}}}{\sqrt{(\chi+1)\left[\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{2}{\chi}} - \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{\chi+1}{\chi}}\right]}}$$

где  $f_{кр}$  — площадь узкого сечения сопла Лавала,  $m^2$ .

Длина расширяющейся части сопла Лавала,  $m$ ,

$$l = (d_c - d_{кр}) / \left(2 \operatorname{tg} \frac{\beta}{2}\right).$$



где  $d_c$  и  $d_{кр}$  — соответственно диаметр выходного сопла и узкого (критического) сечения, м;  $\beta$  — угол расширяющейся части сопла Лавала, град

Сечения трубопроводов для подачи к форсунке топлива и распылителя определяют исходя из экономически целесообразного значения скорости, м/с: для жидкостей — 0,5—2,0, для насыщенного водяного пара — 20—40, для холодного вентиляционного воздуха — 10—15, для компрессорного воздуха — 15—20 [7]

При сжигании мазута для цилиндрических или суживающихся топливных сопел коэффициенты  $\mu$  и  $\varphi$  принимаются равными 0,2—0,4, а скорость истечения мазута 1—5 м/с.

Суживающиеся сопла для подачи распыливающей среды выполняются с центральным углом 10—30° при длине конической части, равной 3—5 диаметрам сопла. Расширяющаяся часть сопла выполняется с углом 5—8°

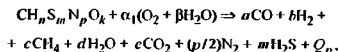
Более подробные сведения о расчете форсунок различных типов приведены в [3].

#### 4.4. ГАЗИФИКАЦИЯ И ПИРОЛИЗ ТОПЛИВ

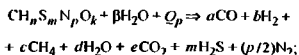
##### 4.4.1. ВИДЫ И ТЕХНОЛОГИИ ГАЗИФИКАЦИИ

*Газификация* — физико-химический процесс взаимодействия реагента с твердым или жидким топливом с превращением их органической части в смесь горючих и негорючих газов. При этом их минеральная часть трансформируется в золу (шлак). Принимая топливо в виде условной молекулы  $CH_n S_m N_p O_k$ , схематично совокупность технологических процессов газификации можно представить в форме следующих интегральных реакций [18].

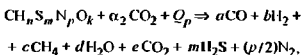
##### 1) парокислородная газификация



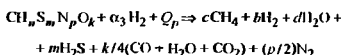
##### 2) паровая газификация (раскачивая водяного газа)



##### 3) углекислотная газификация



##### 4) гидрогазификация



В зависимости от условий процесса газификация может быть неполной и часть топлива будет оставаться в твердом или жидком виде. Соотношения между горючими компонентами в газовой смеси определяют параметры процесса (избыток окислителя, температуру, давление, время пребывания в реакционной зоне)

Для высокотемпературных процессов ( $T > 1230^\circ C$ ) равновесный состав продуктов газификации (коэффициенты  $a, b, c, d, \dots$ ) можно достаточно точно найти из термодинамического расчета

Для низкотемпературных процессов состав продуктов газификации зависит от кинетики сложных химических реакций и обычно определяется экспериментально. Состав дутья выбирается в зависимости от дальнейшего использования продуктов газификации (табл. 4.23)

Таблица 4.23. Состав дутья в зависимости от назначения процесса газификации топлива

Дутье	Назначение процесса	Характеристика процесса	Примечание
Парокислородное	Получение синтез-газа для производства водорода, СЖТ*, химпродуктов	Автотермический	—
Паровое	Получение синтез-газа, бытового газа	Эндотермический	Циклический с внешним подводом теплоты
Воздушное	Получение энергетического газа	Автотермический	Внутрицикловая газификация для ПГУ**
Паровоздушное, обогащенное кислородом	Получение технологического газа для синтеза аммиака, энергетического газа	То же	—
Диоксид углерода	Получение энергетического или бытового газа	Эндотермический	Наиболее целесообразен при термохимической регенерации теплоты в высокотемпературных энергетических установках, подобных МГД-установкам***
Водород	Получение высококалорийного газа	То же	—

\* СЖТ — синтезическое жидкое топливо

\*\* ПГУ — парогазовая установка

\*\*\* МГД-установки — магнитогидродинамические установки

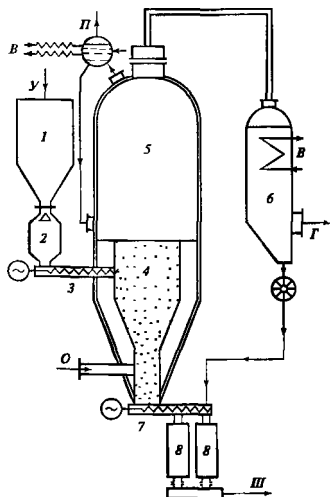


Рис. 4.11. Газификация угля в «кипящем» слое (процесс Винклера):

У — уголь; О — окислитель; Г — газ; Ш — шлак, В — вода; П — пар; 1 — угольный бункер; 2 — расходный шлюз-бункер; 3 — шнековый питатель; 4 — газификатор; 5 — котел-утилизатор; 6 — газохладитель; 7 — шнековый шлакоохладитель; 8 — шлакоохладитель

В промышленных масштабах применяются три классических технологии, разработанные в свое время в Германии: газификация мелкозернистого угля в «кипящем» слое при давлении, близком к атмосферному (процесс Винклера); газификация пылевидного угля также без избыточного давления (процесс Копперс-Тоттцека) и газификация крупнокускового угля под давлением (процесс Лурги).

При газификации в «кипящем» слое дробленый уголь (фракции 3—8 мм) шнеком подается в конусообразную часть газификатора (рис. 4.11). Снизу подается окислитель, обычно в виде парокислородной смеси. В результате окислительных реакций выделяется теплота, поддерживающая температуру в слое на уровне 800—1000 °С в зависимости от свойств угля. Полученный газ охлаждается частично в радиационном котле-утилизаторе, составляющем верхнюю часть газификатора, а частично в конвективном газохладителе и направляется

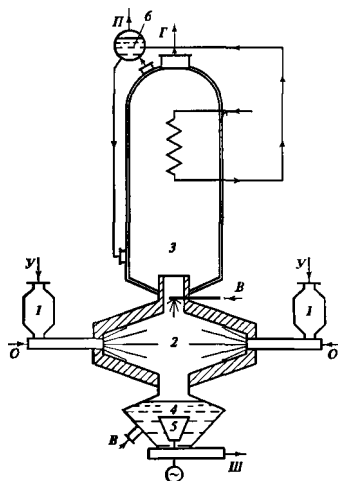


Рис. 4.12. Газификация пылевидного угля (процесс Копперс-Тоттцека)

У — угольная пыль; О — окислитель; Г — газ; В — вода; Ш — шлак с водой; 1 — бункер угольной пыли; 2 — газификатор; 3 — радиационный газохладитель, котел-утилизатор; 4 — шлаковая емкость с водой; 5 — вращающийся скребок; 6 — барабан

на дальнейшую очистку от сернистых соединений. Гранулированная зола шнеком удаляется из нижней части газификатора.

При газификации в пылевидном состоянии (рис. 4.12) тонко размолотый уголь подается шнеками из бункера угольной пыли, смешивается с кислородом и паром и поступает в газификатор через две или четыре горелки, расположенные одна против другой так, что струи, истекающие из них, сталкиваются. Корпус газификатора изнутри выложен слоем огнеупорного материала. Температура пламени поддерживается на уровне 1800 °С, обеспечивающей расплавление золы. Более 50 % золы удаляется в виде шлака из нижней части газификатора, остальная зола выводится из системы очистки охлажденного газа от механических примесей. Температура газа на выходе из газификатора 1450—1500 °С поддерживается путем впрыска воды.

Далее газ охлаждается в радиационной и конвективных частях газохладителя и направляется

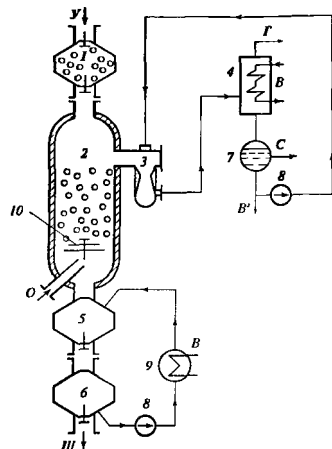


Рис. 4.13. Слоевая газификация угля (процесс Лурги)

У — уголь; О — окислитель; Ш — шлак, Г — газ; В — вода; С — смола; В' — вода на очистку; 1 — шлюз-бункер; 2 — газификатор; 3 — холодильник; 4 — котел-утилизатор; 5 — шлаковая камера с водой; 6 — устройство для разгрузки шлака; 7 — смолоотделитель; 8 — насос; 9 — холодильник; 10 — вращающаяся решетка

в систему газоочистки. Благодаря высокой температуре в газификаторе достигается полное разложение органической части топлива: в газе отсутствуют смолы, масла, фенолы и прочие углеводородные соединения. Газ состоит главным образом из  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$  и водяных паров

При газификации крупнокускового угля дробленый и отделенный от мелких фракций уголь загружается в питательный шлюз-бункер, расположенный над газификатором, работающим под давлением до 3,5 МПа (рис. 4.13). С помощью распределительного устройства уголь насыпается равномерным слоем на вращающуюся решетку газификатора, под которую вводится парокислородное (или воздушное) дутье. Схемы движения угля и дутья протнвоточные, зола охлаждается дутьем, затем поток окислителя попадает в сравнительно тонкую зону горения с температурой 1000—1300 °С, продукты сгорания проходят восстановительную зону газификации угля с температурой 700—900 °С, а продукты газификации охлаждаются до 400—500 °С, они контактируют с сырым углем, отгоняя из него летучие и лагу

Полученный газ охлаждается в газоохладителях, отделяется от смол, фенолов, летучей золы и сернистых соединений.

Технические данные процессов Лурги, Винклера и Коппс-Готтска приведены в табл. 4.24; основные показатели некоторых промышленных установок даны в табл. 4.25.

Таблица 4.24 Технические данные газификации угля

Показатель	Процесс		
	Лурги	Винклера	Коппс-Готтска
Условия в реакторе			
давление, МПа	3,5	0,1	0,1
температура, °С	400 (пиролиз) 800—1000 (газификация) 1200 (сгорание)	1000	1600—1800
Тип угля	Лигнит битуминозный среднекоксующий	Лигнит битуминозный слабококсующий	Лигнит битуминоз- ный
Размеры частиц, мм	8—40	3—8	Менее 0,1
Золуудаление	Сухое	Сухое	Жидкое
Потребление реагентов.			
пара	Высокое	Среднее	Низкое
кислорода	Низкое	Среднее	Высокое
Состав газа, %:			
$\text{H}_2$	75—42	35—40	30—35
$\text{CO}$	18—23	30—35	45—52
$\text{CH}_4$	До 10	0,4—0,5	Менее 0,1
Наличие смолы в газе	Есть	Нет	Нет
Производительность процесса, тыс $\text{м}^3/\text{ч}$ , приведенная к нормальным условиям	30—60	20	До 50 (при четырех горелках)

Таблица 4.25 Основные технологические показатели некоторых промышленных агрегатов газификации угля

Показатель	Процесс Лурги	Процесс Винклера	Процесс Копперс-Тотцека
	Установка «Марк-4» (ЮАР)	Установка для производства аммиака (Индия)	Установка Оулу (Финляндия)
Внутренний диаметр реактора, м	3,7	2,5	—
Рабочее давление, МПа	2,5	0,12	0,12
Максимальная температура процесса, °С	1200	1000	1700
Температура на выходе из реактора, °С	550	—	—
<i>Показатели угля:</i>			
Зольность	35—36	18—20	14—16
Влажность, %	5—6	10—12	7—9
Выход летучих, %	19—20	33—34	—
Содержание серы, %	0,7	1,4	1,0
Теплота сгорания, МДж/кг	19,6	18,9	24,0
<i>Расход реагентов, т/ч.</i>			
угля	45,5	17,8	2,2
пара	55,8	9,8	1,19
кислорода	14,5	6,4	1,21
<i>Удельная производительность</i>			
по углю, т/(м <sup>2</sup> ·ч)	2,4	3,4	3,0
по газу, м <sup>3</sup> /ч, приведенная к нормальным условиям	5700	4000—5000	—
Общая производительность по сухому газу, тыс м <sup>3</sup> /ч, приведенная к нормальным условиям	65	25	4
<i>Состав газа, %</i>			
H <sub>2</sub>	39,0	39,3	34,0
CO	20,0	35,1	51,1
CO <sub>2</sub>	29,0	21,7	12,6
CH <sub>4</sub>	10,0	2,1	0,03
C <sub>n</sub> H <sub>m</sub>	0,7	—	—
H <sub>2</sub> S + COS	0,2	0,3	0,27
N <sub>2</sub>	1,0	1,5	1,9

#### 4.4.2. ХИМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ РЕАКЦИЙ ГАЗИФИКАЦИИ ТОПЛИВА

В общем случае результаты процесса газификации определяются сложной многоступенчатой физической и химической кинетикой, при этом скорость процесса, его организация зависят от вида топлива.

Основные характеристики процесса с удовлетворительной для инженерных расчетов точностью могут быть оценены методами химической термодинамики в предположении о том, что в процессе достигается термодинамически равновесное состояние. Природа реакций органических компонентов топлива с кислородом при высоких температурах такова, что главные реакции, определяющие

энергетику процесса и выход основных компонентов, идут практически до конца, т.е. до полного расходования реагентов и насыщения валентностей элементов, соединяющихся с кислородом

Термодинамика не позволяет определить, какие именно вещества входят в состав равновесной смеси. Набор этих компонентов следует принимать, исходя из экспериментальных данных и других соображений, учитывающих условия процессов и состав реагентов. В большинстве случаев это CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, CS<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, OH и др. [18, 28]

Наиболее типичные реакции и выражения для констант их равновесия приведены в табл. 4.26, значения констант — в табл. 4.27; равновесный состав продуктов газификации — в табл. 4.28—4.31.

Таблица 4.26. Типичные реакции при газификации и выражения для констант их равновесия  $K_p$

Номер реакции	Реакция	Выражение для констант равновесия
1	$C + O_2 \rightleftharpoons CO_2$	$p(CO_2)/p(C)p(O_2)$
2	$H_2 + 0.5O_2 \rightleftharpoons H_2O$	$p(H_2O)/p(H_2)p^{0.5}(O_2)$
3	$C_s + CO_2 \rightleftharpoons 2CO$	$p^2(CO)/p(CO_2)$
4	$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2$	$p(CO_2)p(H_2)/p(CO)p(H_2O)$
5	$CO + 3H_2 \rightleftharpoons CH_4 + H_2O$	$p(CH_4)p(H_2O)/p(CO)p^3(H_2)$
6	$H_2O \rightleftharpoons OH + 0.5H_2$	$p(OH)p^{0.5}(H_2)/p(H_2O)$
7	$O_2 \rightleftharpoons O + O$	$p^2(O)/p(O_2)$
8	$H_2 \rightleftharpoons H + H$	$p^2(H)/p(H_2)$
9	$C_s \rightleftharpoons C$	$p(C)$ — процесс фазового перехода

Примечания: 1 С — углерод в газообразной фазе [пар];  $C_s$  — углерод в твердой фазе

2. Парциальные давления веществ выражены в относительных единицах  $p/p_0$ , где  $p_0 = 101\,325$  Па

#### 4.4.3. ПИРОЛИЗ ТОПЛИВА

*Пиролиз* — термическая деструкция органической части топлива при тепловом воздействии без доступа окислителя [3]. В зависимости от назначения конечных продуктов пиролиза выбираются режимы и аппаратное оформление процесса. Обычно в промышленных условиях пиролизу подвергается твердое топливо с целью получить облагороженное твердое топливо с заданными свойствами, пирогенетическую смолу и газ (табл. 4.32).

В зависимости от температурного режима различают следующие виды пирогенетических процессов: бергинирование (200—350 °С); полукоксование (450—700 °С) и коксование (900—1100 °С) [3].

*Бергинирование* — начальная стадия процесса пиролиза, сопровождаемая выделением пирогенетической воды, диоксида и оксида углерода без разложения основной органической массы топлива. В результате получается более качественное твердое топливо с повышенной теплотой сгорания.

*Полукоксование* твердых топлив характеризуется разрушением органической части топлива с повышенным выходом паро- и газообразных летучих веществ и полукокса.

Таблица 4.27. Значения  $\lg(K_p)$  для некоторых реакций полного и частичного окисления и диссоциации [28, 30]

T, K	Реакция 1	Реакция 2	Реакция 3	Реакция 4	Реакция 5	Реакция 6	Реакция 7	Реакция 8	Реакция 9
298,15	186,6945	-40,0473	-21,0346	5,0156	-24,8771	-46,1122	-81,2012	-71,2309	-117,6033
300	185,4951	-39,7859	-20,8483	4,9713	-24,6543	-45,8083	-80,6628	-70,7599	-116,8290
400	137,1469	-29,2394	-13,3217	3,1894	-15,5996	-33,5484	-58,9425	-51,7560	-85,6111
500	108,1120	-22,8855	-8,7908	2,1374	-10,0561	-26,1667	-45,8762	-40,3209	-66,8570
600	88,7424	-18,6326	-5,7693	1,4516	-6,2972	-21,2296	-37,1452	-32,6759	-54,3433
700	74,8999	-15,5836	-3,6146	0,9739	-3,5756	-17,6933	-30,8961	-27,1998	-45,3996
800	64,5142	-13,2888	-2,0035	0,6254	-1,5119	-15,0346	-26,2006	-23,0815	-38,6893
900	56,4340	-11,4986	-0,7557	0,3616	0,1059	-12,9625	-22,5426	-19,8696	-33,4693
1000	49,9686	-10,0624	0,2376	0,1565	1,4077	-11,3020	-19,6118	-17,2933	-29,2932
1100	44,6781	-8,8844	1,0457	-0,0066	2,4772	-9,9413	-17,2106	-15,1801	-25,8768
1200	40,2691	-7,9007	1,7150	-0,1388	3,3698	-8,8060	-15,2070	-13,4146	-23,0303
1300	36,5383	-7,0665	2,2777	-0,2475	4,1262	-7,8442	-13,5096	-11,9173	-20,6226
1400	33,3405	-6,3504	2,7569	-0,3383	4,7739	-7,0192	-12,0531	-10,6309	-18,5595
1500	30,5694	-5,7287	3,1691	-0,4147	5,3343	-6,3034	-10,7894	-9,5136	-16,7723
1600	28,1449	-5,1841	3,5269	-0,4797	5,8234	-5,6768	-9,6825	-8,5340	-15,2093
1700	26,0058	-4,7030	3,8405	-0,5357	6,2534	-5,1237	-8,7049	-7,6679	-13,8308
1800	24,1046	-4,2748	4,1170	-0,5841	6,6340	-4,6317	-7,8352	-6,8966	-12,6062
1900	22,4038	-3,8913	4,3626	-0,6262	6,9731	-4,1914	-7,0564	-6,2053	-11,5110
2000	20,8734	-3,5461	4,5817	-0,6632	7,2762	-3,7951	-6,3548	-5,5820	-10,5259
2100	19,4888	-3,2335	4,7785	-0,6959	7,5488	-3,4365	-5,7196	-5,0172	-9,6351
2200	18,2303	-2,9491	4,9557	-0,7247	7,7949	-3,1105	-5,1418	-4,5029	-8,8258
2300	17,0814	-2,6894	5,1164	-0,7505	8,0180	-2,8128	-4,6138	-4,0327	-8,0872
2400	16,0284	-2,4513	5,2625	-0,7736	8,2211	-2,5401	-4,1295	-3,6011	-7,4106
2500	15,0598	-2,2321	5,3956	-0,7942	8,4063	-2,2891	-3,6837	-3,2035	-6,7885

Таблица 4 28 Термодинамически равновесный состав продуктов частичного окисления канско-ачинского бурого угля влажностью 12 % воздухом при различных коэффициентах расхода окислителя  $\alpha$  (температура воздуха 550 °С, степень конверсии 96 %, потери теплоты в реакторе газификатора 0,7 %)

$\alpha$	$G_r$ кг/кг (т)	Равновесные концентрации основных компонентов (объемная доля), %										Температура процесса, °С	Выход сажи (массовая доля), %
		N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> S	COS	NH <sub>3</sub>			
0,280	2,856	46,917	16,620	3,522	26,918	4,897	1,045	0,060	0,004	0,018	870	8,8	
0,300	3,031	47,564	16,138	3,095	27,790	4,431	0,905	0,057	0,004	0,016	880	5,8	
0,320	3,207	48,146	15,682	2,720	28,598	3,996	0,785	0,054	0,004	0,015	890	2,7	
0,340	3,379	48,761	15,249	2,496	29,060	3,716	0,649	0,051	0,004	0,014	900	0,0	
0,360	3,523	49,743	14,915	3,070	28,092	3,932	0,184	0,049	0,004	0,011	950	0,0	
0,380	3,668	50,940	13,903	3,849	27,010	4,210	0,031	0,048	0,004	0,007	1030	0,0	
0,400	3,813	52,192	12,661	4,672	25,892	4,524	0,005	0,046	0,004	0,005	1110	0,0	
0,420	3,958	53,400	11,459	5,443	24,789	4,856	0,001	0,045	0,004	0,003	1190	0,0	
0,450	4,176	55,107	9,810	6,476	23,177	5,381	0,000	0,043	0,004	0,002	1285	0,0	
0,475	4,357	56,438	8,569	7,235	21,875	5,836	0,000	0,041	0,004	0,001	1360	0,0	
0,500	4,538	57,692	7,449	7,901	20,598	6,315	0,000	0,040	0,005	0,001	1430	0,0	
0,550	4,900	59,995	5,550	8,965	18,094	7,354	0,000	0,037	0,005	0,000	1560	0,0	
0,600	5,262	62,060	4,054	9,713	15,641	8,491	0,000	0,034	0,006	0,000	1680	0,0	
0,650	5,625	63,923	2,902	10,190	13,232	9,715	0,000	0,032	0,006	0,000	1780	0,0	

Примечания: 1.  $G_r$  — удельный выход («сырых») газообразных продуктов частичного окисления.

2. Выход сажи (частиц углерода) дополнительно к остаточной органической массе угля (4 %), связанной с принятой полнотой конверсии 96 %.

Таблица 4 29. Термодинамически равновесный состав продуктов частичного окисления канско-ачинского бурого угля влажностью 12 % кислородом при различных коэффициентах расхода окислителя  $\alpha$  (температура кислорода 298 °С, степень конверсии 96 %, потери теплоты в реакторе газификатора 0,7 %)

$\alpha$	$G_r$ кг/кг (т)	Равновесные концентрации основных компонентов (объемная доля), %										Температура процесса, °С	Выход сажи (массовая доля), %
		N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> S	COS	NH <sub>3</sub>			
0,30	1,428	0,733	31,426	2,968	60,172	3,305	1,286	0,099	0,008	0,003	1015	0,05	
0,32	1,462	0,749	31,410	4,110	59,257	3,986	0,381	0,097	0,008	0,002	1071	0,00	
0,34	1,497	0,773	29,923	6,045	58,638	4,492	0,024	0,096	0,008	0,001	1237	0,00	
0,36	1,531	0,802	27,720	8,267	58,012	5,093	0,002	0,096	0,008	0,001	1419	0,00	
0,38	1,565	0,831	25,498	10,481	57,359	5,726	0,000	0,095	0,009	0,001	1599	0,00	
0,40	1,599	0,860	23,333	12,637	56,649	6,417	0,000	0,094	0,010	0,000	1776	0,00	
0,42	1,633	0,889	21,246	14,715	55,863	7,184	0,000	0,093	0,011	0,000	1952	0,00	

Примечание. Окислитель — технический кислород (O<sub>2</sub> — 98 %, N<sub>2</sub> — 2 %).

Таблица 4 30. Термодинамически равновесный состав продуктов частичного окисления кузнецкого каменного угля влажностью 3 % воздухом при различных коэффициентах расхода окислителя  $\alpha$  (температура воздуха 550 °С, степень конверсии 96 %, потери теплоты в реакторе газификатора 0,7 %)

$\alpha$	$G_r$ кг/кг (т)	Равновесные концентрации основных компонентов (объемная доля), %										Температура процесса, °С	Выход сажи (массовая доля), %
		N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> S	COS	NH <sub>3</sub>			
0,36	4,3325	55,740	11,947	0,217	31,670	0,264	0,096	0,056	0,006	0,004	1126	5,2	
0,37	4,4475	55,942	11,696	0,197	31,772	0,242	0,087	0,055	0,006	0,004	1136	3,4	

Окончание табл. 4.30

$\alpha$	$G_r$ кг/кг (т)	Равновесные концентрации основных компонентов (объемная доля), %									Температура процесса, °C	Выход сажи (массовая доля), %
		N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> S	COS	NH <sub>3</sub>		
0,380	4,5625	56,135	11,454	0,179	31,869	0,221	0,080	0,054	0,006	0,004	1145	1,7
0,384	4,6084	56,213	11,359	0,175	31,898	0,216	0,076	0,053	0,006	0,004	1148	1,0
0,386	4,6314	56,251	11,312	0,172	31,915	0,213	0,075	0,053	0,006	0,004	1150	0,7
0,388	4,6544	56,289	11,266	0,169	31,931	0,210	0,074	0,052	0,006	0,003	1151	0,3
0,389	4,6659	56,306	11,244	0,166	31,942	0,207	0,073	0,052	0,006	0,003	1153	0,1
0,390	4,6769	56,332	11,222	0,174	31,926	0,216	0,068	0,052	0,006	0,003	1154	0,0
0,400	4,7744	56,889	10,836	0,496	31,126	0,581	0,013	0,051	0,006	0,003	1193	0,0
0,420	4,9695	58,062	9,843	1,198	29,548	1,290	0,001	0,050	0,006	0,002	1272	0,0
0,440	5,1646	59,183	8,853	1,895	28,073	1,940	0,000	0,048	0,006	0,001	1347	0,0
0,450	5,2621	59,721	8,376	2,232	27,366	2,250	0,000	0,047	0,007	0,001	1381	0,0
0,460	5,3596	60,246	7,910	2,560	26,678	2,552	0,000	0,047	0,007	0,001	1415	0,0
0,480	5,5547	61,256	7,026	3,178	25,342	3,146	0,000	0,045	0,007	0,001	1479	0,0
0,500	5,7498	62,215	6,210	3,743	24,048	3,734	0,000	0,043	0,007	0,001	1539	0,0
0,520	5,9448	63,129	5,462	4,251	22,787	4,323	0,000	0,042	0,007	0,000	1595	0,0
0,520	5,9448	63,129	5,462	4,251	22,787	4,322	0,000	0,042	0,007	0,000	1595	0,0
0,550	6,2375	64,419	4,469	4,904	20,942	5,218	0,000	0,040	0,008	0,000	1674	0,0
0,600	6,7251	66,379	3,143	5,716	17,957	6,760	0,000	0,036	0,009	0,000	1790	0,0

Таблица 4.31. Термодинамически равновесный состав продуктов частичного окисления кузнецкого каменного угля влажностью 3 % парокислородной смесью при различных коэффициентах расхода окислителя  $\alpha$ . (Температура воздуха 550 °C, степень конверсии 98 %, потери теплоты в реакторе газификатора 0,7 %) [28]

$\alpha$	$G_r$ кг/кг (т)	Равновесные концентрации основных компонентов (объемная доля), %									Температура процесса, °C	Выход сажи (массовая доля), %
		N <sub>2</sub>	H <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO	CO <sub>2</sub>	CH <sub>4</sub>	H <sub>2</sub> S	COS	NH <sub>3</sub>		
<i>Добавка пара* 0,3 м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup> технического кислорода</i>												
0,300	1,611	1,274	32,896	0,304	64,911	0,201	0,282	0,121	0,010	0,002	1319	8,5
0,320	1,704	1,250	32,109	0,209	65,956	0,134	0,215	0,116	0,010	0,001	1375	4,5
0,330	1,751	1,240	31,736	0,181	66,423	0,113	0,184	0,113	0,010	0,001	1404	2,5
0,345	1,817	1,227	31,235	0,346	66,800	0,210	0,061	0,109	0,010	0,001	1449	0,0
0,350	1,830	1,233	30,836	0,888	66,399	0,511	0,014	0,109	0,010	0,001	1504	0,0
0,360	1,857	1,245	29,840	2,055	65,633	1,105	0,003	0,109	0,010	0,001	1592	0,0
0,380	1,911	1,270	27,694	4,515	64,242	2,160	0,000	0,107	0,011	0,001	1795	0,0
0,400	1,965	1,295	25,520	6,996	62,909	3,162	0,000	0,106	0,011	0,000	1973	0,0
<i>Добавка пара* 0,5 м<sup>3</sup>/м<sup>3</sup> технического кислорода</i>												
0,310	1,782	1,158	33,294	0,901	63,185	0,735	0,606	0,109	0,009	0,002	1163	2,1
0,320	1,832	1,146	33,070	0,861	63,612	0,691	0,503	0,107	0,009	0,002	1180	0,0

Окончание табл. 4.31

$\alpha$	$G_r$ кг/кг (т)	Равновесные концентрации основных компонентов (объемная доля), %									Температура процесса, °C	Выход сажи (массовая доля), %
		$N_2$	$H_2$	$H_2O$	CO	$CO_2$	$CH_4$	$H_2S$	COS	$NH_3$		
0,330	1,862	1,147	32,952	1,757	62,707	1,228	0,094	0,105	0,008	0,002	1257	0,0
0,340	1,891	1,156	32,119	2,927	61,853	1,812	0,019	0,105	0,009	0,001	1350	0,0
0,350	1,921	1,166	31,112	4,190	61,062	2,352	0,005	0,104	0,009	0,001	1443	0,0
0,360	1,950	1,177	30,052	5,490	60,315	2,853	0,002	0,104	0,009	0,001	1534	0,0
0,370	1,980	1,187	28,973	6,804	59,596	3,328	0,001	0,103	0,009	0,001	1622	0,0
0,380	2,009	1,197	27,890	8,120	58,894	3,788	0,000	0,102	0,009	0,001	1707	0,0
0,400	2,068	1,217	25,742	10,726	57,510	4,694	0,000	0,101	0,010	0,000	1868	0,0

Добавка пара\*  $1 \text{ м}^3/\text{м}^3$  технического кислорода

0,300	1,968	1,028	34,271	4,832	53,573	4,707	1,479	0,100	0,007	0,005	986	0,0
0,310	2,004	1,018	34,847	5,685	52,907	4,826	0,610	0,097	0,006	0,004	1032	0,0
0,320	2,040	1,016	34,554	6,856	52,176	5,096	0,196	0,096	0,006	0,003	1092	0,0
0,330	2,076	1,020	33,687	8,276	51,457	5,403	0,053	0,095	0,006	0,002	1166	0,0
0,340	2,112	1,026	32,600	9,788	50,750	5,718	0,016	0,094	0,006	0,002	1243	0,0
0,350	2,148	1,032	31,463	11,313	50,056	6,031	0,005	0,094	0,006	0,001	1319	0,0
0,360	2,184	1,039	30,326	12,823	49,369	6,342	0,002	0,093	0,006	0,001	1393	0,0
0,370	2,220	1,045	29,207	14,309	48,684	6,655	0,001	0,092	0,007	0,001	1465	0,0
0,380	2,256	1,051	28,109	15,767	48,000	6,974	0,000	0,091	0,007	0,001	1533	0,0
0,390	2,292	1,057	27,037	17,195	47,314	7,299	0,000	0,090	0,007	0,001	1600	0,0
0,400	2,328	1,063	25,991	18,592	46,624	7,633	0,000	0,090	0,007	0,001	1665	0,0
0,420	2,400	1,075	23,980	21,291	45,229	8,330	0,000	0,088	0,007	0,000	1787	0,0

Добавка пара\*  $1,5 \text{ м}^3/\text{м}^3$  технического кислорода

0,270	2,011	0,970	33,937	8,074	45,196	8,367	3,346	0,099	0,006	0,006	903	2,4
0,280	2,078	0,954	33,895	7,996	45,607	8,283	3,158	0,096	0,006	0,006	907	0,0
0,290	2,121	0,940	34,715	8,809	44,937	8,346	2,149	0,093	0,005	0,006	925	0,0
0,300	2,163	0,931	35,088	9,735	44,172	8,551	1,422	0,091	0,005	0,006	942	0,0
0,320	2,248	0,918	34,893	12,167	43,199	8,482	0,246	0,088	0,005	0,004	1029	0,0
0,330	2,291	0,919	33,886	13,833	42,733	8,468	0,068	0,087	0,005	0,003	1099	0,0
0,340	2,333	0,922	32,716	15,514	42,147	8,587	0,022	0,086	0,005	0,002	1163	0,0
0,350	2,376	0,925	31,517	17,182	41,548	8,729	0,008	0,085	0,005	0,002	1227	0,0
0,360	2,418	0,929	30,338	18,812	40,938	8,891	0,003	0,084	0,005	0,001	1289	0,0
0,370	2,461	0,932	29,194	20,396	40,317	9,071	0,001	0,083	0,005	0,001	1348	0,0
0,380	2,503	0,936	28,086	21,935	39,688	9,267	0,001	0,082	0,005	0,001	1406	0,0
0,400	2,588	0,942	25,980	24,880	38,409	9,703	0,000	0,081	0,005	0,001	1516	0,0
0,420	2,673	0,949	24,011	27,658	37,105	10,192	0,000	0,079	0,005	0,000	1618	0,0

\* Приведенная к нормальным условиям.



Таблица 4.32. Выход продуктов полукоксования топлива на сухую массу, % [3]

Топливо	Полукок	Смола	Пироге- нетическая вода	Газ
Торф	40—45	8—12	20—25	24—30
Бурый уголь	72—75	5—7,5	4,5—10	6,5—8,5
Каменный уголь	70—85	10—18	2—8	6,5—8
Горючие сланцы	60—80	10—25	5—10	5—8

Температура начала выхода летучих веществ для различных топлив, °С:

Древесина . . . . .	430
Торф . . . . .	370—380
Бурый уголь . . . . .	400—430
Каменный уголь марок:	
Д . . . . .	440
Г . . . . .	480
ПЖ . . . . .	530
К . . . . .	570
ПС . . . . .	590
Т . . . . .	660
Антрацит . . . . .	650—670

Полукок обладает высокой реакционной способностью, легко самовозгорается и обычно используется как энергетическое топливо.

Смола, как правило, подвергается вторичной переработке на некоторых стадиях в присутствии водорода с получением моторных топлив, смазочных масел, фенолов и др.

Теплота сгорания газа полукоксования меняется в зависимости от содержания кислорода в исходном топливе и приблизительно составляет: при полукоксовании торфа 12; бурого угля 14, каменного угля 26 МДж/м<sup>3</sup> сухого газа.

Обычно газ используют в качестве энергетического или технологического для получения водорода.

**Коксование** — процесс глубокой термической переработки твердого топлива в целях получения кокса. В качестве побочных продуктов образуются

коксый газ и некоторое количество смолы (табл. 4.33). Коксованию подвергают дробленые до 3 мм коксуемые каменные угли марок К и ПЖ в смеси с углями марок ПС, Г и частично Т и Д.

Каменноугольный кокс обладает повышенной пористостью и механической прочностью. Требования к металлургическому коксу зольность — не более 10 %; влажность — не более 4 %, содержание серы — не выше 1,7 %; выход летучих — 0,8—1,0 %; пористость — 45—55 %; размеры кусков — не менее 25 мм.

Фракции кокса 10—25 мм используются как восстановитель в различных термохимических процессах или для газификации. Фракции менее 10 мм применяются как энергетическое топливо для паровых котлов.

Коксовый газ используется как энергетическое топливо или технологическое сырье для получения водорода.

Каменноугольная смола применяется как сырье для химической промышленности и для получения каменноугольного песка и кокса.

Общие требования к организации процессов пиролиза:

быстрый (за доли секунды) нагрев твердого топлива до температуры 450—700 °С;

относительно длительная (несколько минут) выдержка угля при данной или несколько повышенной температуре, достаточная для «выгазовывания»;

быстрая эвакуация выделяющихся продуктов из зоны реакции.

Процесс высокоскоростного пиролиза угля в пылевидном его состоянии, разработанный Энергетическим институтом им ГМ Кржижановского (АО «ЭНИИ»), осуществляется при температуре 400—650 °С в результате смешения его с нагретым до температуры 800—1000 °С коксом, полученным из этого же угля. Образующаяся парогазовая смесь продуктов пиролиза отделяется от твердого полукокса, охлаждается с выделением жидких смоляных фракций и горючего газа пиролиза.

Часть полученного кокса поступает в камеру сгорания, где нагревается за счет его частичного окисления и возвращается в качестве теплоносителя в реактор-пиролизер.

Таблица 4.33 Выход и показатели продуктов пиролиза бурых и каменных углей [3]

Выход или показатель	Полукоксование бурых углей при 550—650 °С	Коксование каменных углей при 950—1100 °С
Выход полукокса (кокса), % исходного угля	65—70	75—82
Выход летучих в полукоксе (коксе), % горючей массы	8—12	0,5—1,0
Выход газа, % сухой массы угля	6—8	15—19
Теплота сгорания газа (низшая), МДж/м <sup>3</sup>	14,7—21,0	14,7—18,8
Выход смолы, % горючей массы угля	10—12	2,5—3,5
Плотность смолы, кг/м <sup>3</sup>	900—1000	1100—1200

Таблица 4.34. Расчетные показатели искусственных газов различного происхождения

Газ	Состав газа (объемная доля), %							Плотность, кг/м <sup>3</sup>	Теплота сгорания, МДж/м <sup>3</sup>
	H <sub>2</sub>	CO	CH <sub>4</sub>	C <sub>m</sub> H <sub>n</sub>	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>		
Полукоксования	23,5	6,5	51,5	4,5	7,0	5,5	1,5	0,764	24,65
Коксовый	57,0	6,0	24,0	3,0	3,0	7,0	—	0,342	17,60
Сланцевый	24,7	10,0	16,2	5,0	16,4	26,8	0,7	1,040	13,85
Генераторный (смешанный)	13,0	27,6	0,6	—	6,0	53,2	0,2	1,141	5,15
Генераторный (парокислородное дутье)	53,4	23,1	15,3	2,9	2,9	2,3	0,3	0,576	15,70
Доменный	3,0	30,0	—	9,0	9,0	58,0	—	1,283	4,10
Подземной газификации	16,0	11,0	2,0	19,4	19,4	51,0	0,4	1,195	3,90

В результате пиролиза получают жидкое топливо, полукоксы (или угольные брикеты) и горючий газ. Выход продуктов пиролиза канско-ачинского бурого угля для установки ЭТХ-175 по методу ЭНИН в пересчете на теплоту сгорания угля приведен ниже:

Продукт	Выход, %
Полукокс . . . . .	60
Жидкое топливо . . . . .	15,7
Газ . . . . .	13,8
Химпродукты . . . . .	2,0
Потери . . . . .	8,5

На опытной установке ТЭЦ-2 (Тверьэнерго) при температуре пиролиза 600 °С по методу ЭНИН был получен выход смолы из канско-ачинского угля до 25 % на горючую массу.

Пиролиз каменных углей по методу «COED», разработанному фирмой Food and Mashinary Camical K, с последующей гидрогенизацией полученных жидких продуктов осуществляется в псевдооживленном слое в четырех последовательно расположенных реакторах, в которых температура угля возрастает ступенчато (300, 450, 550 и 900 °С) в результате теплообмена с дымовыми газами, летучими продуктами пиролиза угля и нагретым в специальном аппарате коксом. Выход продуктов, %, на сухую массу: коксик — 54,3, жидкие продукты — 23,7, высококалорийный газ — 15; вода — 7,0. После гидрокрекинга жидких продуктов получают: бензин — 12 %; котельно-печного топлива — 8 %, фенолов — 2 % при расходе водорода 1,5 %. Полученный коксик может быть использован на электростанциях.

Пиролиз наиболее перспективен при комплексном энерготехнологическом использовании угля, в котором оптимально сочетаются процессы пиролиза, газификации и структуры энергетического цикла. В России это направление разрабатывается в АО «ЭНИН», Объединенном институте высоких температур РАН (ОИВТ РАН), в ряде других организаций.

Расчетные показатели искусственных газов приведены в табл. 4.34.

## 4.5. ОБРАЗОВАНИЕ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ ГОРЕНИИ, ГАЗИФИКАЦИИ И ПИРОЛИЗЕ ТОПЛИВ

### 4.5.1. ВИДЫ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ

Образование различного рода вредных веществ (ВВ) происходит в процессах окисления или термической подготовки (переработки) любых органических топлив [29]. По механизму образования эти вещества делят на две группы. ВВ, образующиеся при сжигании из элементов, содержащихся в топливе (элементы зольной и органической массы топлива), ВВ, образующиеся в процессе переработки топлив. Обычно выделяют три основных механизма образования вредных выбросов при сжигании топлива: при полном окислении элементов, присутствующих в топливе; при неполном сгорании топлива (газификации); при окислении азота воздуха, подаваемого в зону горения. Процесс образования ВВ при пиролизе топлива, протекающем без окислителя, иной.

Вредные вещества, образующиеся в этих процессах, классифицируют по следующим группам:

газы (SO<sub>2</sub>, SO<sub>3</sub>, NO<sub>x</sub>, CO, H<sub>2</sub>S и др.);

твердые частицы (летучая зола, шлак, углеродные частицы — кокс, сажа);

органические соединения (углеводороды, полициклические ароматические углеводороды),

тяжелые металлы и редкоземельные элементы; жидкие аэрозоли (капли растворов кислот и других жидкостей) [5].

### 4.5.2. ТРАНСФОРМАЦИЯ СОЕДИНЕНИЙ СЕРЫ

При сжигании топлива органическая и пиритная сера практически полностью переходит в газо-

\*Выражение NO<sub>x</sub> представляет собой сумму окислов азота NO + NO<sub>2</sub>.

вую фазу и в зависимости от условий сжигания может приеутовствовать в продуктах сгорания в виде  $SO_2$ ,  $SO_3$ ,  $H_2S$ ,  $CS_2$ ,  $COS$ . В котлах в зоне умеренных температур сернистые соединения могут взаимодействовать с зольными элементами, частично переходя в твердую фазу [15]. Доля серы, связываемой золой топлива, зависит от избытка окислителя и температуры. В продуктах полного сгорания при  $\alpha > 1$  сера присутствует в основном в виде диоксида серы  $SO_2$ . Выбросы оксидов серы при полном сгорании топлива, кг/с, определяются по формуле

$$M_{SO_2} = \frac{2BS^r}{100}(1 - \eta_S)(1 - \eta_{SO_2}), \quad (4.23)$$

где  $B$  — расход топлива, кг/с,  $S^r$  — содержание серы в рабочей массе топлива, %;  $\eta_S$  — доля оксидов серы, связанная с летучей золой в твердой фазе (табл. 4.35),  $\eta_{SO_2}$  — доля оксидов серы, уловленной в системах очистки продуктов сгорания от сернистых соединений.

Нормативы удельных выбросов в атмосферу оксидов серы для котлов, сжигающих твердое и жидкое топливо, приведены в табл. 4.36.

Таблица 4.35 Доля оксидов серы  $\eta_S$ , связанная с летучей золой

Топливо	$\eta_S$
Экибастузский каменный уголь	$\geq 0,02$
Сланцы горючие	0,5—0,8
Торф	0,15
Канско-Ачинский бурый уголь:	
твердое шлакоудаление	0,2—0,5
жидкое шлакоудаление	0,05—0,2
Другие топлива	$\leq 0,1$

Таблица 4.36 Нормативы удельных выбросов в атмосферу оксидов серы для котлов, сжигающих твердое и жидкое топливо (ГОСТ Р 50831-95) [14]

Тепловая мощность котлов $Q$ , МВт (паропроизводительность $D$ , т/ч)	Приселение содержание серы $SO_{пр}$ , % · кг/МДж	Установки, вводимые до 31.12.2000 г.		Установки, вводимые после 1.01.2001 г.	
		Массовый выброс $SO_2$ на единицу тепловой энергии, г/МДж	Концентрация $SO_2$ в дымовых газах при нормальных условиях, приведенная к $\alpha = 1,4$ , мг/м <sup>3</sup>	Массовый выброс $SO_2$ на единицу тепловой энергии, г/МДж	Концентрация $SO_2$ в дымовых газах при нормальных условиях, приведенная к $\alpha = 1,4$ , мг/м <sup>3</sup>
До 199 (до 320)	0,045 и менее	0,875	2000	0,5	1200
200—249 (320—400)	Более 0,045	1,5	3400	0,6	1400
250—299 (400—420)	0,045 и менее	0,875	2000	0,4	950
300 и выше (420 и выше)	Более 0,045	1,5	3400	0,45	1050
	0,45 и менее	0,875	2000	0,3	700
	Более 0,045	1,5	3400	0,3	700
	0,45 и менее	0,875	2000	0,3	700
	Более 0,045	1,3	3000	0,3	700

В процессах высокотемпературного сжигания углей доля связывания серы золой обычно меньше, чем в низкотемпературных. При слоевом сжигании углей, содержащих значительное количество кальция, более 50 % серы топлива связывается золой.

Добавление известняка в топку котла вместе с углями в соотношении  $Ca S > 2$  при сжигании в кипящем слое позволяет связать до 85 % серы топлива и перевести ее в сульфаты кальция.

При газификации топлива большая часть серы образует газообразные сернистые соединения, в основном сероводород  $H_2S$ . В небольших количествах в генераторном газе можно обнаружить  $COS$  и  $CS_2$ . Возможен переход части горючей серы в золу и шлак, например при газификации с жидким шлакоудалением [6].

При пиролизе топлива горючая сера образует широкий спектр сераорганических соединений меркаптанов, сульфидов, дисульфидов, тиофенов, и также сероводород. Сераорганические соединения распределяются между газообразными и жидкими продуктами пиролиза. Часть серы, обычно незначительная, остается в структуре полукокса (кокса).

#### 4.5.3. ОБРАЗОВАНИЕ ОКСИДОВ АЗОТА

При сжигании органических топлив образование оксидов азота может происходить по трем различным механизмам [6].

в результате окисления атмосферного азота при высоких температурах (термических  $NO_x$ ),

образование  $NO_x$  во фронте пламени при окислении органического топлива (быстрые  $NO_x$ ),

за счет окисления азота топлива (топливные  $NO_x$ ) [14].

При сжигании топлива с  $\alpha > 1$  фактическое содержание термических  $NO_x$  в продуктах сгорания определяется кинетикой окисления атмосферного

азота, для бедных горючих смесей описываемой цепным механизмом реакций [5]. Время, с, достижения равновесной концентрации  $\text{NO}_x$  можно оценить по формуле

$$\tau_p = \frac{2,06 \cdot 10^{-12}}{\sqrt{[\text{N}_2]}} \exp \left[ \frac{53\,750}{T} \right]$$

Здесь  $[\text{N}_2]$  — концентрация молекулярного азота, моль/дм<sup>3</sup>;  $T$  — температура в зоне реакции, К.

Общие подходы к подавлению термических оксидов азота, основанные на механизме их образования, включают:

снижение температуры сгорания за счет рециркуляции дымовых газов или впрыска воды или пара в зону горения (термические оксиды азота начинают вносить существенный вклад в эмиссию  $\text{NO}_x$  при температуре 1500—1700 °С и выше);

уменьшение избытка окислителя в таких пределах, чтобы не допустить образования канцерогенных продуктов неполного горения типа бенз(а)пирена,

сокращение времени сгорания путем улучшения условий смешения топлива с окислителем, организации двухступенчатого сжигания.

Вблизи фронта пламени на ранних стадиях горения из промежуточных соединений типа CN и HCN образуются *быстрые оксиды азота*

Измеренные в ходе эксперимента максимальные концентрации быстрых оксидов азота составляют 30—40 млн<sup>-1</sup> для богатых смесей с уменьшением в сторону стехиометрических смесей (рис. 4.14).

Так как при сжигании природного газа на промышленных горелках стремятся к достижению уровня эмиссии оксидов азота 10—15 млн<sup>-1</sup>, то быстрые оксиды азота становятся лимитирующим фактором дальнейшего снижения эмиссии  $\text{NO}_x$ , особенно при использовании технологии ступенчатого сжигания, в соответствии с которой специально организуется зона, обогащенная топливом. Основные подходы к подавлению образования быстрых оксидов азота

сжигание обедненных смесей;

снижение температур сгорания за счет рециркуляции дымовых газов или впрыска воды или пара

Эмиссия быстрых оксидов  $\text{NO}_x$  составляет около 10—30 % содержания оксидов азота в дымовых газах энергетических котлов, сжигающих азотсодержащее топливо (уголь, мазут).

**Топливные оксиды азота** вносят основной вклад в эмиссию  $\text{NO}_x$  при сжигании твердых и жидких органических топлив. При этом процесс образования топливных оксидов азота протекает со значительно

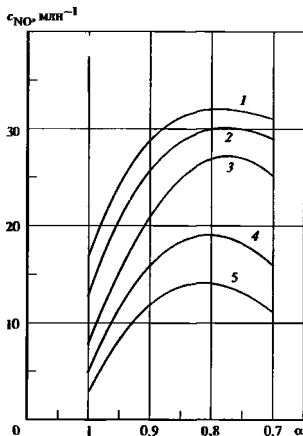


Рис. 4.14. Уровень концентрации быстрых оксидов азота при горении природного газа при различных коэффициентах избытка воздуха ( $\alpha$ ) и температуре воздуха, К  
1 — 2200; 2 — 2100; 3 — 2000; 4 — 1900; 5 — 1800

более высокими скоростями и при более низких температурах, чем окисление атмосферного азота

Доля азота топлива, который переходит в  $\text{NO}_x$  в процессе сжигания, зависит от содержания азота в топливе. При пылеугольном сжигании 25—40 % органического азота конвертируется в  $\text{NO}_x$  (рис. 4.15).

В процессе термического расщепления азотсодержащих углеводородов образуется сложный комплекс азотистых соединений, большая часть которых нестабильна и в зависимости от конкретных условий трансформируется в некоторую ограниченную совокупность более стабильных соединений ( $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCN}$ ) [26].

Общие подходы к подавлению топливных оксидов азота

организация ступенчатого сжигания;

выбор параметров процесса сжигания в зоне с недостатком окислителя для каждого топлива из условия его перевода в газообразную фазу с превращением азотистых соединений преимущественно в  $\text{N}_2$ ,  $\text{NH}_3$  и  $\text{HCN}$ ;

выбор времени пребывания продуктов неполного горения в восстановительной зоне, недостаточной для максимального преобразования азотсодержащих компонентов в молекулярный азот, желательно с последующим снижением температуры.

\* Выражение млн<sup>-1</sup> означает объемную концентрацию в частях на миллион (в латинской транскрипции ppm)

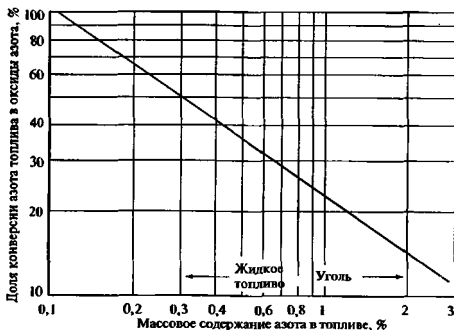


Рис. 4.15. Степень конверсии азота топлива в оксиды азота при горении

Таблица 4.37 Содержание  $\text{NO}_x$  в продуктах сгорания угля [20]

Способ сжигания угля	$\text{NO}_x$ , млн <sup>-1</sup>
<i>Пылеугольное сжигание</i>	
Тангенциальное расположение горелок	375—550
Фронтальное сжигание, сухощлакоудаление	500—825
Фронтальное сжигание, жидкое шлакоудаление	825—1500
Фронтальное сжигание, встречное расположение горелок	400—1000
Циклонные топки	900—1500
Топки	
Слоевое сжигание	250—400
Топка с нижней подачей топлива	150—300

Дожигание продуктов неполного горения в конечной ступени осуществляется подводом необходимого количества окислителя при пониженных температурах для подавления образования термических оксидов азота

В топках со слоевым сжиганием топлива эмиссия  $\text{NO}_x$  существенно ниже, чем в топках с пылеугольным сжиганием. При слоевом сжигании от 10 до 20 % азота топлива конвертируется в  $\text{NO}_x$ , в то время как при пылеугольном сжигании конверсия азота топлива составляет 25—40 %. Низкие выбросы оксидов азота при сжигании угля в слое определяются низкими температурами горения (1200—1300 °С против 1500—1650 °С при пылеугольном сжигании) и выгоранием части угля в условиях недостатка окислителя (табл. 4.37).

Минимальное содержание  $\text{NO}_x$  имеет место в котлах с сухим шлакоудалением при тангенциальном или фронтальном расположении горелок, максимальные концентрации  $\text{NO}_x$  — в топках с жидким шлакоудалением и в циклонных топках [21]

Выбросы оксидов азота, кг/с, определяются по формуле

$$M_{\text{NO}_2} = BQ_f^f k_{\text{NO}_2} \quad \text{или} \quad M_{\text{NO}_2} = BV_{\text{с.г.}} c_{\text{NO}_2}.$$

где  $Q_f^f$  — теплота сгорания топлива, МДж/кг;  $k_{\text{NO}_2}$  — удельный выброс оксидов азота  $\text{NO}_x$  в пересчете на  $\text{NO}_2$ , кг/ГДж;  $c_{\text{NO}_2}$  — концентрация оксидов азота, кг/м<sup>3</sup>, в сухой пробе газа при стандартных условиях и при определенном коэффициенте избытка воздуха (рекомендуется все расчеты приводить к  $\alpha = 1,4$ );  $V_{\text{с.г.}}$  — объем сухих дымовых газов, м<sup>3</sup>/кг, при том же коэффициенте избытка воздуха  $\alpha$ , что и для  $c_{\text{NO}_2}$ .

Суммарные удельные выбросы оксидов азота складываются из термических  $k_{\text{NO}_2}^{\text{B}}$ , быстрых  $k_{\text{NO}_2}^{\text{б}}$  и топливных  $k_{\text{NO}_2}^{\text{T}}$ :

$$k_{\text{NO}_2} = k_{\text{NO}_2}^{\text{B}} + k_{\text{NO}_2}^{\text{б}} + k_{\text{NO}_2}^{\text{T}}.$$

На практике для расчета удельных выбросов термических оксидов азота  $k_{\text{NO}_2}^{\text{B}}$  при сжигании в пылеугольных котлах используют зависимость, учитывающую уравнение скорости образования оксида азота Я.Б. Зельдовича,

$$k_{\text{NO}_2}^{\text{B}} = 1,54 \cdot 10^{16} \sqrt{\frac{\alpha_{\text{а.г.}} - 1}{\alpha_{\text{а.г.}}}} \exp\left(-\frac{67000}{T_{\text{а.г.}}}\right) T_{\text{а.г.}} \quad (4.24)$$

где  $\alpha_{\text{а.г.}}$  — коэффициент избытка воздуха в зоне активного горения, он принимается равным сумме организованно подаваемого воздуха через горелки  $\alpha_{\text{T}}$  и присосов воздуха  $\Delta\alpha_{\text{T}}$  через нижнюю часть топки

$$\alpha_{\text{а.г.}} = \alpha_{\text{T}} + \Delta\alpha_{\text{T}} / 2;$$

$T_{\text{а.г.}}$  — температура на выходе из зоны активного горения, К.

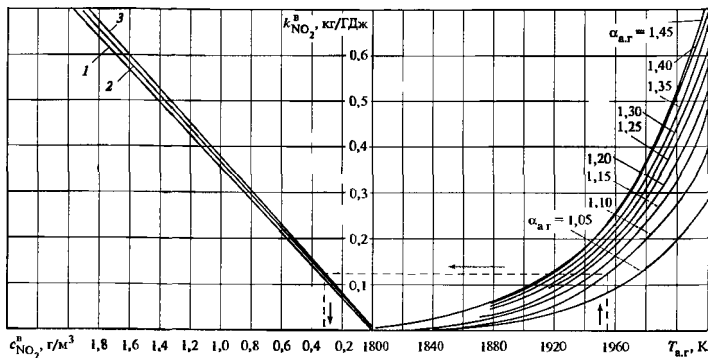


Рис. 4.16. Номограмма для оценки выбросов и концентрации воздушных оксидов азота при сжигании топлив

1 — каменные угли, 2 — антрацит и горючие сланцы, 3 — бурые угли

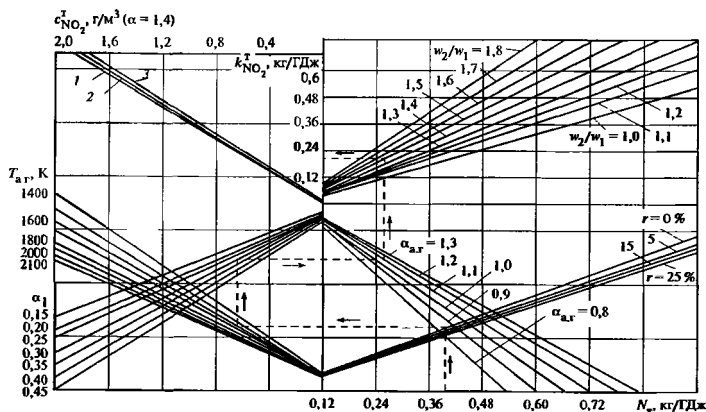


Рис. 4.17. Номограмма для оценки выбросов и концентрации топливных оксидов азота при установке вихревых горелок

1 — каменный уголь, 2 — антрациты и горючие сланцы, 3 — бурые угли

Формула (4.24) справедлива в диапазоне изменения коэффициента избытка воздуха  $1,05 \leq \alpha_{a,г} \leq 1,4$  и при температуре до  $T_{a,г} = 2050$  К. При  $T_{a,г} < 1800$  К величиной  $k_{NO_2}^b$  можно пренебречь.

На рис. 4.16 приведена номограмма для приближенного расчета количества термических окси-

дов азота  $k_{NO_2}^b$ , а также их концентрация  $c_{NO_2}^b$  в

пересчете на коэффициент избытка воздуха  $\alpha = 1,4$ . На рис. 4.17 и 4.18 приведены номограммы для приближенной оценки количества выбросов топливных оксидов азота  $k_{NO_2}^T$ , а также их концентра-

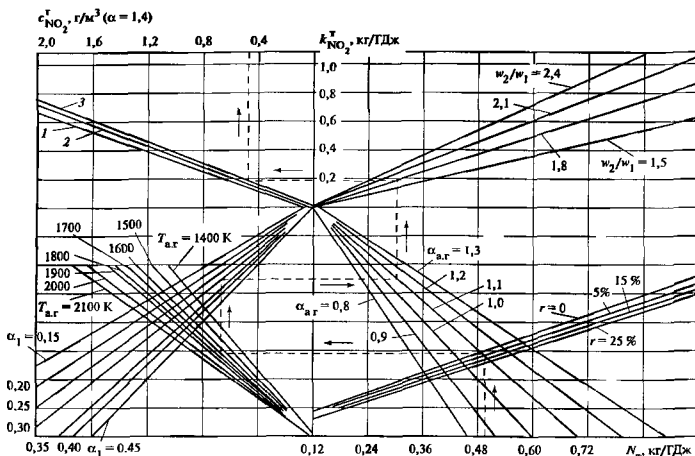


Рис. 4.18. Номограмма для оценки выбросов и концентрации топливных оксидов азота при установке прямоточных горелок

1 — каменный уголь; 2 — антрацит и торфяные сланцы; 3 — бурый уголь

Таблица 4.38. Нормативы удельных выбросов в атмосферу оксидов азота для котлов по ГОСТ Р 50831-95 [14]

Тепловая мощность котлов $Q$ , МВт (паропроизводительность $D$ , т/ч)	Вид топлива	Установки, вводимые до 31.12.2000 г.		Установки, вводимые после 01.01.2001 г.	
		Массовый выброс $\text{NO}_x$ на единицу тепловой энергии, г/МДж	Концентрация $\text{NO}_x$ в дымовых газах при нормальных условиях, приведенная к $\alpha = 1,4$ , мг/м <sup>3</sup>	Массовый выброс $\text{NO}_x$ на единицу тепловой энергии, г/МДж	Концентрация $\text{NO}_x$ в дымовых газах при нормальных условиях, приведенная к $\alpha = 1,4$ , мг/м <sup>3</sup>
До 299 (до 420)	Газ	0,05	150	0,043	125
	Мазут	0,1	290	0,086	250
	Бурый уголь				
	твердое шлакоудаление	0,12	320	0,11	300
	жидкое шлакоудаление	0,13	350	0,11	300
300 и выше (420 и выше)	Каменный уголь.				
	твердое шлакоудаление	0,17	470	0,17	470
	жидкое шлакоудаление	0,23	640	0,23	640
	Газ	0,05	150	0,043	125
	Мазут	0,103	300	0,086	250
	Бурый уголь, твердое шлакоудаление	0,14	370	0,11	300
	Каменный уголь				
твердое шлакоудаление	0,2	540	0,13	350	
жидкое шлакоудаление	0,25	700	0,21	570	

щий  $\tau_{\text{NO}_2}$  в пересчете на коэффициент избытка воздуха  $\alpha = 1,4$ . Пенограммы построены в зависимости от типа горелки, степени рециркуляции дымовых газов через горелки  $r$ , %, температуры на выходе из зоны активного горения  $T_{\text{а.р.}}$ , К, доли первичного воздуха  $\alpha_1$ , коэффициента избытка воздуха в зоне горения  $\alpha_{\text{а.р.}}$ , отношения скоростей в выходном сечении горелок  $w_2/w_1$ , и содержания азота в топливе, кг/ГДж,

$$N_{\tau} = \frac{N^r}{100 Q_t^r},$$

где  $N^r$  — доля азота в топливе, %;  $Q_t^r$  — теплота сгорания топлива, ГДж/кг

Нормативы удельных выбросов в атмосферу оксидов азота для котлов приведены в табл. 4.38

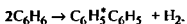
#### 4.5.4. ОБРАЗОВАНИЕ ПОЛИЦИКЛИЧЕСКИХ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ

Некоторые соединения класса полициклических ароматических углеводородов (ПАУ), среди которых самым активным является бенз(а)пирен (БП), выделяют в особую группу ВВ из-за их потенциально канцерогенной опасности. Бенз(а)пирен принято считать индикатором канцерогенности конкретной среды, так как его наличие связано с содержанием в среде и других канцерогенных ПАУ бенз(е)пирена, бензаперилена, 1, 2-бензаитрацена и др. [25]

Бенз(а)пирен ( $C_{20}H_{12}$ ) — твердое кристаллическое вещество в виде бледно-желтого цвета с температурой плавления 178, кипения 312 °С. Он хорошо растворим в органических растворителях и концентрированной серной кислоте, его растворимость в воде 0,11 мкг/л. Бенз(а)пирен разрушается под действием ультрафиолетового излучения, ультразвука, токов высокой частоты, озона и сильных концентрированных кислот.

Бенз(а)пирен образуется в основном в процессе пиролиза углеводородного топлива, он обнаруживается также в выбросах при сжигании и газификации топлива

При получении сажи из жидкого топлива и в процессе пиролиза угля при температуре около 300 °С обнаружено образование БП, который может быть продуктом реакции углеводорода с циклической структурой (дифенила), образующегося из триацетилена в ходе реакции



или продуктом реакции углеводорода с дивинилом

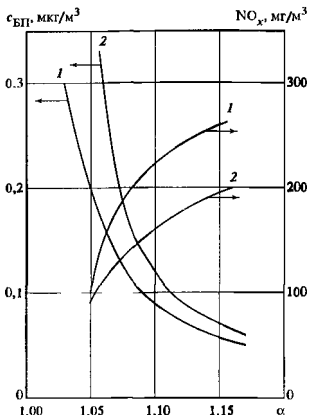
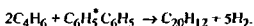


Рис. 4.19. Содержание бенз(а)пирена и оксидов азота в продуктах сгорания газомазутного топлива в котлах ТГМ-84 в зависимости от коэффициента избытка воздуха

1 — без рециркуляции дымовых газов; 2 — с рециркуляцией дымовых газов

Бенз(а)пирен содержится в жидком и твердом топливах, поэтому в принципе возможен прямой переход БП из топлива в продукты сгорания вместе с невыгоревшими сажистыми и коксовыми частицами. Так как БП возникает фактически в условиях неложения топлива, то основным средством подавления его образования в котлах является организация процесса полного сжигания.

На котлах паропроизводительностью свыше 200 т/ч фактическое содержание БП в уходящих газах составляет: для газомазутных котлов при работе на природном газе — 0,2 мкг/м³; при сжигании мазута — 1 мкг/м³; для пылеугольных котлов около 0,2—3,5 мкг/м³.

Особенно на образовании БП сказывается вид топлива при его сжигании с малым коэффициентом избытка окислителя. Внедрение на котлах методов модификации процессов сжигания с целью подавить образование оксидов азота созданием восстановительных зон, снижением температуры факела, затопиванием времени выгорания топлива и замедлением процесса смесобразования сопровождается увеличением недожога, в том числе и образованием БП

В случаях, когда рециркуляция дымовых газов эффективна для подавления оксидов азота, она вызывает наибольшее увеличение образования БП (рис. 4.19). В частности, подача 1 % газов рецирку-



ляций увеличивает содержание БП в продуктах сгорания при вводе газов над подом топки в среднем на 1 %; через кольцевые каналы горелок — на 2,5 %, в смеси с дутьевым воздухом — на 20 % [24]

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Альтшулер В.С. Новые процессы газификации твердого топлива. М.: Недра, 1976.
- 2 Ахмедов Р.Б., Цирульников Л.М. Технология сжигания горючих газов и жидких топлив Л. Недра, 1984.
- 3 Белосельский Б.С., Соляков В.К. Энергетическое топливо М: Энергия, 1980
- 4 Белосельский Б.С. Топочные мазуты М Энергия, 1978.
- 5 Вуков А.К. Защита атмосферы от выбросов энергообъектов. Справочник. М. Энергоатомиздат, 1992
- 6 Гордиш К.А., Масленников В.М. К вопросу о предотвращении выбросов оксидов азота при сжигании органических топлив // Физика горения и взрыва 1985. № 1 С 58—65
- 7 Горелочные устройства Отраслевой каталог М. НИИинформэнергомащ, 1985
- 8 ГОСТ 30319.1-96. Газ природный Методы расчета физических свойств. Определение физических свойств природного газа, его компонентов и продуктов переработки
9. ГОСТ 10585-85. Мазут Топливо нефтяное (мазут) Технические условия.
10. ГОСТ 30313-95, Угли каменные и антрацит. Кодификация.
- 11 ГОСТ Р 50904-96. Угли каменные и антрацит. Классификация
- 12 ГОСТ 8167-87. Угли каменные Кузбасса для пылевидного сжигания Технические условия
13. ГОСТ 4810-89, Угли Подмосковного бассейна для пылевидного сжигания Технические условия.
14. ГОСТ Р 50831-95. Нормативы удельных выбросов в атмосферу оксидов серы и азота для котлов.
15. Залкинд И.Я., Вдовченко В.С., Дик Э.П. Зола и шлаки в котельных топочках М Энергоатомиздат, 1988.
- 16 Ивашов Ю.В. Газогорелочные устройства. М.: Недра, 1972
17. Лавров Н.В. Физико-химические основы процесса горения топлива. М : Наука, 1981
18. Масленников В.М., Выкубенко Ю.А., Штернберг В.Я. (СССР), Смитсон Г.Р., Робсон Ф.Л., Лемон А.В., Лохон В.Г. (США). Парогазовые установки с внутрипепловой газификацией топлива и экологические проблемы энергетики М: Наука, 1983.
- 19 Михеев В.П., Мединков Ю.П. Сжигание природного газа Л. Недра, 1975
- 20 РД 34.02.304-95. Нормативные документы для тепловых электростанций и котельных. Методические указания по расчету выбросов оксидов азота с дымовыми газами котлов тепловых электростанций. Изд-во АООТ «ВТИ», 1996
21. Проектирование топок с жидким шлакоудалением / Под ред. Ю.И. Маршака, В.В. Митора М · ВТИ, 1983
22. Равич М.Б. Упрощенная методика теплотехнических расчетов М: Наука, 1966.
- 23 Расчетные характеристики твердых топлив Уточнения к нормативному методу теплового расчета котельных агрегатов / Г.Д. Юшина, В.С. Вдовченко, П.В. Новицкий и др. М · ВТИ, 1980.
24. Родлятин К.Ф., Полтарский А.П. Справочник по котельным установкам малой производительности. М.. Энергоатомиздат, 1989.
- 25 Сигал И.Я. Защита воздушного бассейна при сжигании топлива. Л · Недра, 1977
26. Справочник азотчика / Под ред. акад. Н.М. Жаворонкова М. Химия, 1986
- 27 Теплового расчет котельных агрегатов Нормативный метод / Под ред. Н.В. Кузнецова М · Энергия, 1973.
- 28 Термодинамика высокотемпературных процессов Справочник / Под ред. А.Л. Сурица М · Металлургия, 1985.
29. Термодинамические свойства индивидуальных веществ Справочное издание в 4-х томах / В.П. Глушко, Л.В. Гурвич, Г.А. Бергман и др. М., Наука, 1978—1979
30. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания / Под ред. акад. В.П. Глушко М · Наука, 1971—1979.
31. Справочник по котельным установкам Топливо. Топливоприготовление Топки и топочные процессы / Под ред. М.И. Неуймина, Т.С. Добрякова. М · Машинное строительство, 1993
32. Теплоэнергетика и теплотехника Справочная серия / Под ред. В.А. Григорьева и В.М. Зорина Кн. 2. Теоретические основы теплотехники Теплотехнический эксперимент. М.: Энергоатомиздат, 1988.
- 33 Топливокислородные системы отопления / В.П. Абул, Ф.Г. Гайнуллин, В.А. Ипполитов и др. М., ИРЦ Газпром, 1993.
34. Хизалин Д.М., Каган Я.А. Теория горения и топочные процессы М . Энергия, 1976
35. Шурыгин А.П. Расчет форсунок для распыливания жидкостей М.: МЭИ, 1972.
36. Энергетическое топливо СССР Справочник / И.И. Матвеева, Н.В. Новицкий, В.С. Вдовченко и др М.: Энергоатомиздат, 1991

# РАЗДЕЛ ПЯТЫЙ

## ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

### 5.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗМЕРЕНИЯХ И ПОГРЕШНОСТЯХ

Практика теплотехнических измерений характеризуется разнообразием используемых средств измерений, которые отличаются от других элементов технических систем наличием *метрологических характеристик* (МХ). В число средств измерений входят простейшие измерительные приборы, такие как стеклянные термометры, показывающие пружинные манометры и др. Однако в современных измерительных системах, используемых для управления технологическими объектами, испытательными и экспериментальными установками, применяются первичные измерительные преобразователи (датчики), которые преобразуют измеряемую величину в аналоговые или дискретные электрические сигналы. Последние в простейшем случае поступают на вторичные показывающие и регистрирующие приборы. В основном же сигналы первичных преобразователей нормализуются и поступают на вход микропроцессорных устройств, осуществляющих коммутацию сигналов, преобразование их в цифровой код, первичную обработку, формирование управляющих сигналов, расчет косвенных величин, хранение информации, ее представление и регистрацию.

Таким образом, между первичным преобразователем и устройством представления информации об измеряемой величине (дисплеем, принтером) заключена цепь устройств, образующих измерительный канал, обладающий фиксированными метрологическими характеристиками, зависящими от метрологических характеристик элементов, входящих в его состав.

Точность получаемой измерительной информации зависит не только от точности используемых средств измерения, но и от взаимодействия последних с измеряемой и окружающей средами. Необходимо учитывать условия работы каждого элемента измерительного канала и всей системы в целом, а также влияние дополнительных элементов (импульсных и соединительных линий, устройств отбора среды и пр.).

Нестационарность измеряемой величины может быть источником *динамических погрешностей*, обусловленных инерционностью средств измерения. Расчет этих погрешностей весьма затруднителен.

**Классификация погрешностей.** *Погрешностью* результата измерения называется разность между полученным при измерениях значением  $X$  и истинным значением измеряемой величины [6]. Поскольку истинное значение неизвестно, то используют понятие действительного значения  $X_D$ , которое ближе к истинному значению и получено с помощью эталонных средств измерения.

В измерительной практике используют следующие количественные оценки погрешности: *абсолютная погрешность*, выражаемая в единицах измеряемой величины,

$$\Delta X = X - X_D; \quad (5.1)$$

*относительная погрешность*, обычно выражаемая в процентах,

$$\delta X = \Delta X / X_D \cdot 100, \quad (5.2)$$

поскольку  $\Delta X \ll X$  и  $X_D$ , то с достаточной точностью можно считать, что  $\delta X = \Delta X / X \cdot 100$ .

*приведенная погрешность*, выражаемая в процентах,

$$\gamma X = \Delta X / N \cdot 100, \quad (5.3)$$

где  $N$  — нормирующее значение, обычно равное диапазону измерения или преобразования прибора.

Погрешности разделяются на систематические, случайные и грубые. *Систематической погрешностью*  $\Delta_c$  называется составляющая погрешности измерения, остающаяся постоянной или изменяющаяся по известному закону при повторных измерениях одной и той же величины.

*Случайной погрешностью* измерения  $\Delta_{сл}$  называется составляющая погрешности измерений, которая меняется случайным образом при повторных измерениях одной и той же величины.

*Грубой погрешностью* измерения называется погрешность измерения, существенно превышающая ожидаемую при данных условиях измерения.

Значения систематической и случайной составляющих погрешности могут зависеть от значения измеряемой величины. В связи с этим используются понятия аддитивной и мультипликативной составляющих погрешности. Под *аддитивной* погрешностью понимается доля систематической составляющей погрешности, которая остается постоянной в пределах диапазона измерения или преобразования. Под *мультипликативной* погрешностью понимают долю систематической составляющей погреш-

ности которая меняется в зависимости от значения измеряемой величины. Так, для платиновых термопреобразователей сопротивления класса В в соответствии с ГОСТ Р50353 (МЭК 751) предел основной допускаемой погрешности составляет  $\Delta_{\text{гр}} = \pm (0,3 + 0,005 |t|)$  °С. Аддитивная составляющая погрешности, определяемая разбросом начального сопротивления преобразователей, равна  $\pm 0,3$  °С, а мультипликативная, зависящая от отклонений чувствительности, равна  $0,005 |t|$  °С

**Метрологические характеристики средств измерения.** Для рабочих средств измерения используется несколько способов нормирования погрешностей [2, 5] предел допускаемой основной абсолютной погрешности  $\Delta_{\text{пр}}$ , предел допускаемой основной относительной погрешности  $\delta_{\text{пр}}$ , предел допускаемой основной приведенной  $\gamma_{\text{пр}}$  погрешности. Все эти величины являются обобщенными характеристиками средства измерения, определяемыми пределом основных и дополнительных погрешностей. а также другими свойствами средств измерения, влияющими на точность, такими, как порог чувствительности, вариация показаний  $N$ , шаг квантования  $\mu$

*Основная погрешность* средства измерения имеет место при нормальных условиях измерения, оговоренных в технической документации на средство измерения. *Дополнительные погрешности* возникают при отклонении условий эксплуатации средства измерения от нормальных. В этом случае погрешность средства измерения определяется как сумма основной и дополнительной погрешностей.

Предел основной абсолютной погрешности часто нормируется в виде числа или выражения

$$\Delta_{\text{пр}} = \pm [a + b(|X| - X_{\text{н}})], \quad (5.4)$$

где  $a$  и  $b$  — постоянные;  $X_{\text{н}}$  — начальное значение измеряемой величины.

Предел основной относительной погрешности обычно нормируется в виде числа или выражения, %

$$\delta_{\text{пр}} = \pm [c + d(X_{\text{в}}/X - 1)]100, \quad (5.5)$$

где  $X$  — измеряемая величина,  $X_{\text{в}}$  — верхний предел измерения,  $c, d$  — постоянные.

Предел основной абсолютной погрешности в этом случае зависит от значения измеряемой величины и составляет

$$\Delta_{\text{пр}} = \pm \delta_{\text{пр}} X / 100. \quad (5.6)$$

Предел основной приведенной погрешности обычно задается в виде числа, при этом согласно (5.3) предел абсолютной основной погрешности составит

$$\Delta_{\text{пр}} = \gamma_{\text{пр}} N / 100 \quad (5.7)$$

Значения пределов рассмотренных основных погрешностей выбираются из ряда (1, 1,5; 2; 2,5; 4; 5; 6) $10^n$ , где  $n$  может иметь значения 1; 0, -1; -2, -3 и т.д.

В метрологии для характеристики обобщенных свойств точности средств измерения используется понятие *класса точности*. Если для прибора нормируется предел основной допускаемой приведенной погрешности, то класс точности  $k$ , численно ей равный, записывается арабскими цифрами, и тогда

$$\Delta_{\text{пр}} = \pm kN / 100. \quad (5.8)$$

Латинскими буквами обозначаются классы точности при нормировании пределов основных относительных и абсолютных погрешностей. Так, при нормировании предела относительной погрешности по (5.5) на приборе указывается отношение  $c/d$  (см. табл. 5.1).

Для эталонных средств измерения может быть дана таблица поправок, позволяющая путем их введения устранить систематическую составляющую погрешности. могут быть указаны неисключенная систематическая и средняя квадратическая погрешности. Последняя характеризует случайную составляющую погрешности измерения

Информация о значении измеряемой величины может быть представлена в *аналоговой* или *дискретной форме*. Первая имеет место, если показания прибора или выходной сигнал измерительного преобразователя меняются непрерывно с изменением измеряемой величины. При дискретной, в основном цифровой, форме представления информации непрерывным изменениям измеряемой величины соответствуют дискретные (ступенчатые) изменения показаний или выходного сигнала преобра-

Таблица 5.1 Примеры форм нормирования погрешностей и обозначений классов точности

Форма нормирования основной погрешности	Формула расчета предела основной допускаемой погрешности	Пределы основной допускаемой погрешности	Обозначение класса точности	
			в документации	на средствах измерения
Абсолютная	(5.1)	$\Delta_{\text{пр}} = \pm 0,2$ °С	0,2 °С	A
	(5.4)	$\Delta_{\text{пр}} = \pm (0,3 + 0,005  t )$ , °С	$0,3 + 0,005  t $	B
Относительная	(5.2)	$\delta_{\text{пр}} = \pm 1,5$ %	1,5	(1,5)
	(5.5)	$\delta_{\text{пр}} = \pm [0,3 + 0,02(X_{\text{в}}/X - 1)]$ , %	0,3/0,02	0,3/0,02
Приведенная	(5.3)	$\gamma_{\text{пр}} = \pm 2$ %	2	2

ювателя Погрешность зависит от числа разрядов (квантования) представления информации. Обычно погрешность квантования принимают равной половине единицы последнего разряда.

Рассмотренные МХ определяют погрешности приборов при измерении стационарных величин. В технической документации на средства измерения даются их динамические характеристики, что позволяет при известной нестационарности измеряемой величины сделать вывод об отсутствии или наличии динамических погрешностей, а в последнем случае выбрать другой прибор с соответствующей динамикой.

**Оценка погрешностей при измерениях.** Значение измеряемой величины может быть получено в результате прямых и косвенных измерений.

При *прямых измерениях* значение измеряемой величины определяется непосредственно путем сравнения с мерой. Так, с помощью линейки определяется длина отрезка, по показаниям термометра и манометра находится соответственно значения температуры и давления. При *косвенных измерениях* определяемая величина  $Z$  связана известной функциональной зависимостью с другими физическими величинами  $X, Y, \dots$ , измеряемыми прямыми методами,

$$Z = f(X, Y, \dots) \quad (5.9)$$

Метод оценки погрешности прямых измерений зависит от условий, метода их выполнения, используемых средств измерения. В связи с этим измерения разделяют на технические и лабораторные. Обычно *технические измерения* выполняются рабочими средствами измерения. Поскольку в погрешности последних велика доля систематической составляющей, то многократные измерения не могут ее выявить, поэтому технические измерения в большинстве случаев проводят однократно. По результату измерения  $X$  для действительного значения  $X_d$  дается интервальная оценка:

$$X_d = X \pm \Delta_{пр} \quad (5.10)$$

где  $\Delta_{пр}$  — либо паспортный предел абсолютной основной погрешности, либо предел, рассчитанный по (5.6)—(5.8).

К *лабораторным измерениям* относят измерения, выполненные в лабораторных условиях с помощью средств измерения повышенной точности, из показаний которых, как правило, могут быть устранены систематические погрешности путем введения известных поправок.

Таким образом, отклонения показаний от действительного значения измеряемой величины определяются случайной составляющей погрешности, влияние которой может быть снижено при многократных измерениях физической величины. В [3] для  $n$  измерений определяется форма представле-

ния  $X_d$  по результату обработки  $X_1, X_2, \dots, X_n$ , выполненной в соответствии с [4].

С доверительной вероятностью  $P$  действительное значение измеряемой величины лежит в пределах доверительного интервала  $m_X \pm \epsilon_P$ , где  $m_X$  — среднее значение измеряемой величины,

$$m_X = \sum_{i=1}^n X_i / n.$$

Границы доверительного интервала

$$\epsilon_P = t_P \sigma / \sqrt{n},$$

где  $\sigma$  — средняя квадратическая погрешность.

$$\sigma = \left[ \sum_{i=1}^n (X_i - m_X)^2 / (n - 1) \right]^{0.5};$$

$t_P$  — квантиль распределения случайных погрешностей, соответствующий вероятности  $P$ . При  $n > 20$  обычно используется нормальное распределение, при  $n < 20$  — распределение Стьюдента.

При косвенных технических измерениях, определяемых соотношением (5.9), и известных пределах основных погрешностей  $\Delta_{прX}, \Delta_{прY}, \dots$  при  $\Delta_{прX} \ll X, \Delta_{прY} \ll Y, \dots$  по результатам измерения  $X, Y, \dots$  рассчитывается  $Z$ , а предельная погрешность находится как

$$\Delta_{прZ} = \frac{\partial f}{\partial X} \Delta_{прX} + \frac{\partial f}{\partial Y} \Delta_{прY} \quad (5.11)$$

При большом числе величин, измеряемых прямым методом, от алгебраического суммирования в (5.11) переходят к геометрическому, тогда

$$\Delta_Z = \left[ \left( \frac{\partial f}{\partial X} \right)^2 \Delta_{прX}^2 + \left( \frac{\partial f}{\partial Y} \right)^2 \Delta_{прY}^2 + \dots \right]^{0.5}$$

Вид функциональной зависимости определяет вклад погрешностей измерения  $X, Y$  в погрешность измерения  $Z$ .

При косвенных лабораторных измерениях каждая из величин  $X, Y, \dots$  измеряется многократно. Затем определяются  $m_X, \sigma_X, m_Y, \sigma_Y, \dots$  и при независимых погрешностях измерения  $X, Y, \dots$

$$\sigma_Z = \left[ \left( \frac{\partial f}{\partial X} \right)^2 \sigma_X^2 + \left( \frac{\partial f}{\partial Y} \right)^2 \sigma_Y^2 + \dots \right]^{0.5} \quad (5.12)$$

$Z = f(m_X, m_Y, \dots) \pm K \sigma_Z$ , где  $K$  — постоянная.

Закон распределения погрешностей  $Z$  является композицией законов распределения случайных погрешностей измерения  $X, Y, \dots$ , в общем случае он неизвестен и зависит от вида функциональной зависимости. Согласно [29] для различных законов распределения, если их плотность не растет по мере удаления от центра распределения, для  $P = 0,9$  значения квантилей  $K$  близки и лежат в пределах

1,6—1,8. С ростом доверительной вероятности разброс значений квантилей  $K$  возрастает, достигая 30 % для  $P = 0,99$  при  $K_{\text{ср}} = 2,4$

**Погрешности измерительных комплектов и каналов.** Наиболее строгий подход к оценке погрешности измерительных каналов и комплектов по МХ средств измерения, входящих в их состав, дается в [3]. Этот подход основан на том, что для каждого средства измерения с нормированными по типу 1 [3] МХ известны характеристики систематической составляющей погрешности  $\Delta_{ci}$ , математическое ожидание  $m(\Delta_{ci})$  и среднее квадратическое отклонение  $\sigma(\Delta_{ci})$ , вариация показаний  $H_i$ , цена единицы последнего разряда цифрового кода  $\mu_i$  и среднее квадратическое значение случайной погрешности  $\sigma(\Delta_i)$ . Результирующая погрешность канала, включающего  $n$  элементов, составляет

$$\Delta_k = \pm \left\{ \sum_{i=1}^n m(\Delta_{ci}) + K \left[ \sum_{i=1}^n \sigma_i^2(\Delta) \right]^{0.5} \right\},$$

где

$$\sigma_i(\Delta) = \left[ \sigma^2(\Delta_{ci}) + \sigma^2(\Delta_i) + \frac{1}{12}(H_i^2 + \mu_i^2) \right]^{0.5}$$

Для наиболее распространенных распределений согласно [29] при  $P = 0,95$   $K = 1,65$ —2,25, а при  $P = 0,99$   $K = 1,7$ —3,1

При нормировании по типу 2 МХ средств измерения [3], когда заданы пределы основной погрешности без разделения на систематическую и случайную составляющие, при большом числе входящих в канал элементов, согласованных диапазонах измерения погрешность канала

$$\gamma_{\text{пр } k} = K \left( \sum_{i=1}^n \gamma_{\text{пр } i}^2 \right)^{0.5}. \quad (5.13)$$

При основном вкладе в погрешность каждого из приборов систематической составляющей и допущении о равномерном распределении вероятности в пределах  $\pm \gamma_{\text{пр}}$  для  $n > 4$  и  $P = 0,95$   $K = 1,1$ , а при  $P = 0,99$   $K = 1,4$  [4]

Более подробно вопросы расчета погрешности измерений изложены в [10, 11, 14, 17].

**Оценка влияния условий измерения на погрешность результата измерений.** При выполнении измерений в производственных условиях может иметь место ряд дополнительных погрешностей, обусловленных как используемым методом измерения, так и условиями эксплуатации средств измерения. Каждому методу измерения величин присущи те или иные систематические погрешности, называемые *методическими*. Анализ факторов, влияющих на значение этих погрешностей, позволяет свести их к минимуму. Прежде всего

это относится к первичным измерительным преобразователям, контактирующим с контролируемой средой.

Большая часть измеряемых в теплотехнике величин нестационарны, их измерения носят случайный характер. Тем не менее для каждой из измеряемых величин, характеризующих различные технологические объекты, характерно наличие определенного диапазона частот их изменений. Часть этого диапазона является областью рабочих частот систем регулирования и контроля, а часть, как правило высокочастотная, — помехой для них. Для снижения влияния помехи производятся фильтрация и усреднение сигналов первичными преобразователями. Для исключения динамических погрешностей измерения величин полоса пропускания средств измерения должна соответствовать диапазону рабочих частот систем регулирования и контроля.

В соответствии с законом РФ «Об обеспечении единства измерений» все средства измерений делятся на две группы. Первая группа средств подлежит государственному метрологическому контролю. В теплотехнике к этой группе относятся приборы, осуществляющие контроль за состоянием окружающей среды, обеспечивающие безопасность работы оборудования и коммерческие взаимоотношения между поставщиками и потребителями сырья, энергоносителей и пр. Эти средства измерений проходят обязательную периодическую поверку в организациях государственной метрологической службы или аккредитованных поселенными метрологических организациях юридических лиц, удовлетворяющих требованиям по квалификации персонала, наличию эталонов, соответствующей документации и пр. Органы государственной метрологической службы в этом случае только контролируют качество проводимых поверок.

Средства измерения второй группы проходят добровольный метрологический контроль в виде калибровок, которые проводятся при выпуске, ремонтах и эксплуатации приборов и обеспечивают необходимое качество ведения технологических процессов. Калибровку выполняют метрологические службы юридических лиц с использованием эталонов. Аккредитация на выполнение таких работ с правом выдачи сертификата о калибровке дается государственными метрологическими службами.

## 5.2. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

### 5.2.1. МЕЖДУНАРОДНАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ШКАЛА МТШ-90

Температура характеризует тепловое состояние вещества и пропорциональна средней кинетической энергии его молекул.

Непосредственное измерение температуры возможно. В принципе все явления, происходящие

под воздействием теплоты (например, тепловое расширение веществ, температурная зависимость электрического сопротивления, тепловое излучение нагретых тел и т.д.) можно использовать для измерения температуры. Однако количественная оценка возможна лишь при соотношении показаний термометра с некоторой эталонной температурой, например с температурой тройной точки воды.

Для унификации результатов измерений различными средствами, основанными на различных методах, используется *международная температурная шкала*. По мере развития техники температурных измерений использовались различные температурные шкалы: МТШ-27, МПТШ-68, МТШ-90 (цифры указывают год международного принятия шкалы).

В метрологическом аспекте температура является интенсивной величиной, т.е. величиной, не подчиняющейся закону аддитивности. Поэтому для измерения температуры необходимо иметь не только единицу измерения, но и шкалу, в которой температура определена через какую-либо экстенсивную (подчиняющуюся закону аддитивности) величину, связанную с температурой функциональной зависимостью (например, ЭДС, сопротивление и др.)

Идеальной температурной шкалой является термодинамическая температурная шкала, основанная на втором законе термодинамики [11]. Единицей термодинамической температуры  $T$  является кельвин (К) —  $1/273,16$  часть температуры тройной точки воды. На практике часто выражают температуру в виде ее значения относительно точки плавления льда ( $273,15$  К). Выраженная таким образом температура известна как температура Цельсия (символ  $t$ ), определяемая как  $t = T - 273,15$ . Единицей температуры Цельсия служит градус Цельсия (символ  $^{\circ}\text{C}$ ), размер которого равен кельвину. В Международной температурной шкале 1990 г (МТШ-90) используются как температура Кельвина (символ  $T_{90}$ ), так и температура Цельсия (символ  $t_{90}$ ).

Для измерения аддитивных (экстенсивных) величин (например, длины, массы) можно опираться на воспроизведенные размеры их единиц. Так как температура не подчиняется закону аддитивности, то воспроизведение одной эталонной точки (тройной точки воды) не позволит точно определять другие температурные точки. Поэтому необходимо точное воспроизведение нескольких температурных точек (они называются реперными), совокупность которых образует температурную шкалу. Между реперными точками шкалы воспроизводится с помощью эталонных средств, в которых температура определяется через какую-либо аддитивную величину, связанную с температурой функциональной зависимостью заданного вида. Коэффици-

енты этой зависимости находятся по температурам реперных точек.

Международная температурная шкала МТШ-90 охватывает диапазон от  $0,65$  К до наименьшей температуры, доступной измерению в соответствии с законом излучения Планка для монохроматического излучения [15]. Она разбита на ряд поддиапазонов, содержащих реперные точки, внутри которых используются определенные типы термометров. В интервале от  $0,65$  до  $5$  К температура  $T_{90}$  определяется зависимостью давления насыщенных паров  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  от температуры. В интервале от  $3$  К до тройной точки неона ( $24,5561$  К) температура  $T_{90}$  находится с помощью гелиевого термометра постоянного объема, отградуированного по трем реперным точкам. В интервале между тройной точкой водорода ( $13,8033$  К) и точкой затвердевания серебра ( $961,78$   $^{\circ}\text{C}$ ) температура  $T_{90}$  определяется с помощью платиновых термометров сопротивления (их два типа), отградуированных в определенных наборах реперных точек. Выше точки затвердевания серебра температура  $T_{90}$  находится в соответствии с законом излучения Планка и с помощью реперной точки. Некоторые из принятых поддиапазонов перекрываются. В области перекрытия можно использовать эталонные термометры любого из перекрывающихся поддиапазонов без предпочтения какого-либо. Кроме того, число реперных точек превышает минимально требуемое количество — возможно использование любых из них для заданного диапазона.

До принятия МТШ-90 использовалась Международная практическая температурная шкала 1968 г. (МПТШ-68) с нижним пределом  $13,81$  К. Для диапазона от  $0,5$  до  $30$  К применялась временная температурная шкала 1976 г. (ВТШ-76). По сравнению с МТШ-90 шкала МПТШ-68 имела меньшее число реперных точек, кроме того, в области температур от  $630,74$  до  $1064,43$   $^{\circ}\text{C}$  (точка затвердевания золота) в качестве эталонного прибора использовалась термоэлектрический термометр (в МТШ-90 его использование не предусматривается). Существуют определенные расхождения между значениями температуры по этим шкалам. При  $t < 600$   $^{\circ}\text{C}$  разница незначительна, в интервале  $700$ — $1400$   $^{\circ}\text{C}$  она не превышает  $0,4$   $^{\circ}\text{C}$ , однако с повышением температуры она нарастает и при  $4000$   $^{\circ}\text{C}$  достигает  $2,5$   $^{\circ}\text{C}$ . В интервале  $660$ — $900$   $^{\circ}\text{C}$  разность  $t_{90} - t_{68}$  положительна, при более высоких температурах отрицательна.

## 5.2.2. СТЕКЛЯННЫЕ И МАНОМЕТРИЧЕСКИЕ ТЕРМОМЕТРЫ

Принцип действия *стеклянных жидкостных термометров* основан на тепловом расширении жидкостей. Они изготавливаются из различных марок стекла и наполняются различными термомет-

рическими жидкостями или ртутью, у которой есть большое преимущество — она не смачивает стекло и легко может быть получена химически чистой. Цена деления стеклянных термометров находится в пределах 0,01—10 °С и определяется назначением термометра и видом применяемой термометрической жидкости. Основная масса выпускаемых термометров делится на две группы

1) термометры с вложенной шкалой, у которых шкальная пластина вставлена внутрь оболочки и жестко скреплена с капилляром,

2) термометры палочного типа, у которых шкала нанесена непосредственно на внешнюю поверхность толстостенного капилляра

По способу применения термометры рассчитаны либо на частичное погружение в контролируемую среду (неполное погружение), либо на погружение до считываемой температуры (полное погружение). На термометрах частичного погружения имеется указание о глубине погружения и температуре градуировки (обычно погружаются на глубину суженной хвостовой части). Гочные термометры полного погружения снабжаются графиком поправок, которые следует алгебраически суммировать с показаниями термометра. Если термометр полного погружения погружен неполностью, то необходимо вводить поправку на выступающий столбик термометрической жидкости (с учетом знака)

$$\Delta t = 0,00016kl(t - \theta), \quad (5.14)$$

где  $l$  — длина выступающего столбика в градусах шкалы термометра;  $t$  — температура контролируемой среды, отчитанная по термометру;  $\theta$  — средняя температура выступающего столбика, опреде-

ляемая вспомогательным термометром;  $k$  — коэффициент, индивидуальный для каждой термометрической жидкости и сорта используемого стекла.

По назначению жидкостные термометры подразделяются на лабораторные, технические (производственные) и рабочие эталоны (образцовые). Лабораторные используются при научных исследованиях и градуируются при полном погружении. Их нижний предел измерения лежит внутри диапазона от -30 до +300 °С, верхний — внутри диапазона от 20 до 600 °С. Цена деления находится в пределах от 0,1 до 2 °С. Предельная погрешность зависит от цены деления и диапазона измерения и находится в интервале от 0,3 до 4 °С (она может превышать цену деления)

Технические термометры градуируются при погружении только суженной хвостовой части которая может быть прямой и угловой (под углом 90 или 120°). Они могут иметь специальное назначение (например, медицинские, метеорологические и др.) или особые технические характеристики (например, вибростойкие, электроконтактные). Допускаемая погрешность технических термометров зависит от цены деления и измеряемой температуры и может значительно превышать цену деления.

Образцовые термометры (для точных измерений типа ТР) имеют небольшой диапазон измерения, но независимо от пределов измерения имеют нулевую отметку. При работе термометр погружают в контролируемую среду на всю длину контролируемого столбика.

В табл. 5.2 приведены технические данные некоторых разновидностей стеклянных термомет-

Таблица 5.2 Технические данные стеклянных термометров

Тип	Наименование	Пределы измерения, °С	Цена деления, °С	Предельная погрешность, °С
Тл-4	Лабораторный	Нижний из интервала -30—+240, верхний из интервала 20—310	0,1, 0,2 в зависимости от пределов измерения	±(0,2—1) в зависимости от пределов измерения
ТР-1	Рабочий эталон (образцовый)	Нижний из интервала 0—+56, верхний из интервала 4—60	0,01	±0,05
СП-40	Специальный вибростойкий	0—100 0—200 0—300 0—400	0,5	±1
ТПК-М	Электроконтактный с регулируемым положением контакта, прямой или угловой	-35—+70 0—100 0—200 0—300	1 1 2 5	±1 ±1 ±2 ±5
ТТ, ТТМ	Технический прямой или угловой	35—+50 0—100 0—160 0—200 0—350 0—450	1 1 2 2 5 5	±1 ±1 ±2 ±2 ±5 на участке 0—300, ±10 на участке 300—450

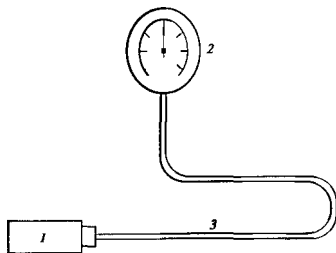


Рис. 5.1. Схема манометрического термометра  
1 — термобаллон; 2 — капилляр; 3 — манометр

ров, подробные сведения о них приведены в [20]. Завод-изготовитель указан в конце настоящего раздела в списке заводов-изготовителей — поз. 1.

Принцип действия манометрических термометров (рис. 5.1) основан на изменении давления газа, жидкости или насыщенного пара в замкнутом объеме в зависимости от температуры. Конструктивно термометр состоит из термобаллона 1, погружаемого в контролируемую среду, манометра 2 для измерения давления и соединяющего их капилляра 3. Такие термометры используют для измерения температур от  $-200$  до  $+600$  °С и выпускают следующих разновидностей:

Газовые манометрические термометры используются для измерения температур в интервале от  $-200$  до  $+600$  °С. Нижний предел измерения выбирается из интервала от  $-200$  до  $+200$  °С, верхний — из интервала  $50—600$  °С, диапазон измерения находится в интервале  $100—700$  °С. В качестве наполнителя применяется гелий (при низких температурах), азот (при средних температурах) или аргон (при высоких температурах). Класс точности газо-

вых термометров 1 или 1,5. Их выпускают показывающими или самопишущими, иногда снабжают дополнительными устройствами.

Конденсационные манометрические термометры используются для измерения температур в интервале от  $-25$  до  $+300$  °С. Нижний предел измерения выбирается из интервала от  $-25$  до  $+100$  °С, верхний предел — из интервала от  $35$  до  $300$  °С. В качестве термометрических жидкостей применяются хладон-22 (при низких температурах), метил хлористый, этил хлористый, ацетон, толуол, спирт (в порядке возрастания пределов измерения). Конденсационные термометры выпускают показывающими, дополнительно они могут быть оснащены электроконтактными устройствами. Класс термометров 1 или 1,5.

Жидкостные манометрические термометры находят небольшое применение. Они используются для измерения температур в интервале от  $-50$  до  $+300$  °С. Нижний предел измерения выбирается из интервала от  $-50$  до  $100$  °С, верхний предел — из интервала от  $50$  до  $300$  °С, диапазон измерения колеблется в пределах от  $50$  до  $300$  °С. В качестве термометрических жидкостей применяются жидкость ПМС-5 при низких и жидкость ПМС-10 при высоких температурах. Жидкостные термометры выпускают показывающими класса 1 или 1,5.

Манометрические термометры могут работать в условиях вибрации, а также во взрывоопасных и пожароопасных помещениях. Источники погрешностей термометров: изменение барометрического давления и температуры окружающей среды, характер взаимного расположения термобаллона и манометра. В табл. 5.3 приведены некоторые технические характеристики показывающих манометрических термометров ТП-100М1 (газовые), ТКП-100М1 (конденсационные), ТЖП-100 (жидкостные). Более подробные сведения см. в [21]. Для термометров типа ТКП-100М1 предельная основная погрешность устанавливается для последних

Таблица 5.3. Технические данные манометрических термометров\*

Обозначение	Тип	Интервал применения, °С	Класс	Диаметр термобаллона, мм	Длина термобаллона, мм	Глубина погружения термобаллона, мм	Длина капилляра, м
ТП-100М1	Газовый	$-50—+600$	1 или 1,5	20 или 30	125 250 400	160—500	1,6—6,0
ТКП-100М1	Конденсационный	$-25—+300$	1 или 1,5	16	78	125—400	1,6—2,5
ТЖП-100	Жидкостный	$-50—+300$	1 или 1,5	10	34 42 56 100	80—400	1,6—10

\* Предприятия-изготовители указаны: перечисленных в таблице манометрических термометров — поз. 2, других разновидностей — поз. 3 списка заводов-изготовителей, приведенного в конце настоящего раздела.



двух третей температурной шкалы, а на первой трети не ретрагментируется. Для термометров с ретрагментированной погрешностью для первой трети устанавливается последующий вышший класс точности. Вариація показаний не превышает абсолютного значения предельной основной погрешности.

### 5.2.3. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Действие термоэлектрических преобразователей основано на термоэлектрическом эффекте, в соответствии с которым в цепи, состоящей из двух соединенных концами разнородных проводников (электродов) возникает термоЭДС, зависящая от температур мест соединения. Такое соединение проводников называется термопарой. Если стабилизировать температуру  $t_0$  одного из мест соединения, то развиваемая термопарой термоЭДС  $E(t, t_0)$  будет определяться только температурой  $t$  второго места соединения (оно называется рабочим спаем или рабочим концом). Значение развиваемой термоЭДС не изменяется при включении в разрыв любого электрода или места их соединения третьего проводника из другого материала, если температура мест его подсоединения будет одинаковой. Посредством третьего проводника может быть подключен прибор для измерения термоЭДС, который, следовательно, может включаться как в разрыв электрода, так и в разрыв места соединения электродов. В типовых измерительных схемах термопара представляет собой два электрода, соединенных у одного конца (рабочий спай) с несоединенными другими концами (свободные концы), к которым подключается измерительное устройство. Электроды термопары изолируют и помещают в защитную арматуру, на внешней поверхности которой имеются монтажные элементы для закрепления на объекте. Такая конструкция называется термоэлектрическим преобразователем (ТЭП). Конструкция ТЭП, и его защитной арматуры, а также материал арматуры зависят от условий применения и весьма разнообразны. На рис. 5.2 приведены наиболее распространенные ТЭП. Основные конструктивные особенности ТЭП: его монтажная длина (глубина погружения)  $L$ , конструкция крепежного штуцера (он может быть подвижным при высоких давлениях контролируемой среды и неподвижным при высоких), количество термопар (одна или две), конструкция рабочего спаия (изолирован от защитной арматуры или нет).

Зависимость развиваемой ТЭП термоЭДС от температуры рабочего спаия  $t$  при температуре свободных концов  $t_0 = 0$  [т.е.  $E(t, 0) = f(t)$ ] называется *номинальной статической характеристикой преобразования* (НСХ). Она задается в виде таблиц (градуировочных) или формул и имеет условный символ в русском и международном обозначении

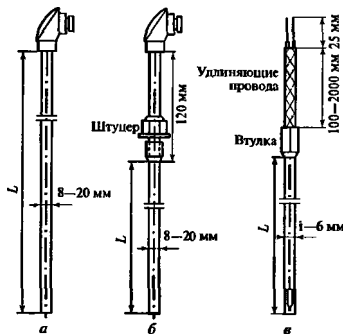


Рис. 5.2. Схемы некоторых термоэлектрических преобразователей

*a* — для сред с давлением, близким к атмосферному ( $L = 500-3150$  мм), *б* — с неподвижным резьбовым штуцером (до 3 МПа,  $L = 80-1250$  мм), специальной конструкции (до давления 25,5 МПа,  $L = 80-200$  мм); *в* — на основе термопарного кабеля с приваренными удлиняющими проводами (до 0,4 МПа,  $L = 80-20000$  мм)

(см., например, табл. 5.4). В соответствии с ГОСТ Р50342-92 [7] в настоящее время для обозначения НСХ следует использовать только латинские буквы (указаны в скобках в табл. 5.4). Номинальные статические характеристики ТЭП нелинейны, поэтому в пределах диапазона применения изменяется их коэффициент преобразования (чувствительность). В табл. 5.4 приведены округленные значения чувствительности в начале и конце диапазона измерения по [9]. В соответствии с [7] используют следующие названия подгрупп ТЭП (принятые в народном хозяйстве):

- ТВР (А) — вольфрамений-вольфрамениевые;
- ТПР (В) — платинородий-платинородиевые;
- ТПП (S, R) — платинородий-платиновые;
- ТХА (К) — хромель-алюмелевые;
- ТХК (Е) — хромель-константановые;
- ТХК (L) — хромель-копелевые;
- ТНН (N) — никросил-ниисловые;
- ТМК (Т) — медь-константановые;
- ТЖК (J) — железо-константановые.

Если при неизменной температуре рабочего спаия будет изменяться температура свободных концов, то термоЭДС также будет изменяться — увеличиваться с увеличением разности  $(t - t_0)$  и наоборот. Если температура свободных концов  $t_0 \neq 0$ , то

Таблица 5.4 Стандартные термоэлектрические преобразователи

Технические данные ТЭП	Подгруппа ТЭП					
	ТВР			ТПР	ТПП	
Условное обозначение НСХ	ВР (А)-1 (А-1)	ВР (А)-2 (А-2)	ВР (А)-3 (А-3)	ПР (В)	ПП (S)	ПП (R)
Диапазон длительного (кратковременного) измерения, °С	0—2200 (0—2500)	0—1800 (0—2500)	0—1800 (0—2500)	300—1600 (0—1800)	0—1300 (0—1600)	0—1300 (0—1600)
Коэффициент преобразования, мкВ/°С	12,1—9,2	11,8—11,4	11,9—11,3	3,1—11,6	5,5—12,1	5,4—14,1

*Продолжение табл. 5.4*

Технические данные ТЭП	Подгруппа ТЭП					
	ТХА	ТХК		ТПН	ТМК	ТЖК
Условное обозначение НСХ	ХА (К)	ХК (I)	ХК (E)	НН (N)	МК (T)	ЖК (J)
Диапазон длительного (кратковременного) измерения, °С	-200—+1000 (0—1300)	-200—+600 (0—800)	-200—+700 (0—900)	-270—1300 (0—1300)	-200—+700 (0—900)	-200—+700 (0—900)
Коэффициент преобразования, мкВ/°С	16,1—39,0	28,5—87,8	26,3—79,8	0,9—36,2	16,4—61,7	23,1—62,0

Таблица 5.5 Технические данные удлиняющих проводов

Обозначение НСХ ТЭП*	Наименование пары жил	Обозначение пары	Максимальная рабочая температура, °С	Погрешность, °С
ХА (К)	Медь-константан	М	100	5,5
ХА (К)	Медь-титан/медь-никель	МТ-НМ	300	4,9
ХК (I)	Хромель/копель	ХК	100	3,3
ПП (R)	Мель/сплав ПП	П	100	2,4
МК (T)	Медь/копель	МК	100	3,3
ВР (A)	Медь/медь-никель	М-МН	100	4,2

\* Термопреобразователи типа ПР применяются без удлиняющих проводов

развиваемую термопарой термоЭДС можно определить по формуле

$$E(t, t_0) = E(t, 0) - E(t_0, 0), \quad (5.15)$$

или  $E(t, 0) = E(t, t_0) + E(t_0, 0)$ .

Значения  $E(t, 0)$  и  $E(t_0, 0)$  выбираются из градуировочных таблиц [9]

Схема измерительного (вторичного) прибора рассчитывается на определенную температуру свободных концов. При отклонении реальной температуры свободных концов от расчетной должна автоматически вводиться поправка в показания вторичного прибора. Эта поправка вводится либо самой измерительной схемой вторичного прибора (например, у потенциометров), либо специальным корректирующим устройством (КУ), которое обычно расположено в корпусе вторичного прибора (например, у милливольтметров или нормирующих преобразователей), либо вне его (отдельный блок). В любом случае в схему вторичного прибора или корректирующего устройства должен входить элемент, измеряющий температуру свободных концов ТЭП. Для обеспечения этого свободные концы ТЭП должны располагаться на входных зажимах вторичного прибора или корректирующего устройства. Чтобы обеспечить это при ТЭП большой длины, его электроды непосредственно

подключаются к их зажимам. При коротких ТЭП их подключение осуществляется с помощью специальных удлиняющих термоэлектрических проводов. При их использовании свободными концами ТЭП служат концы этих проводов, удаленные от ТЭП. Если КУ выполнено в виде отдельного блока, то удлиняющие провода прокладываются между ним и ТЭП; между КУ и вторичным прибором линия прокладывается парой одинаковых монтажных проводов из любого материала.

Удлиняющие провода должны обладать определенными свойствами. Наиболее общее из них: составленная из них термопара должна развивать такую же термоЭДС, как и удлиняемая термопара в возможном диапазоне изменения температуры мест соединения электродов термопары с удлиняющими проводами (обычно это диапазон до 300 °С). Отличие развиваемых термоЭДС обуславливает погрешность, вносимую удлиняющими проводами в общую погрешность измерения температуры. Каждый электрод термопары следует удлинять определенным проводом из пары удлиняющих проводов. Кроме того, температура мест их соединения должна быть одинаковой. Подробнее об удлиняющих проводах см. в [16], их технические данные представлены в табл. 5.5.

Каждый конкретный тип преобразователей из числа серийно выпускаемых имеет диапазон применения, суженный по сравнению с приведенным в табл. 5.4. В табл. 5.6 приведены технические данные некоторых типов ТЭП Луцкого приборостроительного завода (поз. 4 списка заводов-изготовителей).

Широкое распространение находят ТЭП, изготовленные из термомарных кабелей, рассчитанные для измерения температур до 1300 °С. Они состоят из металлической оболочки из нержавеющей стали, внутри которой размещаются электроды из хромеля и алумеля или хромеля и копеля. Все свободное пространство внутри оболочки заполнено порошком оксида магния. Наружный диаметр термомарных кабелей находится в пределах  $i-6$  мм при длине до 50 м.

На основе таких кабелей можно изготавливать одинарные или двойные ТЭП с НСХ ХК (L) или ХА (K), а также многозонные ТЭП для измерения температур в нескольких точках по длине ТЭП или для измерения разности этих температур. Кабельные ТЭП обладают высокой инертностью, малым показателем тепловой инерции, их можно прокладывать в труднодоступных местах, монтировать в специальных защитных трубах либо крепить к поверхностям несущих конструкций специальными монтажными элементами. Конструкция кабельных ТЭП должна быть герметичной из-за высокой гигроскопичности оксида магния. Основной их производитель — ПИК «Тесей» (см. поз. 8 списка заводов-изготовителей), кабельные ТЭП также выпускает омский завод «Эталон» (поз. 12 списка).

Предельные значения погрешностей ТЭП приведены в табл. 5.7, по этим значениям ТЭП подразделяются на классы 1, 2, 3 (в порядке увеличения погрешности), причем внутри класса погрешность может зависеть от измеряемой температуры.

При температуре 1000 °С абсолютные погрешности  $\Delta$  различных типов ТЭП класса 2 следующие: ВР (А)  $\Delta = 5$  °С; ПР (В)  $\Delta = 2,5$  °С, ПП (S, R)  $\Delta = 2,5$  °С, ХА (K)  $\Delta = 7,5$  °С, ХК (L)  $\Delta = 6$  °С.

Приведенные в таблице формулы определяют предельную погрешность только самого ТЭП. Погрешность измерения температуры зависит от погрешностей всех средств измерения, составляющих измерительный комплект (и методической погрешности, если она значительна, см. § 5.1)

Корректирующие устройства, предназначенные для введения поправки на изменение температуры свободных концов  $t_0$ , подразделяются на две группы: *коробки соединительные и устройства компенсационные*.

Соединительные коробки предназначены для подключения свободных концов ТЭП (непосредственно электродов термопары или удлиняющих тер-

моэлектродных проводов), стабилизации их температуры и ее измерения и выдачи информации о ее значении во вторичное обрабатывающее устройство для выработки корректирующего сигнала.

Компенсационные устройства непосредственно содержат мостовую схему, в состав которой входит термопреобразователь сопротивления, измеряющий температуру свободных концов Мостовая схема вырабатывает корректирующее напряжение, которое алгебраически суммируется с термоЭДС термопары. Суммарное напряжение поступает на вход вторичных устройств.

Подробнее о корректирующих устройствах см. в [21]

#### 5.2.4. ТЕРМОПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Принцип действия *термопреобразователей сопротивления* (ТС) основан на зависимости электрического сопротивления материалов от температуры. Их подразделяют на металлические (их сопротивление увеличивается с ростом температуры) и полупроводниковые (их сопротивление уменьшается с ростом температуры)

По ГОСТ Р50353-92 [8] ТС изготавливают из платины (обозначение ТСП), меди (ТСМ) или никеля (ТСН). В России ТСН не используются. Характеристикой ТС служит их сопротивление  $R_0$  при 0 °С, температурный коэффициент электрического сопротивления (ТКС) и класс. ТКС может зависеть от температуры, поэтому для оценки погрешности ТС используется величина  $W_{100}$  — отношение сопротивления ТС при 100 °С к 0 °С. Класс ТС определяет допускаемые отклонения  $R_0$  и  $W_{100}$  от номинальных значений, что, в свою очередь, характеризует допускаемую абсолютную погрешность  $\Delta$  преобразования ТС. По допускаемым погрешностям ТС подразделяются на три класса — А, В, С, при этом платиновые ТС обычно выпускаются классов А, В, медные — классов В, С. Существует несколько стандартных разновидностей ТС.

По ГОСТ Р50353-92 номинальные статические характеристики преобразования ТС представляются в виде

$$R_t = W_t R_0,$$

где  $R_t$  — сопротивление ТС при температуре  $t$ , Ом;  $W_t$  — отношение сопротивлений при температуре  $t$  и при 0 °С ( $R_0$ ). Значения  $W_t$  выбираются из таблиц [8].

Условное обозначение НСХ состоит из двух элементов: цифры, соответствующей значению  $R_0$ , и буквы, являющейся первой буквой названия материала (П — платина, М — медь). В международном обозначении перед значением  $R_0$  расположены латинские обозначения материалов Pt, Cu, Ni.

Таблица 5.6 Технические данные ТЭП

Тип ТЭП	Обозначение НСХ	Диапазон измерения °С	Монтажная длина, мм	Давление среды, МПа	Контролируемая среда	Примечание
ТХКП-ХVIII (5, 9, 12, 13)*	ХК (L)	0—400	2000	—	Поверхности твердых тел	—
ТХК-2175	ХК (L)	30—300	100—700	—	Поверхность вращающихся валов	—
ТХА (ТХК) 1/2088 (5, 7, 8, 9, 12)	ХК (L) ХА (K)	-40—+600 -40—+900	10—2000	До 6.3	Любые неагрессивные среды	Одинарный или двойной с изолированным или неизолированным рабочим пространством Классы 1, 2
ТХА-2388 (8, 12)	ХА (K)	-50—+1000	200—2000	До 4	То же	Классы 1, 2
ТХА-706-02 (5, 12)	ХА (K)	-50—+1000	320—2500	До 1.6	Доменное производство	Одинарный или двойной
ТХА-1387 (5, 12)	ХА (K)	0—600 или 0—900	80—800	До 15	Теплоэнергетика	Класс 2
ТХА(ТХК)/1-1087 (5, 12)	ХК (L) ХА (K)	0—600 0—800	5—2000	До 16	Магистральные трубопроводы	Одинарный или двойной Классы 1, 2
ТХА(ТХК)-1590	ХК (L) ХА (K)	-50—+400	120—20 000	До 18	Оборудование и технологические среды АЭС	Класс 2
ТПП(ТВР)-0688	ПП (S) ВР (A)	1200—1600 1200—1800	—	—	Расплавляющий чугун	Кварцевый чехол
ТПР-0573 (5, 12)	ПР (B)	300—1500	1250—2500	—	Доменное производство	Защитная арматура из самосвязанного карбида кремния СКК
ТПР-0475	ПР (B)	600—1550	—	—	Расплав меди и газы в конвертерах	То же
ТПР-2085	ПР (B)	1300—1800	—	—	Расплав стали	Замена пакета после каждого погружения

\* Цифры в скобках обозначают номера предприятий-изготовителей, выпускающих аналогичные ТЭП, но с другим обозначением (см. общий список предприятий-изготовителей в конце раздела)

Таблица 5.7. Пределы допускаемых отклонений для температуры  $t$ 

Подгруппа ТЭП	Класс точности	Диапазон измеряемых температур, °C	Предел допускаемых отклонений $\pm \Delta t$ , °C
ТМК (Т)	3	-200—+66	0,015  $t$
		-66—+40	1,0
	2	-40—+135	1,0
		135—400	0,0075  $t$
	1	-40—+125	0,5
		125—350	0,004  $t$
ВР (А)	3	1000—2550	0,007  $t$
	2	1000—2550	0,005  $t$
ТПР (В)	3	600—800	4,0
		800—1800	0,005  $t$
	2	600—1800	0,0025  $t$
ТПП (S, R)	2	0—600	1,5
		600—1600	0,0025  $t$
	1	0—1100	1,0
		1100—1600	1,0 + 0,003( $t$ - 1100)
ТХА (К), ТНН (N)	3	-(250—166,7)	0,015  $t$
		-166,7—+40	2,5
	2	-40—+333,4	2,5
		333,4—1350	0,0075  $t$
	1	-40—+375	1,5
		375—1350	0,004  $t$
ТХК (L)	3	-(200—100)	0,015  $t$
		-100—+100	2,5
	2	-40—+300	2,5
		300—800	0,7 + 0,005  $t$
ТХК (E)	3	-(200—166,7)	0,015  $t$
		-166,7—+40	2,5
	2	-40—+333,4	2,5
		333,4—900	0,0075  $t$
	1	-40—+375	1,5
		375—750	0,004  $t$
ТЖК (J)	2	-40—+333,4	2,5
		333,4—900	0,0075  $t$

По ГОСТ Р50353-92 платиновые ТСП можно использовать для измерения температуры в интервале -260—+1100 °C, при этом значение  $R_0$  выбирается из ряда 1, 10; 50; 100; 500 Ом. Медные ТС типа ТСМ можно применять в интервале -200—+200 °C при значении  $R_0$ , равном 10, 50 или 100 Ом.

Диапазоны применения ТС различных типов и классов и формулы расчета предельных погрешностей приведены в табл. 5.8.

Основу конструкции ТС составляет чувствительный элемент (ЧЭ) Платиновый ЧЭ обычно представляет собой платиновую спираль с сопротивлением  $R_0$ . Эта спираль в виде петли пропускается через продольные каналы короткой керамической трубки. Все свободное пространство в каналах

Таблица 5.8 Технические данные термопреобразователей сопротивления

Тип ТС	Класс допуска	Интервал измерения, °C	Пределы допускаемых отклонений $\pm \Delta t$ , °C
ТСМ	A	-50—+120	0,15 + 0,0015  $t$
	B	-200—+200	0,25 + 0,0035  $t$
	C	-200—+200	0,50 + 0,0065  $t$
ТСП	A	-200—+650	0,15 + 0,002  $t$
	B	-200—+850	0,30 + 0,0035  $t$
	C	-100—+300	0,60 + 0,0065  $t$
		и 850—1100	

засыпается керамическим порошком, торцы трубки герметизируются. Трубка может иметь четыре канала для размещения двух спиралей (двойные ТС). Медный ЧЭ представляет собой бескаркасную

безындукционную (бифилярную) намотку из мелкого провода с теплостойкой эмалевой изоляцией. Сверху намотка покрывается фторопластовой пленкой. Для увеличения надежности такой ЧЭ помещается в тонкостенную металлическую гильзу, засыпается керамическим порошком и герметизируется. Чувствительные элементы помещаются в защитную арматуру. Выводные (от ЧЭ) проводники пропускаются через каналы керамического изолятора, все свободное пространство внутри арматуры засыпается керамическим порошком. В верхней части арматура герметизируется. Арматура ТС бывает двух исполнений — с головкой и без нее. В головке ТС имеются контакты, к которым подсоединяются выводные проводники от ЧЭ и салыниковый ввод для линии связи с вторичным устройством. При отсутствии головки выводные проводники крепятся непосредственно к вторичным устройствам. Способы крепления защитной арматуры к объекту такие же, как для ТЭП.

От ЧЭ к контактной головке может подходить два, три или четыре выводных проводника. Это связано с различными схемами подключения ЧЭ к вторичным устройствам. Применяемые схемы соединений ЧЭ с выводными зажимами и их условные обозначения приведены на рис. 5.3. Для ТС с двумя ЧЭ можно использовать схемы соединения 2а, 3, 4 для

каждого ЧЭ. В этом случае схемы соединения обозначают соответственно 2х2а, 2х3, 2х4 (с добавлением «двойной ЧЭ»). У ТС различных заводов-изготовителей нумерация зажимов в наборе зажимов может быть разной.

Типы некоторых ТС Луцкого приборостроительного завода (см. список заводов-изготовителей, поз. 4) приведены в табл. 5.9.

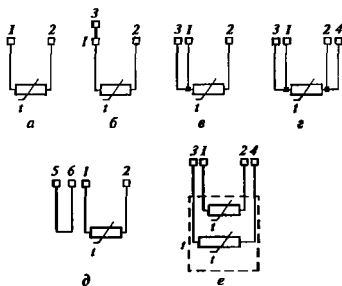


Рис. 5.3. Схемы выводов от чувствительного элемента ТС:

а — схема 2, б — схема 2а; в — схема 3; г — схема 4; д — схема 4с; е — схема 2х2, двойной ЧЭ

Таблица 5.9. Типы термопреобразователей сопротивления

Тип ТС	Обозначение НСХ	Диапазон измерения, °С	Класс допуска	Монтажная длина, мм	Условное давление, МПа	Область применения	Схема соединения (см. рис. 5.3)
ТСП-1187 (5, 9, 12)*	50П 100П	-50—+200 (-200—+500)	В	80—500	1—32	Жидкие и газообразные среды во взрывоопасных зонах	2а, 3, 2х2а
ТСП-1088 (5, 7, 8, 9, 12)	50П 100П	-200—+500	А, В	80—3150	0,4—10	Общего применения	2, 3, 4, 4с, 2х2
ТСП-0690	50П 100П	-50—+120	В	20—1250	0,63—4	Технологические среды, металлоконструкции, подшипники АЭС	4
ТСП-1390	50П 100П	-50—+400	В	40—20 000	0,63—18	Общего применения для АЭС	4, 2х4
ТСП-1187 (5, 9, 12)	50М 100М	-50—+180	В	120—500	1—16	Жидкие и газообразные среды во взрывоопасных зонах	2а, 3, 2х2а
ТСМ/1-1088 (5, 8, 9, 12)	50М 100М	-50—+150	В, С	120—3150	0,4—10	Общего применения	2
ТСМ-1188 (5, 9)	50М 100М	-50—+180	В, С	120—3150	0,4—6,3	Доменное производство	2
ТСМ-1388 (5, 7, 8, 9, 12)	50М	-50—+120	С	20—400	—	Для измерения температуры подшипников и твердых тел	3
ТСМ-0890	50М 100М	-50—+150	С	80—2000	0,63—6,3	Технологические среды, металлоконструкции, подшипники АЭС	4

\* См. сноску к табл. 5.6

Термопреобразователи сопротивления выпускают те же предприятия, что и ТЭП. В табл. 5.6 и 5.9 выборочно представлены ТЭП и ТС, различного назначения. Предприятия 4—13 (см. список заводов-изготовителей) выпускают гораздо более широкую номенклатуру ТЭП, ТС, а также ЧЭ, защитных гальв и монтажных деталей.

Проволочные ТС имеют стабильную НСХ, однако имеют сравнительно большие размеры и достаточно большую тепловую инерцию. Этих недостатков лишены тонкопленочные ТС [19] классов А, В, С, работающие в интервале  $(-50 \text{—} +300)^\circ\text{C}$ , и имеющие НСХ 50М(П), 100М(П), 1000М(П). Металлические термопреобразователи сопротивления являются основными средствами измерения разности температур в системах контроля теплообменника, где малые разности температур ( $3\text{—}4^\circ\text{C}$ ) должны измеряться с погрешностью  $2\text{—}3\%$ .

Обычно для приборов учета теплоты выпускаются комплекты из двух или трех платиновых ТС (например, КТ1Р). Подобные комплекты выпускаются предприятиями 7, 9, 10 (см. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела).

Некоторое распространение находят полупроводниковые ТС, обычно называемые термисторами. Они используются для измерения температур в интервале от  $-100$  до  $+300^\circ\text{C}$ . Их достоинства — высокое значение ТКС (на порядок больше, чем у металлов), малая тепловая инерция и высокое номинальное сопротивление, недостатки — нелинейность НСХ, незаменимость из-за большого разброса номинального сопротивления и ТКС, нестабильность статической характеристики (подробнее о термисторах см. в [18]).

Термопреобразователи сопротивления можно использовать для измерения температуры только в сочетании с другими средствами измерений. Так, измерительный комплект может состоять из ТС, вторичного прибора (например, РП160-12) и соединительной линии между ними. Погрешность измерения в этом случае определяется погрешностью всех этих средств с учетом возможной методической погрешности (подробнее в § 5.1).

### 5.2.5. СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕЛ ПО ИХ ТЕПЛОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

Средства измерения температуры тел по их тепловому излучению называются *пирометрами*. По принципу действия их разделяют на четыре группы: монохроматические; полного излучения, частичного излучения; спектрального отношения.

Интенсивность теплового излучения реальных тел при определенной температуре зависит от физической природы тела и коэффициента излучения (степени черноты), значение которого определяет-

ся состоянием поверхности и температурой. Кроме того, интенсивность излучения зависит от длины волны излучения. Значение коэффициента излучения  $\epsilon$  изменяется при изменении состояния поверхности и температуры. В силу этого пирометры излучения градуируют по излучению абсолютно черного тела, для которого  $\epsilon = 1$ . Поэтому при измерении температуры реальных тел пирометры оценивают некоторую условную температуру. Действительная температура тела рассчитывается по условной с помощью пересчетных формул с использованием значения коэффициента излучения. В современных пирометрах такой пересчет осуществляется автоматически.

*Монохроматические пирометры* (иногда их называют оптическими или визуальными) воспринимают излучение в столь узком диапазоне длин волн, что оно считается монохроматическим (обычно это излучение красной части спектра с длиной волны  $\lambda = 0,65$  мкм). Этот участок спектра выделяется светофильтром в соответствии с кривой спектральной чувствительности приемника. В этом случае зависимость энергетической яркости тела от температуры описывается уравнением Планка. Измеряемая монохроматическим пирометром условная температура называется яркостной. Действительная температура  $T$  тела через измеренную яркостную  $T_y$  вычисляется по выражению

$$\frac{i}{T_y} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \frac{1}{\epsilon_\lambda}, \quad (5.16)$$

где  $\lambda$  — используемая длина волны излучения, мкм;  $C_2$  —  $14\,338$  мкм · К;  $\epsilon_\lambda$  — коэффициент излучения на длине волны  $\lambda$ .

Наиболее современный монохроматический пирометр — это визуальный пирометр «Промив-М» с исчезающей нитью накала. Предприятие-изготовитель — 4 (см. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела). В пирометре использован принцип уравнивания яркости изображения объекта с яркостью пирометрической лампы, находящейся внутри пирометра. Яркость нити изменяется наблюдателем, равенство яркостей воспринимается им как исчезновение нити на фоне контролируемого объекта.

Пирометр имеет цифровую индикацию и два вида исполнения:

- 1) с пределами измерения  $800\text{—}2000^\circ\text{C}$  с дискретностью измерения  $1^\circ\text{C}$ ,
- 2) с пределами измерения  $1800\text{—}4000^\circ\text{C}$  с дискретностью измерения  $2^\circ\text{C}$ .

Предел допускаемой основной погрешности измерения яркостной температуры изменяется в пределах  $\pm 14$  (при температуре  $800^\circ\text{C}$ ) —  $\pm 80^\circ\text{C}$  (при температуре  $4000^\circ\text{C}$ ).

*Пирометры полного излучения* (обычно их называют радиационными пирометрами) воспринимают излучение в столь широком спектральном интервале, что зависимость интегральной энергетической яркости от температуры с достаточной точностью описывается законом Стефана - Больцмана. Измеряемая этими пирометрами условная температура  $T_p$  называется радиационной. С действительной температурой  $T$  она находится в соотношении

$$T = T_p \sqrt[4]{\epsilon}, \quad (5.17)$$

где  $\epsilon$  — полный коэффициент излучения (интегральная степень черноты).

Пирометрические преобразователи полного излучения (ППТ) входят в агрегатный комплекс пирометров излучения АПИР-С. Их можно использовать для измерения радиационных температур поверхностей в диапазоне 30—2500 °С. ППТ состоит из первичного пирометрического преобразователя и вторичного измерительного преобразователя ПВ-0. В первичном преобразователе происходит непосредственное преобразование энергии теплового излучения в электрический сигнал низкого уровня, который в ПВ-0 усиливается и преобразуется в унифицированный выходной сигнал. Здесь же могут осуществляться линеаризация характеристики, запоминание максимального значения и индикация. Имеется возможность автоматического учета значения коэффициента излучения в интервале от 0,1 до 1,0.

Основные технические данные ППТ приведены в табл. 5.10.

*Пирометры частичного излучения* воспринимают тепловое излучение в ограниченной части спектра (более узкой, чем у пирометров полного излучения). Теоретического закона, связывающего энергию частичного излучения с температурой тела, не существует, поэтому теоретической связи между показаниями пирометров частичного излучения и действительной температурой нет. В силу этого для измерения действительной температуры такие пирометры следует градуировать индивидуально. Их целесообразно применять в отраслях промышленности, где достаточен контроль по условной температуре без пересчета ее на действи-

тельную (например, в производстве синтетических материалов, сельском хозяйстве). К агрегатному комплексу АПИР-С относятся пирометрические преобразователи частичного излучения типов ПЧД-121 и ПЧД-131. Они предназначены для измерения температуры тел в диапазоне 450—2500 °С. Пирометрический преобразователь состоит из первичного преобразователя ПЧД и вторичного преобразователя ПВ-3. В преобразователе ПЧД энергия излучения в ограниченном диапазоне длин волн преобразуется в электрический сигнал, который в ПВ-3 усиливается и преобразуется в стандартный сигнал. Здесь же возможны линеаризация характеристики, запоминание максимального значения и индикация результата измерения. Имеется также возможность коррекции выходного сигнала при изменении излучательной способности объекта. Основные технические данные блоков (ПЧД + ПВ-3) приведены в табл. 5.11.

Предприятие-изготовитель преобразователей ПЧД указан под № 13 в списке заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

К ряду пирометров частичного излучения относят переносные и стационарные микропроцессорные пирометры серии «Смотрич» с повышенными метрологическими и эксплуатационными характеристиками (см. список заводов-изготовителей, поз. 15). Пирометры имеют цифровую индикацию с дискретностью отсчета 1 °С, диапазон устанавливаемого значения коэффициента излучения 0,1—1,0 с дискретностью 0,01. Области применения различных типов пирометров «Смотрич» следующие: «Смотрич-4П», «Смотрич-5П», «Смотрич-М6П» — переносные пирометры для периодического экспресс-контроля различных технологических процессов, «Смотрич-7» — стационарный пирометр для вакуумных установок, а также для использования в условиях сильных фоновых засветок. Переносные пирометры имеют цифровую индикацию на корпусе прибора. Стационарные состоят из первичных пирометрических преобразователей (с приемником фототермисторных ПЧР-161, пироэлектрических ПЧТ-161 или термоэлектрических ПЧТ-162) и вторичных преобразователей (типа ПВ-6 или ПВ-7) со сменными программируемыми устройствами

Таблица 5.10 Технические данные пирометрических преобразователей полного излучения\*

Тип	Диапазон измерения, °С	Обозначение НСХ	Показатель выравнивания	Приведенная погрешность, %
ППТ-142	30—300	P-3	1,5	2,0
ППТ-131	100—400	PФ-4А	1,15	2,5
ППТ-131-01	300—600	PФ-6А	1,25	2,5
ППТ-121	400—1500	PK-15А	1,25	2,0
ППТ-131-03	400—1500	PK-15А	1,50	2,0
ППТ-121-01	900—2000	PK-20А	1,50	2,0
ППТ-131-05	900—2000	PK-20А	1-100	2,0
ППТ-121-07	1400—2500	PC-25А	1-50	2,0
ПП-131-07	1400—2500	PC-25А	1-100	2,0

\* Предприятие-изготовитель 13 по списку заводов-изготовителей (см. в конце раздела).



Таблица 5.11 Технические данные преобразователей частичного излучения

Тип	Диапазон измерения, °С	Обозначение НСХ	Показатель вивирования	Приведенная погрешность, %
ПЧД-121 (131)	800—1300	ДК-13	1.50 (1:100)	2.0
ПЧД-121-01 (131-01)	1000—2000	ДК-20	1.100 (1:200)	1.5
ПЧД-121-02 (131-02)	1500—2500	ДК-25	1:200 (1:300)	1.5 (2.0)
ПЧД-121-03 (131-03)	450—750	ДГ-7.5	1:25 (1:50)	2.0
ПЧД-121-04 (131-04)	700—1100	ДГ-11	1:50 (1:100)	1.5
ПЧД-121-05 (131-05)	600—1300	ДГ-13	1:100 (1:200)	1.0
ПЧД-121-06 (131-06)	1100—1700	ДГ-17	1:200 (1:300)	1.0

Таблица 5.12. Технические данные пирометров

Тип	Диапазон измерения, °С	Показатель вивирования	Пределы основной погрешности
«Смотрич-М6П»	-35—+1100	1:30	$\pm(0.01 t  + 1) \%$
«Смотрич-7»	150—900	1:150	$\pm 1 \%$
«Смотрич-4П»	0—1100	1:15, 1:25	$\pm 1.5—2.5 \%$
«Смотрич-5П»	-35—+1100	1:150; 1:250	
С-107(л)	-10—+200	От 1:7 до 1:1200	$\pm 2.5 \%$
С-109(л)	-10—+200	От 1:7 до 1:1200	$\pm 2.5 \%$
С-115(л)	100—600	От 1:7 до 1:1200	$\pm 2.5 \%$
С-11-200	-10—+200	От 1:7 до 1:1200	$\pm 2.5 \%$
С-11-600	100—600	От 1:7 до 1:1200	$\pm 2.5 \%$

Таблица 5.13 Технические данные пирометров «Спектропир»

Тип	Диапазон измерения, °С	Показатель вивирования	Пределы основной погрешности, %
«Спектропир П2-001»	600—1000	1:25	$\pm 1.5$
«Спектропир П2-002»	900—2200	1:50	$\pm 1.5$
«Спектропир 11-001»	600—1000	1:50	$\pm 2.0$
«Спектропир 11-002»	900—1300	1:100	$\pm 2.0$
«Спектропир 11-003»	1200—1600	1:100	$\pm 2.0$
«Спектропир 11-004»	1400—2200	1:200	$\pm 2.0$
«Спектропир 11-005»	2000—2800	1:200	$\pm 2.0$

Пирометры инфракрасного излучения выпускаются также предприятием 16 (см. список заводов-изготовителей в конце раздела), это пирометры переносные С-107(л), С-109(л), С-115(л) и стационарные С-11-200, С-11-600. Они имеют цифровые указатели и специальные устройства наведения. Их характеристики приведены в табл. 5.12.

Пирометры спектрального отношения (обычно их называют цветовыми) основаны на зависимости от температуры тела отношения энергетических яркостей при двух длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (теоретически эта зависимость описывается законом смещения Вина). Измеряемая этими пирометрами условная температура называется цветовой  $T_c$  с действительной температурой  $T$  она находится в соотношении

$$\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} = \frac{\ln(\epsilon_{\lambda_1}/\epsilon_{\lambda_2})}{C_2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)}, \quad (5.18)$$

где  $\epsilon_{\lambda_1}$  и  $\epsilon_{\lambda_2}$  — коэффициенты излучения на рабочих длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Цветовые пирометры серии «Спектропир» (табл. 5.13) выпускаются предприятием, указанным в списке заводов-изготовителей (пункт 15).

Основной источник погрешности измерения действительной температуры тела пирометрами излучения — большая погрешность в оценке коэффициента излучения и его изменение в процессе измерения (данная погрешность классифицируется как методическая). Эта погрешность наибольшая у пирометров полного излучения и наименьшая у пирометров спектрального отношения В [18] приведены формулы для оценки значений этих погрешностей. Поскольку оперативное измерение коэффициента излучения практически невозможно, часто при использовании пирометров искусственно создаются условия, приближающиеся к условиям измерения температуры абсолютно черного тела

Таблица 5.14. Технические данные преобразователей с унифицированным выходным сигналом

Тип*	Обозначение НСХ	Диапазон преобразования, °С	Предельная приведенная погрешность, %
TСМУ-055, TСМУ-205	50М или 100М	-50—+50 0—+100 0—+150	0,25, 0,5
TСПУ-055, TСПУ-205	50П или 100П	-50—+50 0—+100 0—+200 0—+300 0—+500	0,1; 0,25; 0,5
ТХЛУ-205	К	0—+600 0—+900	0,5, 1,0

\* Предельное избыточное давление: 1; 6,3; 20, 25 МПа.

Например, при измерении температуры поверхностей используются керамические блоки, встроены в эти поверхности. При измерении температуры жидких и газовых сред применяются погруженные в них огнеупорные трубки, на донышко которых визируется оптика пирометров. При определенной степени шероховатости блока или стенок трубки и при малом отношении диаметра трубки к ее длине коэффициент излучения этих тел принимается равным единице. В этом случае показания пирометра соответствуют действительной температуре. Подробнее о пирометрах излучения см. в [1].

Особую группу средств измерения температуры по излучению составляют *тепловизоры*, осуществляющие анализ температурных полей и цифровую обработку информации в температурном диапазоне от -50 до +3000 °С. По принципу действия тепловизоры представляют собой сканирующую систему, на выходном дисплее которой воспроизводится анализируемое температурное поле (термограмма). Порог температурной чувствительности тепловизоров 0,1—0,2 °С, расстояние до объекта не менее 0,4 м.

Тепловизоры имеют специфическое применение (медицина, космонавтика и т.п.) и поэтому детально здесь не рассматриваются. Подробно они описаны в [30].

#### 5.2.6. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С УНИФИЦИРОВАННЫМ ВЫХОДНЫМ СИГНАЛОМ

Такие преобразователи предназначены для преобразования естественных сигналов от преобразователей температуры (ТЭП или ТС) в унифицированный выходной сигнал 0—5, 0—20, 4—20 мА, 0—10 В или в цифровой код. Такое преобразование может осуществляться либо отдельным блоком — нормирующим преобразователем, либо устройством унификации, расположенным непосредственно в головке ТП. Такие ТП называются *термопреобразователями* с унифицированным выходным сигналом. В табл. 5.14 приведены основные технические данные таких преобразователей предприятий 5, 7. Подобные преобразователи выпускаются

также предприятиями 4, 6, 12 (см. список заводо-изготовителей в конце настоящего раздела).

Термопреобразователи с унифицированным выходным сигналом получают питание от сети постоянного тока напряжением 18—36 В (например, от блоков питания БЦД-40 или БП-96) и в искробезопасном исполнении дополнительно снабжаются барьерами искрозащиты.

*Нормирующие преобразователи* выполняются в виде отдельных блоков, соединяемых с термопреобразователями линией связи, их выходные сигналы 0—5; 0—20; 4—20 мА, 0—10 В или сигнал в цифровом коде. В табл. 5.15 приведены типы и основные метрологические характеристики преобразователей, выпускаемых некоторыми заводами-изготовителями этих средств. Диапазоны преобразования и НСХ нормирующих преобразователей соответствуют данным, указанным в табл. 5.16.

#### 5.2.7. ВТОРИЧНЫЕ ПРИБОРЫ

*Вторичные электрические приборы* используются для измерения выходных сигналов ТС, ТЭП и радиационных пирометров, а также унифицированных сигналов постоянного тока (0—5, 0—20, 4—20 мА; 0—10 В) и взаимной индуктивности (0—10, 10—0—10 мГн). Результат измерения может быть представлен в аналоговой или цифровой форме, причем на шкалы приборов наносятся единицы измеряемой величины (расхода, уровня, давления, электрической проводимости и др.). Приборы могут иметь дополнительные устройства, расширяющие их функциональные возможности (регистрацию на бумажной ленте, сигнализацию предельных значений), а также встроены функциональные блоки и т.п. Аналоговые приборы могут иметь прямые вертикальные или горизонтальные шкалы различной длины (запись на бумаге в прямоугольных координатах) или дуговые шкалы (запись на бумажном диске в полярных координатах).

Для измерения термоЭДС и напряжения используются милливольметры или потенциометры, для измерения тока — миллиамперметры (обычно они имеют потенциометрическую измерительную схему). Для измерения сопротивления применяют-

Таблица 5 15 Технические данные нормирующих преобразователей

Тип	Обозначение НСХ	Предельная основная погрешность, %	Время установления выходного сигнала	Предприятие-изготовитель
Ш-9321	50П, 100П, 50М, 100М	0,1 или 0,25	5 с	5*
Ш-9322	Л, К, А-1, А-2, А-3, S, В			
ИПМ-0196	50П, 100П, 50М, 100М, К, Л, S, А	0,25	10 с	7
НП-5-Б1	Л, К	1,0	80 мкс	17
НП-5-Б2	ТСМ, ТСП	0,5		
НП-ПЗ	0—10 мГн, 10—0—10 мГн	1,0 или 1,5	—	
ПП-02	ТСП, ТСМ	0,1; 0,5	1 с	6
ПП-03	Л, К, S, В			

\* Цифра обозначает номер предприятия-изготовителя в списке, приведенном в конце настоящего раздела.

Таблица 5 16 Пределы измерений вторичных приборов для измерения температуры

Обозначение НСХ	Пределы измерений, °С
ХК (Л)	-200—+100, -50—+50; -50—+100, -50—+150, -50—+200, 0—100, 0—150, 0—200, 0—300, 0—400; 0—600, 0—800, 200—600, 200—800
ХЛ (К)	-200—+100; 0—400, 0—600, 0—850; 0—900, 0—1100, 0—1300, 200—600, 200—1200; 400—900; 600—1100; 600—1300, 700—1300
ШШ (S)	0—1300; 0—1600, 500—1300; 1000—1600
ПР (В)	300—1100, 300—1600, 1000—1600, 1000—1800
ВР (А)	0—1800, 100—1800
50П, 100П	-(200—70), -120—+30; -90—+50, -70—+180; -25—+25, -200—+50; -120—+300, -200—+50; 0—100; 0—150; 0—200; 0—300; 0—400, 0—500; 0—600, 200—500, 200—600; 300—700; 500—1000
50М, 100М	-25—+25; -50—0; -50—+50; -50—+100; 0—50; 0—100; 0—150; 0—20; 50—100, 100—200

ся приборы с мостовой измерительной схемой. Отдельную группу составляют приборы типа РП160 (РП100), измерительная схема которых отличается от традиционных схем автоматических потенциометров и мостов

На шкале приборов для измерения температуры кроме температурного диапазона и класса должно быть указано условное обозначение НСХ (градусовка) Пределы измерения таких приборов выбираются из стандартного ряда. Частично этот ряд представлен в табл. 5 16, подробнее — в [22] Диапазоны измерения по шкале других величин (давления уровня, расхода и т. д.) см в соответствующих пунктах этого раздела или в [22]

Простейшими из вторичных приборов являются милливольтметры. Для работы в комплекте с термопарами используются, например милливольтметры типа Ш4540 (вариант Ш4541 с двухпозиционным сигнализирующим устройством) Милливольтметры имеют встроенное устройство для введения поправки на изменение температуры свободных концов ЭЭП и сигнализацию обрыва внешней линии. Класс прибора 1,0. При его использовании не требуется подгонка сопротивления внешней линии Для рабо-

ты с ТС применяются приборы Ш4540/1 (Ш4541/1 — с сигнализирующим устройством), измерительная схема которых представляет собой неуравновешенный мост Термомпреобразователь подключается по трехпроводной схеме, сопротивление каждой линии необходимо устанавливать определенным Класс приборов 1,0 Существуют другие разновидности аналогичных приборов, их технические данные приведены в [23] Предприятие-изготовитель см список в конце настоящего раздела, поз. 18.

Основную массу вторичных электрических аналоговых приборов составляют приборы электромеханического следящего уравновешивания, имеющие разные характеристики

приборы комплексов КС1 и КП1;

приборы комплекса КС2;

приборы комплекса К140 (для тяжелых условий эксплуатации);

приборы комплекса РП160 (РП100),

приборы комплекса ДИСК-250 (КСД3);

приборы комплекса А100 (А100Н, А543).

По назначению их подразделяют на четыре группы: для измерения термоЭДС и напряжения; для измерения тока; для измерения активного со-

Таблица 5.17 Технические данные электрических вторичных приборов

Тип прибора	Тип шкалы	Предельная погрешность показаний, %	Предельная погрешность записи, %	Число точек измерения	Время прохождения указателем лесей шкалы, с	Предприятие-изготовитель*
КСП1, КСМ1, КСУ1	Прямая горизонтальная длиной 100 мм	±1	±1	1	2,5; 5; 10	20
КПШ1, КПМ1, КПУ1	Дуговая длиной 300 мм	±0,5 0,5 0,5	Запись отсутствует	1	2,5; 5; 10	20
КСП2, КСУ2, КСМ2	Прямая горизонтальная длиной 160 мм	±(0,5; 1,0)	±1	1, 3, 6, 12	10	19
РП-160	То же	±0,5	±1	12	2,5; 5; 10; 15	19
РП-100	Цифровое табло	±0,25	В аналоговой форме ±0,5 В цифровой форме ±0,25	6	2,5; 5; 10; 15	19
Диск-250	Дуговая длиной 600 мм	±0,5	±1,0	1	5; 16	6
А-100, А-100Н, А-543	1, 2 или 3 прямых вертикальных шкалы длиной 100 мм	±0,5	±1	1, 2 или 3 независимых канала	1, 2, 5; 5; 10	6
КП140, КМ140	Дуговая	±(0,5; 1,0)	Запись отсутствует	1	5	19
Технограф 100	Цифровое табло	±0,25	±0,25 по цифровой и ±0,5 по аналоговой записи	6	—	6
Технограф 160				12		
РМТ-39, РМТ-49	Горизонтальная шкала или цифровое табло	±(0,2; 1,0)	±1	6 1, 2, 3	—	7

\* Указана позиция списка заводов-изготовителей, приведенного в конце настоящего раздела.

противления, дифференциально-трансформаторной системы для измерения входных сигналов 0—10 или 10—0—10 мГн

В приборах первой группы измеряемая термо-ЭДС или напряжение сравнивается с напряжением, вырабатываемым измерительной схемой. При их неравновесии разностный сигнал идет на вход электро-механической системы, которая выравнивает эти напряжения путем перестановки движка реохорда вторичного прибора, при этом изменяются показания прибора. В серии КС такие приборы называются потенциометрами и обозначаются КСП.

В приборах для измерения постоянного тока (миллиамперметрах) входные зажимы зашунтированы резистором определенного сопротивления, через который пропускается измеряемый ток. Создаваемое им падение напряжения измеряется потенциометрическим методом (аналогично приборам КСП). В приборах серии КС такие приборы имеют обозначение КСУ.

Измерение активного сопротивления осуществляется двумя способами. В большинстве приборов используется схема уравновешенного моста (такие приборы имеют обозначение КСМ). В приборах РП сопротивление резистора определяется по падению напряжения на нем от стабилизированного постоянного тока.

Приборы дифференциально-трансформаторной системы применяются мало. В принципе здесь выходным сигналом первичных преобразователей служит напряжение переменного тока, которое компенсируется напряжением такой же амплитуды и фазы вырабатываемым преобразователем вторичного прибора. Ограничение в применении связано с тем, что сигналы связи переменного тока подвержены сильному влиянию помех. В серии КС приборы дифференциально-трансформаторной системы имеют обозначение КСД, к ним относятся некоторые модификации приборов РП160.

Специализированными вторичными приборами дифференциально-трансформаторной системы являются приборы КСД250, КД 140М, ВМД, производимые соответственно предприятиями 6, 19, 20 (см. список предприятий в конце раздела). Подробнее о них см. в [22].

В последнее время активно используются приборы с цифровой индикацией и аналоговой или цифровой печатью. К ним относятся приборы «Технограф 100» (ширина ленты записи 100 мм), «Технограф 160» (ширина ленты 160 мм) и регистраторы технологические многоканальные РМТ 39 (49). Технические данные вторичных электрических приборов приведены в табл. 5.17.

Таблица 5.18. Технические данные пневматических вторичных приборов

Тип прибора	Тип шкалы	Число каналов измерения	Класс	Запись	Завод-изготовитель*
ПКП 1-2	Дуговая	1	0,5	Нет	21
ПКП.1	Вертикальная 100 мм	1	0,5; 1	»	21
ПКП.2	Две вертикальные по 100 мм	2	0,5; 1	»	21
ПКП.1Э, ПКП.1П	Вертикальная 100 мм	1	0,5; 1	»	21
ПКР.1	То же	1	0,5; 1	Есть	21
ПКР.2	Две вертикальные по 100 мм	2	0,5; 1	»	21
ПВ4.4Э	Три вертикальные по 100 мм	3	1	»	22

\* Указана позиция списка заводов-изготовителей, приведенного в конце настоящего раздела.

*Вторичные пневматические приборы* предназначены для измерения унифицированных пневматических выходных сигналов 20—100 кПа первичных преобразователей. Вторичные приборы могут иметь унифицированную процентную шкалу, либо именованные шкалы в соответствии со стандартными рядами пределов для манометров, термометров, дифманометров, вакуумметров (дополнительно возможна шкала в единицах расхода или уровня). Приборы могут быть только показывающими, одно-, двух- или трехканальными с записью на одной диаграммной ленте. Принцип действия измерительного механизма приборов основан на методе силовой компенсации, при котором момент, развиваемый чувствительным элементом, уравновешивается моментом пружины обратной связи. Степень натяжения пружины обратной связи определяет положение стрелки на шкале вторичного прибора. Технические данные вторичных пневматических приборов приведены в табл. 5.18

### 5.3. ИЗМЕРЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ

#### 5.3.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ДАВЛЕНИЯ

Контроль за протеканием большинства технологических процессов в теплотехнике связан с измерением давления или разности давлений

Единицей измерения давления в системе СИ является паскаль (Па),  $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$ . В промышленности измерения в основном осуществляются в килопаскалях и мегапаскалях. До сих пор на производстве можно встретить приборы, откалиброванные в единицах, обозначаемых кгс/см<sup>2</sup>, кгс/м<sup>2</sup>, мм рт. ст., мм вод. ст., а также в барах. Соотношения между перечисленными единицами приведены в разд. 2 книги 1 настоящей справочной серии.

Показывающие приборы, предназначенные для измерения давления, называются *манометрами*

[11] Если приборы служат для преобразования давления в электрической или пневматической сигнал и передают информацию об измеряемой величине на расстояние, то их называют *измерительными преобразователями давления*. В зависимости от вида измеряемого давления название прибора конкретизируется. *Манометры* (преобразователи) абсолютного давления измеряют соответствующее давление  $P_{\text{абс}}$ . Термин «манометр» обычно используется для приборов, измеряющих избыточное давление  $P_{\text{изб}} = P_{\text{абс}} - P_{\text{атм}}$ . Вакуумметры измеряют  $P_{\text{вак}} = P_{\text{атм}} - P_{\text{абс}}$  при  $P_{\text{абс}} < P_{\text{атм}}$ . *Напоромеры* и *тягиномеры* измеряют соответственно избыточное и вакуумметрическое давление менее 40 кПа. *Мановакуумметры* и *тягиномеры* имеют двусторонние шкалы и измеряют избыточное и вакуумметрическое давление. *Дифманометры* используются для измерения разности давлений

Пределы измерения манометров (кПа или МПа), согласно ГОСТ 18140 и ГОСТ 2405 выбираются из ряда (1; 1,6; 2,5; 4; 6)10<sup>n</sup>, дифманометров по ГОСТ 2648 из ряда (1; 1,6; 2,5; 4; 6,3)10<sup>n</sup>, где n — целое положительное или отрицательное число.

В зависимости от используемого принципа преобразования силового воздействия давления в показание или электрическую (пневматическую) величину манометры разделяют на жидкостные, деформационные, электрические, грузопоршневые, тепловые и ионизационные

Большинство рассмотренных в этом разделе принципов измерения давления реализуется в приборах отечественных и зарубежных фирм Honeywell, Rosemount (США), Yokogawa (Япония), Hartmann und Braun, Jumo, Wika (Германия), Valmet (Финляндия) и др. Ниже приведены технические данные приборов давления, взятые из номенклатурных справочников заводов-изготовителей РФ, стран СНГ и [24]

### 5.3.2. ЖИДКОСТНЫЕ МАНОМЕТРЫ И ДИФМАНОМЕТРЫ

В жидкостном U-образном манометре, схема которого представлена на рис. 5.4, а, давление или разность давлений уравновешивается весом столба рабочей жидкости высотой  $h$

$$p_1 - p_2 = gh(\rho_p - \rho_c), \quad (5.19)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения,  $\rho_p$ ,  $\rho_c$  — плотность соответственно рабочей жидкости и среды над ней. При погрешности считывания уровня в одном колене  $\pm 0,5$  мм погрешность измерения разности высот составит  $\pm 1$  мм. Для повышения точности измерения давления используют чашечные микроманометры и микроманометры с наклонной трубкой, схема последнего представлена на рис. 5.4, б. Если угол наклона измерительной трубки  $\alpha$  равен  $90^\circ$ ,  $\rho_p \gg \rho_c$  и  $\rho_p = \rho$ , то

$$p_1 - p_2 = \rho gh(1 + f/F),$$

где  $f$ ,  $F$  — площади поперечного сечения измерительной трубки и широкого сосуда. Если  $f/F > 400$ , то изменениями уровня рабочей жидкости в широком сосуде пренебрегают и производят отсчет уровня в измерительной трубке  $h$ . Погрешность измерения давления в этом случае снижается вдвое. Характеристики жидкостных приборов, приведенные в табл. 5.19.

При уменьшении угла наклона измерительной трубки  $\alpha$

$$p_1 - p_2 = \rho gn(f/F + \sin \alpha) = nk,$$

где коэффициент  $k$  меняется от 0,2 до 0,8. Таким образом, минимальная цена деления измерительной трубки снижается от 1 до 0,2 мм, что приводит к повышению точности измерения давления.

Для измерения атмосферного давления широко применяются ртутные барометры. В них для повышения точности измерения высоты столба ртути используется нониус и вносятся поправки, уточняющие значение  $p$  и  $g$ . В диапазоне давлений  $10^{-3}$ — $10^3$  Па применяются ртутные компрессионные манометры Мак-Лсда, имеющие погрешность измерения  $\pm 1\%$ . В них измеряемое давление в соответствии с законом Бойля—Мариотта опре-

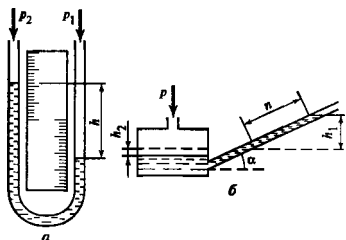


Рис. 5.4. Схемы U-образного манометра (а) и микроманометра с наклонной трубкой (б)

деляется по изменению фиксированного объема газа при его постоянной температуре

Жидкостные манометры и дифманометры отличаются простотой устройства, невысокой стоимостью при высокой точности измерения давления. К недостаткам этих приборов относятся узкий диапазон измерения, необходимость использования дополнительных преобразователей для передачи показаний на расстояние

### 5.3.3. ДЕФОРМАЦИОННЫЕ МАНОМЕТРЫ И ДИФМАНОМЕТРЫ

Деформационные манометры и дифманометры относятся к числу наиболее распространенных приборов, работающих в области давлений от  $10$  до  $10^9$  Па. В этих приборах давление определяется по деформации упругого чувствительного элемента, в качестве которого используются трубчатые пружины, сильфоны, мембраны и мембранные коробки. В упругих чувствительных элементах рабочая точка — свободный конец трубчатой пружины, дно сильфона, жесткий центр мембраны или мембранной коробки — перемещается пропорционально измеряемому давлению.

Механические показывающие и самопишущие приборы. В этих приборах перемещение рабочей точки упругого чувствительного элемента с помощью системы рычагов и зубчатой передачи пере-

Таблица 5.19 Технические данные жидкостных приборов

Прибор	Тип	Верхний предел измерения, кПа	Предел основной допускаемой погрешности, %	Изготовитель*
Тягоскопометр дифференциальный многотрубный	ТДЖ (вода)	1,6—6,30 (рабочее давление до 50 кПа)	1,5	27
Тягоскопометр	ТНЖ-Н (спирт)	0,25—1,6 (рабочее давление до 20 кПа)	1,5	27

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

дается показывающей стрелке или перу самописца, осуществляющего запись измеряемого давления на диаграммной бумаге

*Пружинные манометры* работают в диапазоне давлений 0,06—1000 МПа. Чувствительным элементом в них служит трубчатая пружина, во внутреннюю полость которой подается измеряемое давление. Под действием давления пружина раскручивается и перемещение ее свободного конца передается показывающей стрелке или перу самописца. Этот чувствительный элемент используется в большей части показывающих манометров (табл. 5.20). Такие манометры могут иметь радиальное или осевое размещение штуцера для подвода давления. Диаметр корпуса может составлять 25; 40; 60; 100; 160 и 250 мм. Диаметр 250 мм имеют корпуса образцовых манометров (МО) и вакуумметров

(ВО), имеющих классы точности 0,15 и 0,25. Манометры с диаметром корпуса 25 мм используют в качестве индикаторов без указания класса точности. В самописцующих пружинных манометрах (табл. 5.21) перемещение диаграммной бумаги осуществляется как часовым механизмом, так и электрическим двигателем.

Пружинные показывающие манометры могут выполнять функцию сигнализаторов давления. В том случае в манометр вводится группа электрических контактов и приборы называют *электроконтактными манометрами*. При появлении сигнала о достижении верхнего или нижнего предельного значения давления контакты, перемещаемые показывающей стрелкой, замыкаются с контактами, установленными у соответствующих отметок шкалы (технические данные электроконтактных

Таблица 5.20. Технические данные показывающих манометров

Прибор	Тип	Верхний предел измерения, МПа	Предел основной допускаемой погрешности, %	Изготовитель*
Манометр	МТП	0,16—40	1,5; 2,5; 4	26
	МПЗ(4)-У	0,1—160	1; 1,5	26
	МТИ	0,25—40	0,6; 1	23
	МКУ	0,1—60	1,5; 2,5	23
Манометр с разделительной мембраной	ММП-160	0,1—2,5	1,5; 2,5	26
Манометр образцовый	МО	0,1—60	0,15; 0,25; 0,4	23
Манометр электроконтактный	ВЭ	0,1—160	1,5	26
	ДН 2010	0,1—160	1,5	26
Реле давления	РД	0,004—1,6	1	5
Сигнализатор	«Сядко 107»	0,0025—22	1,5	30
Мановакуумметр	МВП	-0,1—+2,4	1; 1,5	26
	МВПЗ(4)-У	-0,1—+2,4	1; 1,5	26
	МТИ	-0,1—+2,4	1	23
	МКУ	-0,1—+2,4	1,5; 2,5	23
Манометр с разделительной мембраной	МВМП-160	-0,1—+2,4	1,5; 2,5	26
Мановакуумметр электроконтактный	ВЭ	-0,1—+2,4	1,5	26
	ДН 2010	-0,1—+2,4	1,5	26
	РД-01	-0,0001—+0,0004	4	5
Вакуумметры	ВПЗ(4)-У	-0,1—0	1; 1,5	26
	ВТИ	-0,1—0	0,6; 1	23
	МКУ	-0,1—0	2,5	23
Вакуумметр с разделительной мембраной	МВП-160	-0,1—0	1,5; 2,5	26
Вакуумметр образцовый	ВО	-0,1—0	0,25; 0,4	23
Вакуумметр электроконтактный	ВЭ	-0,1—0	1,5	26
	ДВ 2010	-0,1—0	1,5	26

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

Таблица 5.21 Технические данные самопишущих приборов\*

Прибор	Тип	Верхний предел измерения, МПа	Предел основной допускаемой погрешности, %
Манометр	МТ-711 (2)	0,06—25	1,5
Мановакуумметр	МВТ-711 (2)	-0,1—+2,4	1,5
Вакуумметр	ВТ-711 (2)	-0,1—0	1,5
Дифманометр	ДСС-711 (2)	-0,0063—4	0,5; 1; 1,5

\* Завод-изготовитель 2 (см. список)

Таблица 5.22 Технические данные мембранных и сильфонных приборов

Прибор	Тип	Верхний предел измерения, кПа	Предел основной допускаемой погрешности, %	Производитель*
Напоромер мембранный	НМП-100	0,4—40	1,5; 2,5	21
	НМП-52М1	0,4—40	1,5; 2,5	
Напоромер-сигнализатор	ДП-С	0,4—60	1,5; 2,5	21
	НСП-16Сг	1—40	1,5; 2,5	
Тягонапоромер	ТНМП-100	0,2—20	1,5; 2,5	21
	ТНМП-52М1	0,08—20	1,5; 2,5	
Тягонапоромер-сигнализатор	ДГ-С	0,4—60	1,5; 2,5	21
	ТНСП-16Сг	6—40	1,5; 2,5	
Тягомер мембранный	ТмМП-100	0,4—40	1,5; 2,5	21
	ТмМП-52М1	0,4—40	1,5; 2,5	
Тягомер-сигнализатор	ВТ-С	0,4—60	1,5; 2,5	21
	ТмСП-16Сг	1—40	1,5; 2,5	
Дифманометр сильфонный	ДСП-160-М1	6,3—4000 (рабочее давление 6,3—63 МПа)	0,5; 1; 1,5; 2,5	5
Дифманометр с сигнализацией	ДСП-4Сг-М1	То же	0,5; 1; 1,5; 2,5	
Сигнализатор перепада давления	«Сядко 44»	1,5—1600	До 10	30

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

манометров приведены в табл. 5.20) Для этих же целей используются *реле давления*, не дающие показаний измеряемого давления, рабочая точка трубчатой пружины в реле давления типа РД и сигнализаторах «Сядко» (см. табл. 5.20) соединена с постоянным магнитом. При заданном давлении поле магнита вызывает срабатывание герконового реле, контакты которого замыкают цепь сигнализации. Настройка давления срабатывания реле осуществляется на прессе по показаниям контрольного манометра. Такие реле дешевле электроконтактных манометров и более надежны.

Для измерения давления и разности давлений в пределах 1 МПа используются мембранные и сильфонные упругие чувствительные элементы. Последние представляют собой цилиндр с гофрированными стенками. В табл. 5.22 представлены технические данные показывающих, а в табл. 5.21 — самопишущих приборов.

**Преобразователи давления с электрическим выходным сигналом.** В третьей четверти двадцатого столетия наиболее распространенными преобразователями давления с выходным сигналом переменного тока были приборы с *дифференциально-трансформаторными преобразователями*. Благодаря простоте конструкции и низкой стоимости манометры и вакуумметры типа МЭД, дифманометры ДМ до сих пор эксплуатируются в промышленности и выпускаются, хотя современные преобразователи с токовым выходным сигналом имеют более высокую точность, помехозащищенность и лучше приспособлены для работы в системах автоматического контроля и управления.

Схема мембранного дифманометра типа ДМ с дифференциально-трансформаторным преобразователем приведена на рис. 5.5. Схема наглядно иллюстрирует общие особенности конструкции дифманометров, измеряющих разность давлений в диапазоне от 0 до 1 МПа при рабочем давлении



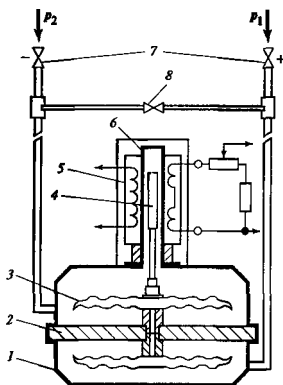


Рис. 5.5. Схема мембранного дифманометра  
1 — корпус, 2 — разделительная стенка; 3 — мембранный блок; 4 — плунжер (сердечник); 5 — катушка дифференциально-трансформаторного преобразователя, 6 — трубка из немагнитного материала; 7, 8 — вентили запорные и уравнивающий

до 40 МПа, заключающиеся в необходимости обеспечения.

защиты от действия одностороннего рабочего давления;

снижения влияния изменения температуры окружающей среды,

возможности контроля начального сигнала преобразователя при рабочем давлении и нулевой разности давлений

Чувствительным элементом дифманометра служит мембранный блок 3, состоящий из двух соприкасающихся мембранных коробок. Внутренняя полость блока заполнена либо дистиллятом, либо кремнийорганической жидкостью с низкой температурой замерзания. Упругим элементом блока служит верхняя мембранная коробка, перемещение ее рабочей точки и ферритового сердечника 4 пропорционально измеряемой разности давлений. При смещении сердечника взаимоиндукция вторичной и первичной обмоток, меняются, что приводит к изменению сигнала на выходе преобразователя

Мембранная коробка в нижней камере имеет малую жесткость и воспринимает температурные изменения объема жидкости, заполняющей внутреннюю полость мембранного блока. Это приводит к снижению влияния температуры окружающей среды на выходной сигнал преобразователя. На-

чальное значение выходного сигнала преобразователя проверяется при закрытых запорных вентилях 7 и открытым уравнительным вентилем 8. При открытии вентиле 8 дифманометр поджопчается к измеряемой среде, что обеспечивает одноврсменное поступление рабочего давления в обе камеры прибора и снижает перегрузку односторонним давлением мембранного блока.

Наличие блока вентилей 7, 8 обязательно для дифманометров. Рассмотренные выше характерные особенности работы дифманометров присущи другим приборам с сильфонными и мембранными ЧЗ, имеющими на выходе токовый унифицированный сигнал 0—5, 0—20; 4—20 мА.

Вторичными показывающими и регистрирующими приборами, измеряющими сигналы первичных приборов с дифференциально-трансформаторными преобразователями, являются автокомпенсаторы типа КСД. Для измерения сигнала переменного тока первичных преобразователей используется компенсационный метод измерения. Источником сигнала компенсации служат дифференциально-трансформаторный преобразователь, находящийся во вторичном приборе. Технические данные выпускаемых в настоящее время приборов этой системы типа ДИ, ДИВ, ТНМ, ДВ, ДД, ДМ, ДМТ приведены в табл. 5.23 Преобразователи дифманометрические ДМП при работе с блоком преобразования могут иметь на выходе токовый сигнал 0—5; 4—20 мА, пропорциональный как измеряемой разности давлений, так и корню квадратному из нее.

Дифференциально-трансформаторные преобразователи (табл. 5.23) применяются в качестве нуль-индикатора положения измерительного рычага в преобразователях давления с силовой компенсацией типа ИПД, ИПДЦ. Эти преобразователи используются в диапазоне давлений от 6 кПа до 16 МПа в качестве эталонных приборов при лабораторной поверке приборов давления. Предел их основной приведенной погрешности в зависимости от диапазона измерения составляет 0,1—0,05 %. В этих преобразователях сильфоны применяются только для преобразования давления в силу Развиваемый этой силой на измерительном рычаге момент компенсируется моментом, создаваемым магнитоэлектрическим механизмом обратной связи. По последнему протекает выходной ток преобразователя. Выходной сигнал преобразователей меняется в диапазоне 0—1 В.

Принцип силового преобразования давления широко применяется как в пневматических преобразователях давления, так и в работающих с ними вторичных показывающих приборах типа ПКП и регистрирующих приборах типа ПКР. Как в первичных, так и во вторичных приборах сильфоны используются для преобразования измеряемого

Таблица 5.23. Технические данные приборов с преобразователями взаимной индуктивности, магнитной и силовой компенсации

Преобразователь	Тип	Верхний предел измерения, МПа	Предел основной допускаемой погрешности, %	Изготовитель*
Избыточного давления	(МЭД) ДИ	0,06—160	1,5	23
	МПЭ-МИ	0,1—60	1; 1,5	2
Давления и вакуума	ДИВ	-0,1—2,4	1,5	23
Разрежения и давления (тягонапоромер)	ТНМ-Эт	8—125 Па	2,5; 4	2
Вакуума	ДВ	-0,1—0	1,5	23
Разности давлений (ДМ)	ДД	0,0063—0,63	1,5	23
	ДМ-3583 М	0,001—0,63	1; 1,5	29
	ДМГ	0,001—0,63	0,5; 1; 1,5	29
	ДМЭ-МИ	0,0063—1,6	1; 1,5	2
	ДМЭУ-МИ	0,0063—1,6	1; 1,5	2
	ДМЭР-МИ	0,0063—0,63	1; 1,5	2
Избыточного давления (для пневматического сигнала)	ИПД, ИПДЦ	0,06—16 (0,02—0,1)	0,06; 0,1; 0,15	23 (23)

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

Таблица 5.24. Технические данные приборов с пневматическим выходным сигналом 20—100 кПа

Наименование прибора	Тип	Верхний предел измерения	Предел основной допускаемой погрешности, %	Изготовитель*
Преобразователь абсолютного давления	ИЗДА	2,5 кПа—2,5 МПа	0,5; 1; 1,5	2, 31
	МАС-П	0,025—2,5 МПа	1	23
Напоромер сильфонный	НС-П	0,4—40 кПа	1	23
Манометр сильфонный	МС-П	0,025—2,5 МПа	1	23
Преобразователь избыточного давления	ИЗДИ	0,4 кПа—10 МПа	0,5; 1; 1,5	2, 31
Манометр пружинный	МП-П	4—100 МПа	1	23
Тягомер сильфонный	ТС-П	-40—0 кПа	1	23
Тягонапоромер сильфонный	ТНС-П	-0,2—+0,2 кПа	1	23
		-20—+20 кПа		
Преобразователь избыточного давления и вакуума	ИЗДИВ	0,1—2,4 МПа	0,5; 1; 1,5	2, 31
Маповакuumметр сильфонный	МВС-П	-0,1—+2,4 МПа	1	23
Вакуумметр сильфонный	ВС-П	-0,1—0 МПа	1	23
Преобразователь вакуумметрический	ИЗДВ	0,4—100 кПа	0,5; 1; 1,5	2, 31
Дифманометр	ДПП-2	16—630 кПа	0,5; 1; 1,5	38

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

давления в силу. Пневматические преобразователи давления (табл. 5.24) имеют на выходе унифицированный пневматический сигнал, изменяющийся от 20 до 100 кПа. Выходной сигнал  $p_{\text{вых}}$  с измеряемым давлением  $p$  связывает следующее соотношение

$$p_{\text{вых}} = 20 + 80p/p_v,$$

где  $p_v$  — верхний предел измерения манометра.

Преобразователи давления МПЭ-МИ, ДМЭ-МИ, ДМЭР-МИ с компенсацией магнитных потоков (табл. 5.23) имеют на выходе токовый унифицированный сигнал 0—5; 0—20 мА.

В этих преобразователях сердечник, соединенный с упругим ЧЭ, является постоянным магнитом. Его перемещение меняет магнитный поток в индикаторном магнитопроводе, на котором находятся обмотки возбуждения и обратной связи. При насыщении индикаторного магнитопровода снижается индуктивное сопротивление обмотки возбуждения, растет ток в ней и увеличивается выходной сигнал преобразователя. Последний поступает в обмотку обратной связи индикаторного магнитопровода, создавая магнитный поток отрицательной обрат-

ной связи, компенсирующий поток постоянного магнита.

При выходном сигнале 0—5, 0—20 мА вторичными приборами служат приборы типа КСУ, РП-160 и др.

### 5.3.4. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАНОМЕТРЫ И ДИФМАНОМЕТРЫ

Сочетание современной микроэлектронной технологии и радиоэлектронной элементной базы предоставляет широкие возможности для усиления и коррекции сигналов первичных преобразователей. В связи с этим при ограниченном числе типоворазмеров первичных преобразователей перекрывается основной диапазон измеряемых избыточных давлений, вакуума и разности давлений. Наиболее распространенными преобразователями давления в таких приборах являются тензометрические и емкостные. Приборы имеют на выходе токовый унифицированный сигнал 0—5; 0—20, 4—20 мА и работают с вторичными приборами типа РП-160, КСУ и т.п.

В *тензометрических преобразователях давления* используются мембранные тензопреобразователи серии Д. Чувствительным элементом в них является припаянная к титану сапфировая мембрана диаметром 6—8 мм с напыленным на нее по микроэлектронной технологии кремневым тензомостом (КНС-структура). Для повышения чувствительности кремневые тензорезисторы размещены и ориентированы на мембране так, что под действием давления сопротивление резисторов с касательным направлением решетки увеличивается, а с радиальным — уменьшается. При постоянном токе питания тензомоста сигнал его несбаланса линейно зависит от давления.

Тензопреобразователи серии Д входят в состав простейших преобразователей давления типа КРТ-НП и ДМ 5007. Преобразователи КРТ могут быть выполнены с выносным тензопреобразователем, что позволяет повысить температуру измеряемой среды до 200 °С. Технические данные преобразователей представлены в табл. 5.25, там же приведены данные преобразователей давления специального назначения, используемых в научных экспериментах и при испытаниях оборудования. Эти тензометрические преобразователи имеют малые габаритные размеры, широкий диапазон рабочих частот, их выходной сигнал составляет 0—5 (4—20) мА или 0—5 В. К числу таких приборов относятся приборы типов ВТ-219, ДАВ 078, ВТ-1202А, ДДЭ084, ДРЕ 002; СДМД-П, МПАД-1, МЛР-И, ПДМ-1, МПДД-2Г; МИДА-ДИ-52П, МИДА-ДИ-13П, МИДА-ДД-05П.

Рассмотренные тензопреобразователи используются в преобразователях давления типа МТ-100, «Сапфир-22МТ», «Сапфир-22», МС-2000(Ц), «Метран-43», «Сигнал». Эти преобразователи выполня-

ются двухкорпусными в одном корпусе, к которому подводится давление, находится тензопреобразователь, в другом — преобразователь электронный. На боковой стенке корпуса последнего у преобразователей с сигнализацией МС-2000Ц находится цифровой индикатор и резисторы настройки пределов сигнализации. Все перечисленные выше приборы (табл. 5.25) являются многопредельными. Мембранный тензопреобразователь используется также в дифманометрических приборах, измеряющих разность давлений в диапазоне 0,4—16 МПа. Технические данные этих приборов приведены в той же таблице.

В диапазоне давлений выше 250 кПа для преобразования давления в электрический сигнал применяются тензопреобразователи силы серии С, в которых титановая мембрана тензопреобразователя имеет рычаг. При приложении к рычагу силы мембрана деформируется и сопротивление плечи жесткости меняется. В преобразователях низкого давления с помощью мембранного блока измеряемое давление или разность давлений преобразуются в силу, которая прикладывается к рычагу тензопреобразователя. Для измерения пропорционального давлению сигнала жесткости и его преобразования в токовый выходной сигнал используются те же электронные преобразователи, что и в приборах серии Д с мембранными преобразователями. Технические данные приборов низкого давления перечисленных выше типов представлены в табл. 5.25. Эти преобразователи с небольшими конструктивными изменениями применяются для измерения абсолютного, избыточного и вакуумметрического давления, разности давлений. Тензопреобразователи серий Д и С выпускаются заводами «Оргжс» (24) и «Манометр» (23, см. список в конце раздела). Термопреобразователи с КНС-структурой используются в преобразователях избыточного (типа ТЖИУ/406) и абсолютного (типа ТЖИУ/406А) давления, разности давлений (типа ТЖИУ/406Д) (табл. 5.25).

В *интеллектуальных преобразователях давления* благодаря использованию встроенного микропроцессора производится линеаризация номинальной статической характеристики, температурная коррекция. Помимо выходного токового сигнала 4—20 мА в преобразователе модели «Метран-1151» (табл. 5.25) производится передача сигнала внешним устройствам с помощью HART-протокола. В этих преобразователях используется емкостный преобразователь давления в электрический частотный сигнал. Рассмотренные преобразователи давления работают с блоками питания БП-36 Взрывозащищенные и искробезопасные варианты преобразователей работают с блоком питания типа БПС-90, признаком таких вариантов исполнения приборов является наличие соответствия букв Вн и Ех, например «МС-2000-Вн», «Сапфир-22МТ-Ех» в обозначении типа преобразователя.

Таблица 5.25 Технические данные приборов с тензометрическими и емкостными преобразователями, выходным сигналом 0—5 (4—20) мА

Преобразователь	Тип	Диапазон измерения	Пред. основной допускаемой погрешности, %	Изготовитель*	
Абсолютного давления	Вт-219	0—60 кПа	1	32	
	ДАВ 078	0—16 МПа	0,5	32	
	СДМД-П	0,1—1 МПа	1	33	
	МПАД-1	0—30 МПа	0,3	33	
Избыточного давления	КРТ-1 (2)	0,6—100 МПа	0,5; 1	24	
	ДМ5007	1—250 МПа	1	21	
	МТ100Р	0,016—100 МПа	0,25; 0,5; 1	23	
	ВТ-1202А	0—60 МПа	0,4	32	
	ДДЭ084	0—60 МПа	2,5	32	
	МИДА-ДИ-52П	0—160 МПа	0,1; 0,2	34	
	МИДА-ДИ-13П	0—160 МПа	0,25; 0,5	34	
	МДР1-И	0—1,6 МПа	0,3	33	
	ПДМ-1	0—250 кПа	0,3	33	
Разрежения	МТ100R	-0,1—0 МПа	0,25; 0,5; 1	23	
Давления и разрежения	МТ100PR	-0,1—+3,9 МПа	0,25; 0,5; 1	23	
Разности давлений	ДРЕ 002	0—1 МПа	0,5	32	
	МПДД-2П	0—30 МПа	0,3	33	
	МИДА-ДД-05П	0—1 МПа	0,5; 1	34	
<i>«Сапфир-22МТ», «Сапфир-22», «МС-2000(Ц)», «Сигнал», ТЖИУ.406</i>					
Абсолютного давления	ДА2030(40, 50)	4—2500 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ТЖИУ406А	0,1; 0,16 МПа	0,25; 0,5	30	
Избыточного давления	ДИ2120 (20, 30, 40)	0,25—250 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДИ2150 (1, 2, 4, 5, 6)	0,25—2,5 МПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДИ2160 (1, 2)	2,5—10 МПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДИ2170 (1, 2); ДИ2176	16—100 МПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
Разрежения	ТЖИУ406	0,1—25 МПа	0,15; 0,25; 0,4	30	
Избыточного давления и разрежения	ДВ2210 (20; 30; 40)	0,25—100 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДИВ2310 (20; 30; 40)	0,125—80 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
Разности давлений на рабочем давлении, МПа.	ДД2410	0,25—1,6 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДД2420	1—10 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДД2430	4—40 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДД2434	4—40 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДД2440	25—250 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДД2444	25—250 кПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДД2450	0,25—1,6 МПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	ДД2460	1,6—16 МПа	0,25; 0,5	2, 21, 23, 28	
	1—16	ТЖИУ.406Д	25—630 кПа	0,25; 0,4; 0,5	30
	<i>«Метран-43», «Метран-1151»</i>				
	Абсолютного давления	АР(4, ... 8)	6,3—6300 кПа	0,25; 0,5	5
	Избыточного давления	ДИ5110, ... 3196	0,063—60 МПа	0,25; 0,5	5
		ГР(3, ..., 0)	0,63 кПа—40 МПа	0,1; 0,2; 0,25	5
	Разрежения	ДВ5210, ..., 5233	0,063—100 кПа	0,25; 0,5	5
Избыточного давления и разрежения	ДИВ5310, ... 3341	0,0315—630 кПа	0,25; 0,5	5	
Разности давлений	ДД5410, ... 4440	0,063—630 кПа	0,25; 0,5	5	
	ДР(3, ..., 8), НР(4, ..., 7)	0,63—6300 кПа	0,1; 0,2; 0,25	5	

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

### 5.3.5. ГРУЗОПОРШНЕВЫЕ И ПРОЧИЕ МАНОМЕТРЫ

**Грузопоршневые манометры.** Наиболее точными измерителями давления в области  $10^6$ — $2,5 \cdot 10^8$  Па являются *грузопоршневые манометры*, которые применяются в этой области и качестве эталонных приборов для воспроизведения единицы давления. В приборах используется компенсационный метод измерения, при котором измеряемое давление уравновешивается давлением, создаваемым неуплотненным поршнем, нагруженным грузами с известной массой. В табл. 5 26 приведены данные грузопоршневых манометров

**Приборы для измерения вакуума.** В области давлений от  $10^{-3}$  до  $10^5$  Па используются рассмотренные выше жидкостные (Мак-Леода) и деформационные приборы *Термокондуктометрические вакуумметры* применяются для измерения давления от 1 до  $10^4$  Па Теплопроводность газов зависит от числа молекул, участвующих в переносе теплоты от нагретой электрическим током нити стенкам окружающей камеры. В указанной области давлений количество молекул газа, а следовательно, и теплопроводность линейно связаны с давлением. Изменения теплопроводности однозначно определяют температуру нити, а следовательно, и ее сопротивление. В вакуумметрах типа ВТ температура нити измеряется ТЭП.

**Ионизационные манометры** используются для измерения давления от  $10^{-1}$  до  $10^{-7}$  Па. В манометрических преобразователях (ММ) при движении электронов от раскаленного катода к анодной сетке происходит ионизация молекул разреженного газа, что приводит к изменению тока во внешней измерительной цепи. В вакуумметрах типов ВМБ, ВИМ для формирования траектории движения электронов применяется внешнее магнитное поле

### 5.3.6. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ И РАЗНОСТИ ДАВЛЕНИЙ

Погрешность измерения давления или разности давлений зависит от правильности выбора диапазо-

на измерения и инструментальной погрешности манометров и дифманометров, от представительности точки отбора давления и способа передачи последнего измерительному прибору

Если рабочее давление стабильно, то оно должно составлять 3/4 диапазона измерения прибора. Если имеют место пульсации давления, то рабочая точка лежит в области до 2/3 диапазона измерения манометра

Манометры для измерения давления кислорода, водорода и аммиака окрашивают соответственно в голубой, темно-зеленый и желтый цвета

Способы отбора давления и подключения манометра должны быть такими, чтобы исключить возможность появления дополнительных погрешностей и защитить прибор от действия высоких температур, вязких и агрессивных сред. При отборе давления в трубопроводе трубка должна быть выкошена заподлицо со стенкой трубопровода, чтобы не возникла погрешность из-за торможения потока. При отборе давления жидких сред не следует его отбирать в нижних и верхних точках трубопровода, чтобы в импульсные линии не попадали взвешенные частицы, шлам и газы. Если среда газообразная, то не следует отбирать давление в нижних точках трубопровода из-за возможности попадания в линии конденсата.

При измерении давления нагретой жидкости и пара длина импульсной линии должна быть такой, чтобы обеспечить охлаждение среды. Для защиты манометров от вязких и агрессивных сред используются *мембранные* и *жидкостные разделители*. Вентили, устанавливаемые на импульсных линиях, должны обеспечить возможность как отключения манометра от объекта, так и периодической продувки линии. При измерении малых давлений жидкой среды столб последней в импульсной линии может создавать систематическую погрешность, которую необходимо учесть путем введения поправки. Импульсные линии не должны иметь горизонтальных участков, их уклон должен составлять не менее 1:12, чтобы в них не собирался конденсат

Таблица 5.26. Технические данные грузопоршневых манометров

Шифр прибора	Верхний предел измерения, МПа	Нижний предел измерения, МПа	Класс точности	Изготовитель*
МВП-2,5	0,25	0,095	0,05	25
МП-2,5	0,25	0	0,02; 0,05	25
МП-6	0,6	0,04	0,02; 0,05	25
МП-60	6	0,1	0,02; 0,05	25
МП-250	25	0,5	0,02, 0,05	25
МП-600	60	1	0,02; 0,05	25, 35
МП-2500	250	5	0,02; 0,05	25, 35

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

Таблица 5.27 Технические данные разделительных и уравнивательных сосудов

Наименование сосуда	Тип	Условное давление, МПа	Изготовитель*
Разделительный	СР-25	25	2, 23
	СР-40	40	
Уравнивательный	СУ-25	25	2, 23
	СУ-40	40	
Уравнивательный конденсационный	СК-25	25	2, 23
	СК-40	40	
Конденсационный уравнивательный разделительный	СКУР-10	10	2
	СКУР-25	25	

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

при измерении давления газа и воздушные пузырьки при измерении давления жидкости. Прежде всего это относится к измерению разности давлений. При подключении дифманометров в импульсных линиях должна находиться однофазная среда с одинаковой плотностью, также необходимо обеспечить одинаковую высоту столбов жидкости, если измеряется разность давлений последней или пара. Для выполнения этого требования используются *уравнивательные сосуды* для воды и *уравнивательные конденсационные сосуды* для пара, несколько типов таких устройств приведены в табл. 5.27

## 5.4. ИЗМЕРЕНИЕ УРОВНЯ

### 5.4.1. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ УРОВНЯ

По своему назначению уровнемеры делятся на две группы

уровнемеры, измеряющие абсолютное значение уровня по отношению к принятому за нулевой (такие уровнемеры имеют одностороннюю шкалу), уровнемеры, измеряющие отклонение уровня от номинального (они имеют двустороннюю шкалу, как правило, симметричную)

По принципу действия наиболее часто применяемые *уровнемеры* подразделяются на *дифманометрические* (относятся к классу гидростатических), *буйковые*, *емкостные*, *акустические*. Другие разновидности получили меньшее распространение

Дифманометрические уровнемеры основаны на измерении разности давлений, создаваемых контролируемым столбом жидкости и столбом жидкости фиксированной высоты. Эта разность давлений измеряется дифманометром.

Буйковыми называются уровнемеры, основанные на зависимости выталкивающей силы, действующей на погруженный в контролируемую жидкость цилиндр — боек, от степени его погружения, определяемой уровнем. Изменение выталкивающей силы преобразуется передающим преобразователем в выходной унифицированный сигнал.

В емкостных преобразователях применяется принцип изменения электрической емкости первичного преобразователя от степени его погружения в контролируемую жидкость.

Акустические уровнемеры используют эффект отражения ультразвуковых волн от границы раздела сред (или от плавающего по поверхности жидкости поплавка)

### 5.4.2. ПРИБОРЫ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ УРОВНЯ

Существуют две разновидности *дифманометрических уровнемеров* с одно- и двухкамерными уравнивательными сосудами. Схемы с однокамерным уравнивательным сосудом (рис. 5.6, а) используются в уровнемерах с односторонней шкалой

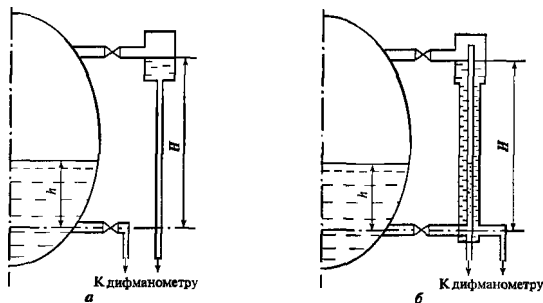


Рис. 5.6. Схемы уровнемеров с однокамерным (а) и двухкамерным (б) уравнивательными сосудами

Таблица 5.28. Технические данные буйковых уровнемеров

Тип	Верхний предел измерения, м (нижний предел — нуль)	Выходной сигнал	Предел основной погрешности, %	Параметры контролируемой среды		Изготовитель*
				Давление, МПа	Температура, °С	
«Сапфир-22ДУ»	0.25, 0.4; 0.6; 0.8; 1.0, 1.6; 2, 2.5, 3, 4; 6, 8; 10	0—5 мА 0—20 мА 4—20 мА	±0,5 ±1,0	4—25	—200—+450	5
ПИУП	Из ряда от 0,25 до 16	20—100 кПа	±0,5 ±1,0 ±1,5	4—16	—200—+400	38

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

В этих схемах уравнительный сосуд устанавливается на максимальной отметке уровня в закрытых резервуарах, на максимальной или минимальной отметках в открытых резервуарах. Уравнительный сосуд обеспечивает постоянство уровня в одной из импульсных линий, который (при отсутствии сосуда) может изменяться из-за изменения объема камер дифманометра. В такой схеме диапазон измерения уровнемеров определяется только предельными номинальными перепадами дифманометров. При нижнем пределе измерения «0» верхние пределы по уровню выбираются из ряда: 25, 40, 63; 100, 160, 250, 400, 630, 1000, 1600; 2500, 4000, 6300 см. Обычно уравнительные сосуды выпускаются теми же заводами, что и дифманометры. Например, МПО «Манометр» выпускает несколько исполнений однокамерных уравнительных сосудов типа СУМ на давления 6,3; 25 и 40 МПа. В схемах с однокамерными сосудами на показаниях уровнемера сказывается изменение параметров контролируемой среды и температуры воды в уравнительном сосуде. Последний источник погрешности может быть устранен использованием двухкамерных уравнительных сосудов (рис 5.6, б). Обычно они применяются в схемах уровнемеров с двусторонней шкалой. Пределы измерения таких уровнемеров определяются верхними пределами измерения дифманометров и размерами двухкамерного уравнительного сосуда. Выпускается несколько модификаций таких сосудов с диапазонами измерения из ряда  $\pm (200; 315; 500; 800; 1250)$  мм.

В схемах уровнемеров в качестве дифманометра (преобразователя разности давлений) может быть использован любой дифманометр (кроме колокольных) с линейной статической характеристикой. Однако обычно перепад на дифманометре уменьшается с увеличением уровня, т. е. выходной сигнал обычных дифманометров-перепадометров будет уменьшаться с ростом уровня. Поэтому в схемах для измерения уровня используются дифманометры-уровнемеры, выходной сигнал которых увеличивается при уменьшении перепада давления.

Основной источник погрешности дифманометрических уровнемеров — изменение плотности жидкой или газовой сред в контролируемом объекте. Эта погрешность может быть компенсирована при известных текущих плотностях сред. В современных уровнемерах компенсация осуществляется встроенными вычислительными устройствами.

Одним из таких устройств является микропроцессорный преобразователь типа МПС-1 для котлов высокого давления, выпускаемый предприятием 37\*.

Чувствительным элементом буйкового уровнемера является цилиндрический боек на упругой подвеске, частично погруженный в контролируемую жидкость. При изменении уровня изменяется степень погружения буяка и, следовательно, действующая на него выталкивающая сила и сила действия буяка на подвеску. Сила воздействия на подвеску преобразуется в электрический или пневматический выходной сигнал. Боек уровнемера должен погружаться либо непосредственно в контролируемый объект, либо в специальную выносную камеру, сообщающуюся с контролируемым объектом. Сериями буйковых уровнемеров выпускаются предприятиями 5, 23\*.

Технические данные некоторых типов буйковых уровнемеров приведены в табл. 5.28. Буйковые уровнемеры можно использовать как для непрерывного измерения уровня, так и для определения границы раздела двух несмешивающихся жидкостей. При этом накладываются ограничения на разницу плотностей жидкостей. Емкостные уровнемеры предназначены для измерения уровня электропроводных и неэлектропроводных жидкостей в широком диапазоне температур и давлений. Их можно использовать либо для сигнализации (например, датчик-индикатор типа РИС 101), либо для непрерывного измерения уровня.

См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

Таблица 5.29 Технические данные емкостных электродных преобразователей

Тип	Контролируемая среда	Верхние пределы измерения, м	Параметры контролируемой среды		Приведенная погрешность, %
			Давление, МПа	Температура, °С	
КНД	Нефтепродукты, криогенные жидкости	0,4; 0,6; 1,0; 1,6; 2,5; 4,0	До 10	-260—+250	0,5; 1,0; 1,5
ТНТ		2,5; 4,0; 6,0; 10; 16; 20; 25	До 10	-60—+250	0,5; 1,0; 1,5
ЦОФ СФ	Растворы солей, кислот, щелочей	Ряд от 4 до 25	До 10	-60—+250	0,5; 1,0; 1,5

\* Предприятие-изготовитель 39. см. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

Таблица 5.30. Технические данные акустических уровнемеров

Тип	Контролируемая среда	Верхний предел измерения, м	Параметры среды		Предельная погрешность	Изготовитель*
			Давление, МПа	Температура, °С		
РУ-ПТ2	Жидкая коагулирующая, нефтепродукты	Ряд 0,4—20	2,5	-100—+250	±2, ±4, ±10 мм	38
«Зонш-3»	Жидкие, сыпучие кусковые	Ряд 0,4—40	—	—	1,5; 2,5 %	39
СУР-2	Сигнализатор уровня жидкости	0,1—3	4	-45—+100	±5 мм	40
ДУУ1-06, ДУУ1-16	Жидкость	Ряд 3—15	0,15	-50—+75	±10 мм	40

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

ня (например, датчики типа ДУЕ-1) Аналоговые емкостные преобразователи имеют первичный и передающий преобразователи. Первичный преобразователь состоит из емкостного ЧЭ с электродами определенного вида и электронного преобразователя (ЭП), размещенного в головке. Выходной сигнал ЭП поступает на вход передающего преобразователя и преобразуется им в унифицированный сигнал

Для неэлектропроводных жидкостей применяются преобразователи с изолированными электродами либо преобразователи в виде коаксиальных цилиндров (тип КНД) или металлических тростов (тип ТНТ)

Для электропроводных жидкостей используют преобразователи, у которых один из электродов изолирован (изолятор — фторопласт или стекло)

В табл. 5.29 приведены технические данные некоторых типов емкостных преобразователей

Принцип действия акустических (ультразвуковых) уровнемеров основан на измерении времени прохождения ультразвуковых импульсов от излучателя до поверхности контролируемой среды и обратно до приемника. Существуют конструкции, в которых отражателем импульсов служит плавающий на поверхности поплавков (пример — уровнемер типа РУ-ПТ2)

Акустические уровнемеры состоят из первичного (акустического) и вторичного преобразователей с выходным аналоговым (0—5; 0—20; 4—20 мА; 0—10 В) или цифровым (интерфейс RS232) сигналам

Технические данные некоторых типов акустических преобразователей приведены в табл. 5.30

## 5.5. ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА

### 5.5.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗМЕРЕНИИ РАСХОДА

В практике теплотехнических измерений гретье место по распространенности после приборов для измерения температуры и давления занимают расходомеры и счетчики количества вещества. Однако по предъявляемым к ним требованиям они стоят на первом месте, поскольку их показания являются основными при определении экономичности работы агрегатов, при взаимных коммерческих расчетах поставщиков и потребителей топлива, теплоты, воды и пр.

При измерении количества вещества различают две группы приборов, называемых *расходомерами* и *счетчиками количества* вещества. Расходомеры показывают текущее значение количества вещества, проходящего через участок прибора в единицу времени. Если расход выражается в единицах массы за единицу времени (кг/с; т/ч), то он называется *массовым* и обозначается  $G_m$ . Если расход выражается в единицах объема за единицу времени (л/с; м<sup>3</sup>/ч), то его называют *объемным* и обозначают  $G_o$ .

Счетчики определяют количество вещества, прошедшего через измерительный участок прибора за отрезок времени (час, сутки, месяц). Они могут



показывать либо массу вещества  $M$  (кг, т), либо объем  $V$  (л, м<sup>3</sup>).

Наибольшая часть расходомеров и счетчиков состоит из первичного и измерительного преобразователей, последний может содержать микропроцессор или механический индигатор, отсчетное устройство. Наличие микропроцессора позволяет использовать расходомер в качестве счетчика, а счетчик для определения усредненного значения расхода. Микропроцессорные приборы могут иметь на выходе аналоговые токовые выходные сигналы и интерфейс RS-232 (485). В первом случае они могут работать с вторичными приборами типа ПИ-160, КСУ, во втором — через адаптер подключаться к ПЭВМ, принтеру, а также с помощью модема входить в информационную сеть.

Существует более десятка разнообразных методов измерения расхода [13], к числу наиболее распространенных в промышленности относятся методы: переменного перепада давления, постоянного перепада давления, тахометрический, электромагнитный, ультразвуковой, вихревой, силовой. Первые четыре метода наиболее распространены, и на их долю приходится около 80 % эксплуатируемых расходомеров. На основе перечисленных методов выпускается гамма расходомеров такими фирмами, как Honeywell, Rosemount (США), Yokogawa (Япония), Bailey Fischer und Porter, Hartmann und Braun, Siemens (Германия) и др. Ниже приведены технические данные расходомеров и счетчиков, выпускаемых заводами отечественными и стран СНГ. Технические данные взяты из каталогов заводов-изготовителей и [26].

### 5.5.2. ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА ПО ПЕРЕПАДУ ДАВЛЕНИЯ НА СУЖАЮЩЕМ УСТРОЙСТВЕ

В теплотехнике этот метод измерения широко применяется для измерения больших расходов воды, пара, газа, нефтепродуктов. Значение расхода вещества определяется по перепаду давления на *нормальном сужающем устройстве*, выполненном в соответствии с [12], ранее в соответствии с РД 50-213-80. Этот метод измерения можно использовать при следующих условиях.

всё сечение трубы должно быть заполнено измеряемой средой;

измеряемая среда должна быть незагрязненной и однофазной, так что при перепаде давления не происходит изменения ее фазового состояния;

поток в трубе должен быть турбулентным и установившимся, для чего до и после сужающего устройства должны быть линейные участки, в пределах которых отсутствуют местные сопротивления, такие как клапаны, изгибы трубопровода и пр., диаметр трубопровода должен быть более 50 мм,

При выполнении перечисленных условий градуировочная характеристика, связывающая перепад давления на сужающем устройстве с расходом, определяется расчетным путем. Это является важным достоинством данного метода измерения расхода, поскольку отпадает необходимость в использовании образцовых расходомерных установок, что особенно важно для труб большого диаметра, для таких сред как пар или газ. К недостаткам этого метода измерения помимо отсчетных выше требований к длине линейных участков и диаметрам относятся значительная остаточная потеря давления, ограниченный диапазон рабочих расходов, составляющий  $(0,3—1)G_{\max}$ , высокая чувствительность к загрязнению измеряемой среды.

Рассматриваемый метод измерения основан на использовании закона сохранения энергии, в соответствии с которым при увеличении скорости среды, проходящей через сужающее устройство, кинетическая энергия потока растет, а потенциальная энергия снижается. В связи с этим давление среды перед сужающим устройством выше, чем после него. В качестве *нормальных сужающих устройств* используют *диафрагмы, сопла, укороченные сопла Вентури*. Их расчет и конструктивное исполнение осуществляются в соответствии с [12]. Технические данные диафрагм камерных ДКС, бескамерных ДБС, сварных на высокое давление ДВС и фланцевых ДФС представлены в табл. 5.31, где указан диапазон условных проходов  $D_u$ , выбираемых по ГОСТ 26969-86 из ряда 12, 20, 25, 32, 40, 50, 65, 80, 100, 125, 175, 200, 225, 250, 300, 350, 400, 450, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1200.

Для измерения разности давлений применяются дифманометры, технические характеристики которых рассмотрены в § 5.3. Дифманометры подключают к точкам отбора давлений с помощью импульсных линий. При внутреннем диаметре 8—12 мм их длина может составлять 3—50 м. Линии можно подключать или непосредственно перед сужающимся устройством и после него, или к специальным фланцам. При измерении расхода пара импульсные линии подключаются через уравнительные конденсационные сосуды, технические данные которых приведены в табл. 5.27. В этой же таблице представлены разделительные сосуды, используемые при измерении расхода агрессивных и вязких сред.

Объемный расход  $G_0$ , массовый  $G_m$  и разность давлений до и после сужающего устройства  $p_1 - p_2$  связывают зависимости, вытекающие из уравнения Бернулли:

$$G_0 = CEK_{ш} K_{ц} \epsilon (\pi d^2 / 4) (2 \rho \cdot \Delta p)^{0,5}, \quad (5.20)$$

$$G_m = CEK_{ш} K_{ц} \epsilon (\pi d^2 / 4) (2\rho \cdot \Delta p)^{0,5}, \quad (5.21)$$

Таблица 5.31. Технические данные диафрагм

Наименование	Тип	Условное давление, МПа	Условный проход, мм	Материал		Изготовитель*
				корпуса кольцевых камер, импульсных трубок	дискa (температура среды)	
Диафрагма камерная	ДКС	0,6; 10	12—40	Ст 20	Ст 12Х17 (до 400 °С)	5
			50—500	Ст 20	Ст 12Х18Н10Т (свыше 400 °С)	2, 5, 23
			50—300	Ст 12Х18Н10Т	Ст 12Х18Н10Т (свыше 400 °С)	2, 5, 23
Диафрагма для малых чисел Re	ДКС	0,6, 10	50—100	Ст 12Х18Н10Т	Ст 12Х18Н10Т (свыше 400 °С)	5
Диафрагма износостойкая	ДКС	0,6; 10	50—500	Ст 12Х18Н10Т	Ст 12Х18Н10Т (свыше 400 °С)	5
Диафрагма бескамерная	ДБС	0,6; 1,6; 4	300—700	—	Ст 12Х17 (до 400 °С)	2, 5, 23
			800—1200	—	Ст 12Х18Н10Т (свыше 400 °С)	2, 5, 23
Диафрагма сварная	ДВС	10, 32	50—400	—	То же	2
Диафрагма износостойкая	ДВС	10, 32	300—1000	—	»	5
Диафрагма фланцевая	ДФС	10, 32	20—40	—	Ст 12Х18Н10Т (свыше 400 °С)	5

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

где  $C$  — коэффициент истечения;  $E$  — коэффициент скорости входа;  $K_{ш}$  — поправочный коэффициент на шероховатость внутренней поверхности трубы;  $K_{п}$  — поправочный коэффициент на притупление входной кромки отверстия диафрагмы;  $\epsilon$  — коэффициент расширения сжимаемых сред, для жидкости  $\epsilon = 1$ ;  $d$  — минимальный диаметр, м, отверстия сужающего устройства при температуре среды;  $\rho$  — плотность среды, кг/м<sup>3</sup>;  $\Delta p$  — перепад давления на сужающем устройстве, Па

Величины  $C$ ,  $E$ ,  $K_{ш}$ ,  $K_{п}$ ,  $\epsilon$ , входящие в (5.20), (5.21), зависят от относительного диаметра сужающего устройства  $\beta = d/D$ , где  $D$  — внутренний диаметр трубопровода. Коэффициент истечения  $C$  помимо  $\beta$  зависит от числа Re потока и геометрии сужающего устройства;  $\epsilon$  зависит от показателя адиабаты  $\kappa$  и отношения  $\Delta p/p$ , где  $p$  — абсолютное давление среды перед сужающим устройством

С достаточной точностью  $E$ ,  $C$  определяются расчетным путем для трубопроводов диаметром более 50 мм, для трубопроводов меньших диаметров необходима индивидуальная градуировка. Наиболее существенно в (5.20), (5.21) может меняться плотность, если среда — газ или пар. При градуировке вторичных приборов типов РП-160, КСУ, КСД для этих сред ориентируются на средние значения давления  $p_{гр}$  и температур  $t_{гр}$  при их отклонениях для фактических значений производят

ся коррекция показаний. Значения фактического расхода рассчитываются так.

$$G_{оф} = G_{огр} (\rho_{гр} / \rho_{ф})^{0,5}; \quad (5.22)$$

$$G_{мф} = G_{мгр} (\rho_{ф} / \rho_{гр})^{0,5}.$$

Если во вторичном приборе типа КСД линейризация градуировочной характеристики по расходу осуществляется в механической части прибора, то приборы типов РП-160 и КСУ должны работать с блоком извлечения корня (БИК). Операция извлечения корня проводится в блоках питания БПС-90, БПК-40 взрывозащищенных преобразователей «Сапфир-22», «Сапфир-22МТ», МС-2000, «Метран-43». Выходной сигнал, пропорциональный расходу, снимается с выхода блока питания, находящегося во взрывобезопасной зоне

В интеллектуальных дифманометрах-расходомерах извлечение корня осуществляется в их микропроцессорном электронном блоке. В связи с тем что по показаниям расходомеров и счетчиков часто производятся коммерческие расчеты, выпускаются *универсальные микропроцессорные вычислители (счетчики)*, которые в качестве вторичных устройств подключаются к дифманометрам. В соответствии с заказом их программируют на определенную среду, параметры которой измеряются подключенными к вычислителю преобразователями давления и температуры. Вычислитель реализует расчетные соотношения (5.20), (5.21), суммирует

Таблица 5.32 Технические данные счетчиков

Наименование	Тип	Входные сигналы	Выход	Изготовитель*
Счетчик газа	СПП	11 аналоговых, из них 8 токовых, двухпозиционный	Цифровой индикатор, 4 аналоговых сигнала, интерфейс С2 или ИРПС	42
Многониточный измерительный микропроцессор	«Флоуком»	19 аналоговых, из них 4 токовых, 2 числовых импульсных	Цифровой индикатор, 4 аналоговых сигнала, 8 цифровых, HART протокол	43
Счетчик микропроцессорный универсальный	СТД	До 34 сигналов преобразователей, включая аналоговые, частотные и импульсные	Цифровой индикатор, RS-232, RS-485	41

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

расхода, представляет информацию на жидкокристаллическом дисплее, записывает ее в энергонезависимую память, выдает пропорциональный расходу аналоговый сигнал. Благодаря интерфейсу RS-232 (485) вычислитель можно подключать к принтеру непосредственно или через адаптер (модем), последний используется для подключения к ПКВМ и информационной сети (табл. 5.32)

Квадратичная зависимость между расходом и перепадом давления приводит к тому, что начальному участку диапазона измерения расходомера соответствуют малые значения перепада, так при  $G = 0,1 G_{\max}$  перепад давления составляет  $0,01 \Delta p_{\max}$ . В результате этого погрешности измерения разности давления обуславливают недопустимо большие погрешности измерения расхода. Для расширения диапазона измерения к одной диафрагме можно подключать до трех дифманометров.

Значение остаточной потери давления на сужающем устройстве зависит от вида сужающего устройства и относительного диаметра. Минимальную остаточную потерю давления имеют сопла Вентури, максимальную — диафрагмы, для которых  $\Delta p = \Delta p [1 - 1,1(d/D)^2]$ . Поскольку  $d/D$  для нормальных диафрагм лежит в пределах 0,2—0,8, то при минимальном отношении  $d/D$  остаточная потеря давления составляет 95 % измеряемого перепада. Обычно рекомендуется выбирать  $d/D$  в пределах 0,5—0,7. Для обеспечения равномерности потока измеряемой среды перед и после сужающего устройства должен быть линейный участок трубопровода, длина которого зависит от вида местного сопротивления, типа сужающего устройства и  $d/D$ . При всех одинаковых условиях длина линейного участка перед сужающим устройством больше, чем после него. Первая в лучшем случае должна быть не менее  $10D$ . Это требование трудно выполнить при диаметрах трубопровода 800—1200 мм.

Поскольку измерение расхода по перепаду давления представляет разновидность косвенного измерения, то погрешность измерения зависит от точности определения и измерения всех состав-

ляющих, входящих в (5.20), (5.21). При пределе основной приведенной погрешности дифманометра 0,25—0,5 % и вторичного прибора 0,5 % относительная погрешность измерения расхода комплектом диафрагма — дифманометр — вторичный прибор составляет 1,5—3,5 %.

При использовании этого метода измерения расхода завод-изготовитель в соответствии с опросным листом заказчика производит расчет, изготовление и поставку диафрагмы, дифманометра, вспомогательной аппаратуры. Верхние пределы измерения расходомеров выбираются из ряда (1, 1,25, 1,6, 2, 2,5; 3,2; 4; 5; 6,3; 8)  $10^n$ , где  $n$  — любое целое положительное или отрицательное число, включая нуль.

### 5.5.3. РАСХОДОМЕРЫ ПОСТОЯННОГО ПЕРЕПАДА ДАВЛЕНИЯ

Характерными представителями расходомеров постоянного перепада давления являются *ротаметры*. Распространение последних объясняется их широким использованием в качестве индикаторов расхода жидкостей и газов. Эти простейшие приборы представляют собой вертикальную стеклянную коническую трубку, внутри которой перемещается поплавок. Сила тяжести поплавок уравновешивается действующей на него со стороны жидкости подъемной силой. Значение расхода определяется по высоте положения поплавка. Перемещением величины, меняющейся с изменением расхода, является сечение кольцевого зазора между поплавком и стенками конической трубки. Большому расходу соответствуют больший зазор и более высокое положение поплавка.

Этот метод используется для измерения малых расходов незагрязненных жидкостей и газов. Достоинства этого метода.

- простота и низкая стоимость;
- высокая точность измерения, достигающая при индивидуальной градуировке 0,5—1,5 %;
- значительный диапазон измеряемого расхода,  $G_{\max}/G_{\min}$  достигает 10;
- незначительная остаточная потеря давления.

Таблица 5.33. Технические данные ротаметров

Наименование	Тип	Параметры среды (давление и температура)	Диапазон измерения, м <sup>3</sup> /ч	Предел относительной погрешности, %	Изготовитель*
Ротаметры стеклянные	PM-A-I	< 0,6 МПа	0,0025—2 (вода)	±1,4,	36
	PM-II	-40—+50 °С	0,0063—6,3 (газ)	±2,5	
	PM-IV				
Ротаметры пневматические и электрические	РПММ, РГОММ, РЭТММ	< 0,6 МПа -40—+50 °С	0,02—63	±1,5, ±2	35

\* См список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

К недостаткам метода относятся влияние параметров среды при измерении расхода газа, возможность размещения прибора строго по вертикали

Поплавок расходомера может соединяться с электрическим или пневматическим преобразователем, что позволяет передавать показания на расстояние. В этом случае коническая трубка выполняется из металла. Технические данные ротаметров приведены в табл. 5.33

#### 5.5.4. ТАХОМЕТРИЧЕСКИЕ РАСХОДОМЕРЫ И СЧЕТЧИКИ КОЛИЧЕСТВА ВЕЩЕСТВА

В тахометрических расходомерах и счетчиках количества вещества скорость потока преобразуется в пропорциональную частоту вращения рабочего тела, в качестве которого могут быть использованы турбинки, роторы, крыльчатки, шарики и пр. Тахометрические счетчики количества делятся на скоростные и объемные. В зависимости от измеряемой среды они называются водосчетчиками, газосчетчиками и т.п.

Тахометрические счетчики и расходомеры получили широкое распространение благодаря высокой точности, достигающей 0,2—0,5 %, широкому диапазону рабочих расходов ( $Q_{\max}/Q_{\min}$  достигает 25—30); малой инерционности; возможности измерять количество газов, жидкостей, в том числе вязких

К недостаткам этих приборов относятся высокая чувствительность к загрязнению измеряемой среды, вызывающему износ осей подшипников, значительная остаточная потеря давления, требования к длине линейных участков трубопроводов, которые должны быть (10—15) $D_y$  перед и (3—5) $D_y$  после рабочего участка.

Скоростные счетчики распространены наиболее широко. В них рабочим телом чаще служат турбинки, частота вращения которых пропорциональна средней скорости потока, а следовательно, объемному расходу. Соотношение между частотой вращения турбинки  $f$  и объемным расходом  $G_0$  зависит от скорости среды, ее вязкости, конструкции турбинки и определяется проливным методом с использованием обратных расходомерных установок.

Ось турбинки может совпадать с осью потока и может быть перпендикулярна ей. В первом случае турбинки называют аксиальными, во втором — тангенциальными. При диаметре трубопровода менее 50 мм используют тангенциальные турбинки, в которых поток на лопасти может направляться одной струей (одноструйные) и несколькими по окружности рабочих лопастей (многоструйные). Вращение турбинки с помощью редуктора передается счетному механизму. Если последний находится в воде, то счетчик называют *мокроходным*. Если счетный механизм вынесен из измеряемой среды, то его называют *сухоходным*.

В основном используются сухоходные счетчики с аксиальной турбинкой. Червячная пара, сидящая на оси турбинки, передает вращение на ремешенные шестерни, одна из которых вращает магнитную полумуфту. Последняя немагнитной перегородкой отделена от второй магнитной полумуфты, соединенной редуктором со счетным механизмом. Для получения электрического импульсного сигнала, пропорционального частоте вращения турбинки, со стрелкой отсчетного устройства соединяется постоянный магнит. При вращении стрелки с магнитом его поле вызывает периодическое замыкание контактов герконового реле. Вторичный прибор, работающий с таким преобразователем, представляет собой счетчик импульсов.

В соответствии с ГОСТ 14167-83 в технической документации водосчетчиков указывается четыре значения объемного расхода

максимальный  $G_{\max}$ , для которого определяется остаточная потеря давления и на котором допускается кратковременная работа счетчика;

эксплуатационный  $G_{0,3} = (24—46) \% G_{\max}$ , при котором рекомендуется длительная работа счетчика,

переходной  $G_{0,пер}$ ;

минимальный  $G_{0,мин}$ .

В пределах  $G_{0,пер}—G_{\max}$  имеет место минимальный предел основной относительной погрешности, например  $\pm 2 \%$ , в пределах  $G_{0,пер}—G_{0,мин}$  погрешность выше и достигает, например  $\pm 5 \%$ . Иногда в технической документации указывается

Таблица 5.34. Технические данные объемных тахометрических счетчиков и расходомеров

Наименование	Тип	Параметры среды	$D_y$ , мм	Диапазон измерения, м <sup>3</sup> /ч	Предел погрешности, %	Изготовитель*
Счетчики крыльчатые холодной, горячей воды	ЕТК, ЕТW	< 1,6 МПа 5—40 (50), 5—90 °С	15—40	0,03—20	±2; 3, 5	45, 47
Счетчики крыльчатые холодной и горячей воды с импульсным сигналом	ЕТК1, ЕТW1 ОСВ ОСВИ ВСХ, ВСГ, ВСТ СХВ, СГВ					45, 47 45 45 46 35 45
Счетчики турбинные холодной, горячей воды с импульсным сигналом	ВМХ, ВМГ	< 1,6 МПа 5—50 °С 5—150 °С	50—250	0,3—700	±2; 3	45
	ВСХ, ВСГ, ВСТ					46
Турбинные преобразователи расхода	ТПР	< 40 МПа -200—+200 °С	10—100	0,03—60	±0,4; 1	35
Расходомер — счетчик турбинный	РСТ	< 10 МПа -50—+200 °С	4—100	0,03—60	±0,4; 1	35
Счетчики жидкости винтовые	ППВ	< 6,4 МПа -40—+40 °С	100, 150	18—420	±0,25, 0,5	36
Счетчики жидкости с овальными шестернями	ППО	< 1,6 МПа -40—+40 °С	25	0,72—7,2	±0,25, 0,5	36
Счетчики расхода мазута	СМ	< 2 МПа 10—120 °С	15; 32	50—4000 дм <sup>3</sup> /ч	±0,6—2	29
Счетчик газа ротационный	Р1	< 0,1 МПа 5—50 °С	40—1000	4—1000 м <sup>3</sup> /ч	±1,5—4	29
Счетчик газа турбинный	СТ	1,6; 7,5 МПа -40—+50 °С	50—200	10—1600	±1; 2	35

\* См список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

наименьшее значение расхода, на который реагирует прибор (порог чувствительности)

Технические данные водосчетчиков приведены в табл. 5.34

В тахометрических расходомерах частота вращения турбины преобразуется в пропорциональный электрический сигнал с помощью индукционных, индуктивных и дифференциально-трансформаторных преобразователей, в которых из-за отсутствия зубчатой передачи снижается противодействующий момент и повышается точность измерения. Существуют конструкции безпорных турбинок с полной гидродинамической разгрузкой подшипников. Однако из-за большого влияния вязкости их метрологические характеристики несколько хуже, чем у турбинок с нагруженными подшипниками

Объемные (камерные) счетчики и расходомеры. В этих приборах тахометрические подвижные элементы приходят в движение под давлением измеряемой среды, отсекая при этом определенные

объемы или массы жидкостей и газов. Подвижный элемент механической передачи соединяется со счетным механизмом. По сравнению со скоростными приборами объемные имеют более высокую точность, но их устройство сложнее и они работают при меньших расходах среды и диаметрах трубопроводов. Наиболее распространены счетчики с движущимися разделительными элементами. Они содержат жесткую камеру, в которой непрерывно перемещается один или несколько разделительных элементов, отмеривающих объемы жидкости или газа. Для вязких жидкостей в основном используются счетчики с овальными шестернями. Для газа применяются камерные счетчики с ротором восьмеричной формы. Технические данные объемных счетчиков приведены в табл. 5.34

Тахометрические преобразователи расхода с импульсным выходным сигналом можно подключать к микропроцессорному вторичному устройству, это позволяет при контроле давления и темпера-

туры рассчитать расход газа для нормальных условий (температура 20 °С, давление 101,3 кПа). Такой измерительный комплекс учета газа на базе счетчика СГ обозначается как СГ-ЭК.

### 5.5.5. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ, УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ, ВИХРЕВЫЕ И МАССОВЫЕ РАСХОДОМЕРЫ

Принцип действия *электромагнитных расходомеров* основан на возникновении ЭДС в проводящей жидкости при ее движении в магнитном поле. В последнее десятилетие электромагнитные расходомеры получили широкое распространение. Им присущи следующие положительные качества.

линейная зависимость между ЭДС и средней скоростью среды,  
высокая точность измерения,  
отсутствие остаточной потери давления,  
меньшая по сравнению с другими методами измерения длина линейных участков трубопровода перед измерительным участком;

широкий диапазон диаметров трубопроводов,  
возможность измерять расход агрессивных и загрязненных сред, пульп,

большой рабочий диапазон расходов,  
 $G_{\max}/G_{\min}$  достигает 100

Электромагнитные расходомеры нельзя использовать для измерения расхода газов и пара,

жидкостей-диэлектриков, таких как нефтепродукты, а также жидкостей с электрической проводимостью ниже  $10^{-3}$  См/м.

Конструктивно расходомер представляет собой участок трубы из немагнитного материала, внутренняя поверхность которой покрывается фторопластом или полиуретаном. Электроды из коррозионно-стойкой стали или титана выполняются заподлицо с внутренней поверхностью трубы. Магнитное поле создается электромагнитами, питаемыми постоянным или переменным током. Из-за явления поляризации электродов постоянное магнитное поле можно использовать только для сред с электронной проводимостью, к их числу относятся расплавленные металлы, ионизированные газы. Вторичные измерительные приборы и преобразователи должны иметь большое входное сопротивление, что достигается при использовании компенсационного метода измерения

В связи со сложностью создания магнитного поля в трубах большого диаметра в расходомерах «Рост-8» используются преобразователи с локальным магнитным полем, источник которого вводится в поток вместе с электродами. Технические данные электромагнитных расходомеров представлены в табл. 5.35.

Таблица 5.35 Технические данные электромагнитных и ультразвуковых расходомеров

Наименование	Тип	Параметры среды	$D_p$ , мм	Диапазон измерения, м <sup>3</sup> /ч	Предел относительной погрешности, %	Изготовитель*
Электромагнитный преобразователь расхода	«Рост-1 (12,3)»	< 1,6 МПа 0—180 °С	25—300	0,032—2500	±0,5—2	48
Измерительный преобразователь расхода	ИИРЭ-1	< 2,5 МПа 0—150 °С	50—200	$4 \cdot 10^2$ — $2,5 \cdot 10^{-1}$ м <sup>3</sup> /с	±0,5; 1	35
Электромагнитный преобразователь расхода	VA 2301 (2,4)	< 2,5 МПа 1—150 °С	6—400	0,1—5000	±0,5	49
Электромагнитный расходомер-счетчик	MP400	< 2,5 МПа 3—160 °С	10—150 (200, 300)	3,39—763	±2	44
Электромагнитный расходомер жидкости	«Индукция-51»	< 2,5 МПа 0—150 °С	400—600	800—5000	±1,5	50
Ультразвуковой расходомер корреляционный	ДРК-1	< 40 МПа 0—150 °С	50—1000	1—20 000	±1,5; 2,5	39
Расходомер ультразвуковой доплеровский	ПИР-3, «Узор-10»	Любое давление 1—200 °С	20—1600	0,15—80 000	±2; 4	39
Датчик расхода с наклонными сенсорами	«Узор-Н»	Любое давление 1—150 °С	50—150	12,5—800	±2	39
Расходомер-счетчик воды корреляционный ультразвуковой	ДРК-М	Любое давление 1—150 °С	50—3000	1,5—150 000	±1,5; 2	39
Ультразвуковой расходомер-счетчик воды	UFM-005	< 1,6 МПа 5—150 °С	15—1600	2—36 000	±1; 2; 5	51
Ультразвуковой расходомер-счетчик	УРСВ-010М	< 2,5 МПа -10—+180 °С	10—4200	3—530 000	±1; 1,5	44

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

В ультразвуковых расходомерах расход среды определяется по изменению ультразвукового излучения под воздействием движущейся среды. Широкое распространение этого метода измерения в последние годы связано с успехом микроэлектронной и микропроцессорной техники, позволившей за счет упрощения преобразователя и обработки сигнала обеспечить снижение влияния на показания прибора таких факторов, как изменение скорости звука, плотности среды, акустических помех, отложений на внутренней поверхности трубопровода.

К числу положительных сторон этого метода измерения относятся:

- высокая точность измерения;
- возможность измерения расхода неэлектропроводных сред (нефтепродукты), загрязняющих сред, суспензий;
- широкий диапазон диаметров трубопроводов от 10 мм и выше;
- широкий диапазон температур (от -220 до 600 °С) и давлений среды;
- отсутствие остаточной потери давления;
- малая инерционность.

Недостатками этого метода измерения можно считать:

- влияние на показания профиля скоростей, что требует наличия прямых участков трубопровода до и после измерительного участка;
- влияние пузырьков воздуха в потоке;
- сложность и высокая стоимость приборов.

Ультразвуковые расходомеры разделяются на приборы с распространением ультразвуковых колебаний по потоку и против него, с перпендикулярным направлением колебаний к потоку и основанные на эффекте Доплера.

В ультразвуковых расходомерах с перпендикулярным направлением колебаний расход определяется по смещению излучения, сносимого потоком среды. В доплеровских расходомерах скорость звука находится по разности частот излучаемого и отраженного движущимися неоднородностями потока колебаний.

Наиболее употребимы расходомеры с распространением ультразвуковых колебаний по и против потока. В этих приборах ультразвуковые колебания распространяются под углом  $\alpha$  к оси потока и по разности во времени распространения колебаний по потоку и против него определяется его скорость.

Ультразвуковые расходомеры могут иметь внутренние и внешние (накладные) источники и приемники излучения, что обеспечивает ненарушаемую целостность трубопровода. Повышенный уровень помех и паразитных сигналов из-за влияния стенок трубопровода снижает точность расходомеров.

Технические данные ультразвуковых расходомеров приведены в табл. 5.36.

В вихревых расходомерах значение расхода определяется по частоте вихрей Кармана, возникающих как при введении в поток тела обтекания, так и при закручивании потока.

Этот метод измерения сравнительно нов, его распространению способствуют следующие положительные стороны:

- возможность измерения расходов жидких и газовых сред;
- высокая точность;
- отсутствие движущихся элементов в потоке и простота устройства;
- широкий диапазон рабочих расходов,  $G_{\max} / G_{\min}$  достигает 25.

Таблица 5.36 Технические данные вихревых и массовых расходомеров

Наименование	Тип	Параметры среды	$D_y$ , мм	Диапазон измерения, м <sup>3</sup> /ч	Предел относительной погрешности, %	Изготовитель*
Счетчик-расходомер вихревой	ВЭПС-СР	< 1,6 МПа 1—150 °С	20—300	0,16—1600	±1	52
Расходомер ультразвуковой вихревой	ДРВ-1	< 1,6 МПа 4—150 °С	32—200	0,5—600	±1	39
Расходомер вихревой	СЖ, РСВ	< 6,3 МПа -40—+50 °С	32—150	1,6—400	±0,5, 1	39
Счетчик-расходомер вихреакустический	СВА	< 1,6 МПа 1—150 °С	32—200	1—350	±1, 1,5	5
Преобразователь вихреакустический	«Метран-300ПР»	< 1,6 МПа 1—150 °С	25—200	0,3—700	±1	5
Расходомер-счетчик вихревой	РОСВ	< 2,5 МПа 2—150 °С	32—200	1,6—800	±1	21
Расходомер массовый микропроцессорный	«MICRO MOTION»	< 39,3 МПа -240—+200 °С	15—150	6—680 000 кг/ч	±(0,1—0,3)	5

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

широкий диапазон температур и давлений измеряемой среды.

малая зависимость показаний от температуры и давления среды,

малое влияние загрязнения и эрозии тела обтекания на частоту вихрей

Недостатки метода.

наличие остаточной потери давления, достигающей на максимальном расходе 30 кПа,

необходимость поддерживать скорость среды не менее 0,2 м/с для обеспечения устойчивого вихреобразования.

необходимость в том, чтобы диаметр трубопровода был более 20 мм,

воздействие на преобразователь акустических и вибрационных помех, создаваемых насосами, компрессорами, местными сопротивлениями для снижения влияния последних необходимы линейные участки трубы до и после измерительного участка

Наибольшее распространение получили вихревые расходомеры с телом обтекания, которое находится на пути потока и измеряет направление движения обтекающих его струй. При уменьшении проходного сечения их скорость растет, давление снижается. За миделевым сечением скорость уменьшается, а давление постепенно восстанавливается. На передней стенке тела обтекания создается повышенное давление, а на задней — пониженное. Пограничный слой после миделева сечения отрывается от тела и под влиянием пониженного давления за телом образует вихри. Образование вихрей с обеих сторон происходит поочередно, возникает дорожка Кармана

В сечении форма тела обтекания может быть различной (треугольной, трапециевидной и др.) с основанием, обращенным навстречу потоку. Отношение характерного размера  $d$  (основания) к диаметру трубопровода должно составлять 0,15—0,3 при высоте тела обтекания 1,3 $d$

Линейная зависимость частоты образования вихрей  $f$  от скорости потока  $w$  наблюдается при постоянном числе Струхала  $Sh = fd/w = const$ , тогда  $w = fd$ . Число Струхала остается постоянным при  $Re > 10^3$ . Поскольку образование вихрей сопровождается пульсацией давления и скорости потока, то для измерения используются термоанометры, тензо- и пьезопреобразователи, применяются электромагнитные и ультразвуковые методы

В вихревом расходомере ВЭИС (табл. 5.36) в качестве тела обтекания используется призма, которая одновременно служит одним электродом электромагнитного преобразователя, второй электрод находится за телом обтекания. Магнитное поле создается постоянным магнитом. В расходомерах ДРВ-1, СВА и других, характеристики которых приведены в той же таблице, применяются ультразвуковой метод измерения частоты вихрей Кармана

В *силовых расходомерах* для измерения расхода используется силовое воздействие движущегося потока. Наибольшее распространение получили массовые кориолисовы расходомеры, в которых силовое воздействие создается за счет ускорения Кориолиса, которое возникает на измерительном участке расходомера, имеющего конфигурацию, заставляющую поток перемещаться в радиальном направлении по отношению к оси вращения, создающей с осью трубопровода.

Достоинством этого метода измерения являются непосредственное измерение массы, малая зависимость от профиля скоростей и как следствие отсутствие требований к линейным участкам трубы до и после прибора. К недостаткам этих приборов относятся сложность устройства, большая остаточная потеря давления и малые значения измеряемых расходов, в табл. 5.36 приведены характеристики таких расходомеров

### 5.5.6. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ РАСХОДА

Для измерения расхода и количества вещества с регламентированной для приборов погрешностью должен быть выполнен комплекс требований по установке прибора на технологическом объекте. По способу связи устанавливаемых в трубопроводе первичных преобразователей расхода с последующими вторичными преобразователями и измерительными приборами все расходомеры и счетчики делятся на две группы. К первой, наиболее многочисленной, группе относятся расходомеры и счетчики, первичные преобразователи которых либо непосредственно связаны с отсчетными устройствами (ротаметры, волосчетчики), либо передают пропорциональный расход электрический сигнал последующим измерительным устройствам. Ко второй группе относятся расходомеры, измеряющие расход по перепаду давления на сужающем устройстве. Перепад давления на последнем передается дифманометром с помощью импульсных линий

Требования к установке расходомеров обеих групп существенно различаются, хотя и имеют некоторые общие моменты. Основное из них — наличие прямых участков трубопровода без каких-либо местных сопротивлений до и после преобразователя расхода. Для снижения требований к длине прямых участков используют предвключенные струеупрямители.

Большинство расходомеров обеих групп чувствительны к загрязнению измеряемой среды, поэтому для небольших расходов и диаметров труб в начале линейного участка трубопровода устанавливаются *сетчатые* и *магнитные фильтры*, технические данные которых представлены в табл. 5.37. При этом возможно как потягивание некоторого давления на фильтрах, так и кратковременное прекращение подачи среды при очистке фильтров



Таблица 5.37. Технические данные фильтров

Наименование	Тип	Параметры среды	$D_y$ , мм	Изготовитель*
Фильтр магнитный фланцевый	ФМФ	< 1,6 МПа < 150 °С	50—150	45, 47
Фильтр магнитный муфтовый	ФММ	< 1,6 МПа < 150 °С	20—40	45, 47
Фильтр для жидкости	ФЖУ	< 1,6 МПа -50—+50 °С	25—150	45
Фильтр жидкостный проточный	Ф	< 1,6 МПа -50—+50 °С	50—200	35
Фильтр газовой сетчатый	ГФС	< 1,6 МПа -50—+50 °С	80—200	35

\* См список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

Для многих расходомеров из-за ограничений минимальной скорости среды приходится с помощью конической вставки уменьшать диаметр трубы. Вставки должны размещаться за пределами прямого участка трубопровода перед и после расходомера.

Первичные преобразователи расходомеров на трубопроводах в большинстве случаев устанавливаются с помощью нормализованных фланцев, при этом прокладки должны быть заподлицо с внутренней поверхностью трубопровода.

Первичные преобразователи приборов первой группы соединяются с вторичными устройствами экранированными проводами или коаксиальным кабелем с заземленным экраном. Необходимо предусмотреть защиту рабочих участков расходомеров от блуждающих токов.

Для расходомеров второй группы существует ряд специальных требований, направленных на исключение дополнительных погрешностей, которые могут возникнуть при передаче разности давлений по импульсным линиям к дифманометру из-за разной плотности среды в трубках, разной высоты столбов жидкости в них при измерении расхода пара.

В соответствии с этими требованиями способы подключения дифманометров при измерении расхода жидких и газообразных сред различаются. Эти вопросы подробно рассмотрены в [11, 13, 18] и частично освещены в § 5.3 настоящего раздела.

Расходомеры, по показаниям которых производятся коммерческие расчеты между потребителями и поставщиками газа, воды, пара, нефтепродуктов, проходят периодическую поверку в организациях Ростеста РФ.

## 5.6. ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДА ТЕПЛОТЫ

### 5.6.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ИЗМЕРЕНИИ РАСХОДА И КОЛИЧЕСТВА ТЕПЛОТЫ

Процессы производства и потребления теплоты сопровождаются измерением ее расхода и количества. Теплоносителем в большинстве случаев служит вода, реже пар. Количество отданной теплоносителем в теплообменных устройствах теплоты за интервал времени  $T_1, T_2$  при отсутствии потерь теплоносителя рассчитывается так:

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} G_m (h_1 - h_2) dT,$$

где  $G_m$  — массовый расход теплоносителя,  $h_1, h_2$  — энтальпия теплоносителя на входе и выходе теплообменных устройств,  $T$  — время. Количество теплоты выражается в гкал, джоулях или гигакалориях. Последнюю единицу продолжают широко использовать благодаря простоте перехода к этой единице от единицы массы и температуры.

Энтальпия ( $h_1, h_2$ ) зависит от температуры ( $t_1, t_2$ ) и давления теплоносителя, и в общем случае для ее определения необходимо измерять эти параметры. В микропроцессорных теплосчетчиках эта операция не вызывает затруднений при наличии на их входе сигналов о параметрах теплоносителя. Если теплоносителем служит вода, то ее энтальпия определяется температурой и в меньшей степени давлением. В связи с этим для расчета количества теплоты иногда используют соотношение

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} G_m c (t_1 - t_2) dT, \quad (5.23)$$

где  $c$  — средняя теплоемкость воды для давлений  $P_1, P_2$ .

Поскольку большинство расходомеров измеряет объемный расход  $G_o$ , то для расчета количества теплоты используют соотношение

$$Q = \int_{T_1}^{T_2} G_o k (t_1 - t_2) dT,$$

где  $k$  — коэффициент Штока, рассчитываемый в функции температур  $t_1, t_2$  и места установки расходомера (на входе или выходе теплообменных устройств, или, как говорят, на прямом или обратном трубопроводе).

До сих пор на большинстве ТЭЦ для измерения количества отданной теплоты производится обработка диаграмм вторичных приборов, регистрирующих расходы и температуры прямой и обратной воды, ее давление. На смену этим средствам учета приходят микропроцессорные теплосчетчи-

ки, которые широко применяются для учета полочной потребителями теплоты.

Поскольку измерение теплоты представляет собой косвенное измерение, то в соответствии с (5.23) средняя квадратическая погрешность измерения количества теплоты составляет

$$\sigma_Q = (\sigma_{\delta_T}^2 + \sigma_{\Delta t}^2 + \sigma_T^2)^{0.5},$$

где  $\sigma_{\delta_T}$ ,  $\sigma_{\Delta t}$ ,  $\sigma_T$  — относительные средние квадратические погрешности измерения расхода, разности температур и времени интегрирования. Если заданы пределы соответствующих относительных погрешностей, то согласно (5.11)

$$\delta_Q = \delta_{\delta_T} + \delta_{\Delta t} + \delta_T.$$

Для снижения погрешности измерения разности температур в теплосчетчиках используют либо подобранные в пару платиновые термоэлектрические преобразователи сопротивления с одинаковыми систематическими погрешностями, для которых регламентируется погрешность измерения разности температур (КТПР, КТСР), либо термопреобразователи, индивидуальные градуировочные характеристики которых известны и вводятся в микропроцессор для расчета значений температуры.

При измерении количества теплоты, отданной паром, на входе теплообменных установок измеряется ее расход, температура и давление. На выходе теплообменных установок по обратной трубе течет конденсат, температура которого также измеряется. Из-за большого значения скрытой теплоты парообразования погрешности измерения температуры в меньшей мере, чем погрешности измерения расхода, влияют на погрешность определения количества теплоты.

Поскольку первичными средствами измерения при определении количества теплоты являются расходомеры и преобразователи температуры (реже давления), то изложенные в § 5.2, 5.3, 5.5 методические указания по их применению распространяются и на теплосчетчики.

### 5.6.2. ТЕПЛОСЧЕТЧИКИ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ РАСХОДА

Все выпускаемые в настоящее время *теплосчетчики* являются *микропроцессорными*. Они используются для коммерческого учета получением потребителем теплоты и теплоносителя. В системах отечественного теплоснабжения с помощью теплосчетчиков также контролируется режим теплопотребления по значениям расхода теплоносителя и температуры обратной воды. В связи с этим функциональные возможности теплосчетчиков шире, чем у электросчетчиков. В состав теплосчетчиков включается тепловычислитель, который производит фильтрацию, усреднение и контроль достоверности информации о значениях измеряемых величин и индикацию ошибок в работе теплосчетчика, осуществляет расчет текущих, среднесуточных и среднесуточных значений температуры прямой и обратной воды, объемных и массовых расходов теп-

лоносителя и количества теплоты, фиксирует продолжительность работы теплосчетчика. Значения этих величин вводятся в энергонезависимую память, где хранятся в течение 40—50 сут, и могут быть вызваны на жидкокристаллический индикатор.

Тепловычислители имеют интерфейс RS-232, RS-485, что позволяет при использовании встроенных или переносных адаптеров выводить информацию на принтер или подключать ПЭВМ. Применяются адаптеры переноса данных, которые используются для сбора информации с нескольких теплосчетчиков и переноса ее на ПЭВМ. Последние предоставляют широкие возможности по обработке информации и формам ее представления. Для большинства теплосчетчиков выпускаются модемы, позволяющие подключать теплосчетчики к информационной сети системы теплоснабжения. Электрическое питание теплосчетчиков может быть автономным (батареи) или от сети.

Минимальный комплект теплосчетчика содержит преобразователь расхода, два термоэлектрических преобразователя и тепловычислитель с жидкокристаллическим индикатором. В большинстве теплосчетчиков допускается расширение функций и перепрограммирование вычислителя для использования в открытых и разветвленных системах теплоснабжения. Так, счетчик типа СТД может производить расчет теплоты и теплоносителя, полученного шестью потребителями в закрытой системе теплоснабжения. Большинство приборостроительных заводов и организаций, выпускающих счетчики и расходомеры, производят тепловычислители, это «Тепловодомер», «Молния», «Взлет», «Метран», «Старорусприбор», «Асвега-М», Арзамаский приборостроительный завод, «Промприбор», «Центрприбор», «Центр-Водоприбор». Ряд организаций выпускает только тепловычислители, комплекты их с преобразователями температуры и расхода (НПФ «Логика», «ДИНФО», «Саяны», АОТ «Сигнал», НПЦ «ТIS» и др.). Из теплосчетчиков зарубежных фирм наиболее широко распространены приборы фирмы Danfoss. В табл. 5.38, 5.39 приведены *технические данные* наиболее распространенных теплосчетчиков, работающих соответственно с тахометрическими и электромагнитными преобразователями расхода, ультразвуковыми и вихревыми преобразователями расхода (в таблицах указаны необходимые относительные длины линейных участков до ( $L_1/D_v$ ) и после ( $L_2/D_v$ ) преобразователя расхода).

Как видно из табл. 5.38, 5.39, в качестве измерителей температуры в подавляющем большинстве случаев используют платиновые термопреобразователи либо парные, либо с индивидуальной градуировкой. В теплосчетчиках типа UFEC для измерения температуры применяют кварцевые термопреобразователи с индивидуальной градуировкой типа ТЧК, а в теплосчетчиках «Таран» — хромель-алюмелевые термопары.

Таблица 5.38. Технические данные теплосчетчиков с диафрагмами, тахометрическими и электромагнитными преобразователями расхода

Тип	Преобразователи: а) расхода б) температуры в) тепловычислитель	Параметры среды: $\rho$ , МПа; $t$ , °C; $\Delta t$ , °C	$D_y$ , мм	$G_{\max}/G_{\min}$ при погрешности $\pm 2\%$	$L_1/L_2$ $D_y/D_y$	Остаточная потеря давления, кПа, не более	Изготовитель*
СПТ-960	а) Диафрагма, дифманометр б) КТСР, ТСМ, ТСП, КТПР в) СПТ	< 2,5; 0—180; 3—150	50—1200	< 3 при одном дифманометре	> 10	100	42
СТ-3	а) ВСТ б) Pt500 в) «Multical-III»	< 1,6; 5—150; 5—145	25—250	15	5/1	100	46
КСТ	а) ВСТ б) Pt500 в) КС-96	< 1,6; 5—150; 5—145	15—250	25	5/1	100	46
ЧЕТ-М	а) РТФ, РНФ б) КТСР в) ТВ	< 1,6; 5—150; 5—145	15—250	25	10/5	50	54
СТЭМ	а) РОСТ 13 б) КТСР в) ИВК-59	< 1,6; 5—150; 5—145	25—300	100	3/1	—	48
СА-94	а) ПРН б) КТПР в) ИВБ	< 1,6; 5—150; 2—140	10—300	50	5/3	—	49
ТС-03 (06)	а) ППР б) КТСР в) ТВП	< 2,5; 0—150; 3—150	32—200	25	3/1	—	35
MT-200DS	а) МР200 (400) б) Pt500 в) ТВ	< 2,5; 20—180; 3—160	10—150	100	3/2	—	44

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

Таблица 5.39. Технические данные теплосчетчиков с ультразвуковыми и вихревыми преобразователями расхода

Тип	Преобразователи: а) расхода б) температуры в) тепловычислитель	Параметры среды: $\rho$ , МПа; $t$ , °C; $\Delta t$ , °C	$D_y$ , мм	$G_{\max}/G_{\min}$ при погрешности $\pm 2\%$	$L_1/L_2$ $D_y/D_y$	Остаточная потеря давления, кПа, не более	Изготовитель*
КСТ-1	а) ДРК-1 б) КТСР в) ТВМ	< 1,6; 0—150; 10—100	50—200	30	5/2	30	39
UFEC-005	а) UFM-005 б) ТЧК-0,1 в) UFEC	< 2; 10—150; 5—150	15—1600	30	10/5	—	51
MULTICAL-III UF	а) ULTRAFLOW-II б) Pt500 в) MULTICAL-III	< 2,5; 2—150; 2—145	15—250	25	5/2	25	46
КСТ-В	а) ВЭПС б) Pt500 в) КС-96	< 1,6; 0—150; 1—150	20—200	30	5/2	30	53

Окончание табл. 5.39

Тип	Преобразователи: а) расхода б) температуры в) тепловычислитель	Параметры среды $p$ , МПа, $t$ , °С, $\Delta t$ , °С	$D_y$ , мм	$G_{\max}/G_{\min}$ при погрешности $\pm 2\%$	$L_1/L_2$ $D_y/D_y$	Остаточная потеря давления, кПа, не более	Изготовитель*
ДРВ-ТВМ	а) ДРВ-1 б) КТСР в) ТВМ	< 1,6, 0—150; 3—110	32—200	10	5/2	30	39
«Таран»	а) Т/Дд б) Т/Дд (ХЛ), Г/П в) Т/И	< 2,5, 0—200, 2—200	15—300	40	5/2	30	55
МАКЛО	а) МАКЛО-ПР б) КТПРТ в) МАКЛО-УВ5	< 1,6, 0—150, 5—150	25—200	80	5/2	30	56
«Метран-400-01»	а) «Метран-300ПР» б) КТСР в) ТВМ	< 1,6; 1—150; 5—144	25—200	25	5/2	30	5

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

У всех теплосчетчиков погрешность в диапазоне  $\Delta t = 3—10$  °С составляет  $\pm 6\%$ , при  $\Delta t = 10—20$  °С —  $\pm 5\%$  и при  $\Delta t > 20$  °С —  $\pm 4\%$

Поскольку теплосчетчики являются коммерческими приборами, то они обязательно проходят периодическую поверку в органах Ростеста. Межповерочный интервал зависит от типа теплосчетчика и составляет от 1 года до 5 лет

## 5.7. ИЗМЕРЕНИЕ СОСТАВА ГАЗОВ И КОНЦЕНТРАЦИИ РАСТВОРОВ

### 5.7.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ГАЗОАНАЛИЗАТОРАХ И АНАЛИЗАТОРАХ РАСТВОРОВ

Газоанализаторы, используемые для анализа газовых смесей, делятся на *анализаторы бинарных и многокомпонентных смесей*. В первом случае анализируемый газ рассматривается как смесь двух газов определяемого компонента и совокупности неопределяемых компонентов без разделения на отдельные составляющие. Во втором случае находят концентрации нескольких компонентов.

Газоанализаторы разделяются на несколько групп в зависимости от методов (физических или химических), применяемых для измерения концентрации определяемого компонента: объемные химические, термокондуктометрические, термохимические, магнитные, оптические, электрохимические и др.

Для анализа многокомпонентных газовых смесей используются объемные химические и хроматографические газоанализаторы, масс-спектрометры и спектрофотометры. Последние два типа приборов благодаря их большой чувствительности применяют в лабораторной практике для измерения малых концентраций компонентов, содержащихся как в газах, так и в жидкостях.

Газоанализаторы градуируются в граммах на кубический метр, миллиграммах на литр, в про-

центах объема. Последняя единица является основной, поскольку выраженные в этих единицах значения концентрации не зависят от температуры и давления газовой смеси. При измерении микроконцентраций токсичных газов результаты измерения выражают в миллионных долях и обозначают так  $\text{млн}^{-1}$  или ppm.

Приборы, применяемые для анализа растворов, используются как для измерения общей концентрации ионов в растворе, так и для измерения концентрации отдельных ионов. К числу первых относятся кондуктометры, солемеры, ко второму — pH-метры, рNa-метры, водородометры и др. Для измерения концентрации определенных ионов применяются потенциометрические, оптические и другие методы.

Разнообразие методов измерения и типов анализаторов состава газов и растворов определяется в значительной мере тем, что один и тот же метод не удается использовать для измерения больших и малых концентраций определяемого компонента.

Анализаторы состава газов и растворов существенно отличаются от приборов для измерения температуры, давления, расхода, поскольку помимо первичных и измерительных преобразователей они включают в себя комплекс дополнительных устройств. К их числу относятся пробоотборные устройства, фильтры, побудители расхода и средства его стабилизации. Представительность пробы и качество ее подготовки играют первостепенную роль при выполнении анализов состава как газов, так и растворов. К числу последних относится вода, являющаяся основным теплоносителем. Более подробные сведения о методах и приборах анализа состава газов и растворов даны в [11, 18].

Все крупнейшие приборостроительные фирмы мира такие, как Honeywell, Hewlett Packard (США), Yokogawa (Япония), Siemens (Германия) и др., производят газоанализаторы и анализаторы растворов, являющихся необходимым элементом систем

регулирования процессов горения, водно-химических режимов электростанций, систем безопасности и защиты.

Некоторые фирмы специализируются на выпуске широкой гаммы приборов анализа состава газов и растворов, предназначенных как для промышленного, так и для лабораторного использования. К их числу относятся такие фирмы, как Panametrics, Bacharach (США), Piken Keiki (Япония), Siek (Германия), CITA (Франция), Mettler Toledo (Швейцария), Kemsbridg (Англия) и др. Ниже даны характеристики приборов, выпускаемых в РФ и бывших республиках СССР. Данные взяты из каталогов изготовителей, а также из [27, 28]

### 5.7.2. ГАЗОАНАЛИЗАТОРЫ

*Объемные химические газоанализаторы* используются в основном как лабораторные приборы для измерения концентраций одного, двух и более компонентов в газовой смеси. Концентрация определяемого компонента измеряется по изменению объема газовой смеси из-за его избирательного поглощения или сжигания. Объемные химические газоанализаторы применяются для анализа уходящих и топливных газов на тепловых электростанциях, металлургических заводах в котельных и др.

Достоинство этих приборов — простота, высокая избирательность, большой срок службы, низкая стоимость. Невысокая точность измерения объема газовой смеси не позволяет использовать этот метод для измерения концентраций определяемого компонента, составляющих доли процента. При проведении анализа измерения первоначального объема пробы и ее объема после удаления определяемого компонента должны проводиться при одинаковых температуре и давлении.

Объемные химические газоанализаторы главным образом применяются для измерения концентрации  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ , предельных и непредельных углеводородов. Погрешность приборов составляет  $\pm(0,1-0,2)\%$  объема пробы. Технические данные объемных химических газоанализаторов приведены в табл. 5.40.

В *термокондуктометрических газоанализаторах* концентрация определяемого компонента измеряется по изменению теплопроводности газовой смеси. При этом остальные компоненты должны обладать близкими теплопроводностями. Если в смесь может попадать неопределяемый компонент, изменяющий теплопроводность смеси, то такой газ перед измерением должен быть удален.

Этот метод применяется для измерения концентраций таких газов, как  $\text{H}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , обладающих теплопроводностью, отличающейся от теплопроводности азота. Водород часто присутствует в газовых смесях, и, поскольку его теплопроводность почти на порядок превышает теплопроводность других газов, перед измерением по этому

методу концентрации  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{SO}_2$  водород должен быть удален.

Первичный преобразователь термокондуктометрического газоанализатора представляет собой камеру, в которой находится нагретая платиновая проволока. При заполнении камеры анализируемой смесью ее теплопроводность влияет на теплоотдачу от нити к стенкам камеры. Для измерения сопротивления нити используются мостовые измерительные схемы. Поскольку теплоотдача зависит от давления смеси и температуры окружающего воздуха, то в микропроцессорных газоанализаторах проводится измерение этих величин и осуществляется компенсация их влияния. Технические данные термокондуктометрических анализаторов приведены в табл. 5.40. Там же представлены технические данные *термохимических анализаторов*. В этих приборах концентрация определяемого компонента измеряется по количеству теплоты, выделившейся при реакции каталитического окисления. В качестве катализатора может служить платиновая проволока, температура, а следовательно, и сопротивление которой будут зависеть от концентрации определяемого компонента.

*Магнитные газоанализаторы* используются для измерения содержания кислорода в смеси газов. Объемная магнитная восприимчивость кислорода на порядок выше, чем у других газов, входящих в значимых концентрациях в состав газовых смесей. Магнитная восприимчивость кислорода прямо пропорциональна давлению и обратно пропорциональна квадрату температуры.

Магнитные газоанализаторы основаны на явлении гермамагнитной конвекции, которая представляет собой движение кислородосодержащего газа в изолирующих температурном и магнитном полях. Технические данные магнитных газоанализаторов, выпускаемых «Выпускным заводом газоанализаторов», ПО «Анализприбор (г. Смоленск)», приведены в табл. 5.40. Эти газоанализаторы являются микропроцессорными, что позволяет при контроле давления газовой смеси и температуры окружающей среды исключить влияние этих факторов на показания прибора.

В анализаторах содержания кислорода в уходящих газах котлов используется электрохимический метод измерения. При температуре, несколько превышающей  $560^\circ\text{C}$ , на поверхности мембраны из диоксида циркония, разделяющей две камеры, возникает разность потенциалов. Ее значение, снимаемое с платиновых электродов, зависит от разности концентраций кислорода в обеих камерах. В одну камеру подается анализируемый газ, в другую — воздух. В камерах автоматический поддерживается заданная температура, и преобразователь в виде зонда вводится в газоход котла для контроля избытка воздуха. Такие кислородомеры имеют минимальное запаздывание показаний при контроле процесса сжигания топлива, их технические данные представлены в табл. 5.40.

Таблица 5.40 Технические данные термокондуктометрических, термохимических, термомагнитных и других анализаторов

Прибор	Тип	Измеряемая величина	Пределы измерения	Предел погрешности	Изготовитель*
Комплект оборудования для газовых анализаторов (объемные химические)	КГА1-1 КГА1-2 КГА-2	O <sub>2</sub> , CO, кислотообразующие газы, непредельные углеводороды	Объем бюретки		
			100 мл	±0,2 мл	57
			75 мл	±0,1 мл	
			80 мл	±0,1 мл	
95 мл	±0,1 мл				
Газоанализатор микропроцессорный (термокондуктометрический)	АГО012	H <sub>2</sub> N <sub>2</sub> He Ar	0—1 (2; 3; 5; 10; 60; 100)	±2, 2,5 %	58
			50 (60; 80; 90; 95)—100 %	±4, 5 %	
			0—20, 0—40, 80—100, 60—100 %	±2,5; 4 %	
			0—5, 0—10, 95—100, 90—100 %	±2,5; 4 %	
Газоанализатор содержания H <sub>2</sub> в газах (термокондуктометрический)	ГТВ-1101В3	H <sub>2</sub> в азоте	0—1 (2; 3); 60—100 %	±4, 5 %	59
Газоанализатор термокондуктометрический	ДИСК-101 ДИСК-201	H <sub>2</sub>	80 (90; 95)—100 %	±5 %	62
			0—1 %	±10 %	
			0—2 (4; 5; 6) %	±5 %	
Сигнализатор термохимический	СТХ-12 (13)	Горючие пары жидкости, газы	От 10 <sup>-5</sup> до 45 % НКПВ**	±1,5; 5 % ±7,5 % НКПВ	59
Сигнализатор автоматический термохимический	СГТ-4М	То же	10—45 % НКПВ**	±5 % НКПВ	59
Сигнализатор многоканальный термохимический	СТМ-30	»	0—100 % НКПВ**	±5 % НКПВ	59
Газоанализатор микропроцессорный (термомагнитный)	А1 0011 ГТМ-5101	O <sub>2</sub>	0—1 (2,5; 10; 21; 58; 100) %	±2; 4; 5 %	58
			0—1 (2,5; 10; 21; 58; 100) %	±2,5; 4,5; 10 %	
Анализатор кислорода (электрохимический)	АКВТ-01	O <sub>2</sub>	0,1—2 (5; 10) %	±0,08; 0,2; 0,4 %	59
Анализатор кислорода (электрохимический)	ЭЖОН	O <sub>2</sub>	0,1—2 (5; 10; 21) %	±2,5 %	63
Анализатор кислорода твердоэлектролитный, t = 570 °С	ТДК-3М	O <sub>2</sub>	0—21 %	±2 %	61
Датчик состава газа CO + O <sub>2</sub> высокотемпературный электрохимический	ЭХД	O <sub>2</sub> CO	0,1—5 (10; 21) %	±0,01; 0,02 %	5
			0,01—2 %	±0,01 % (по объему)	

\* См список заводов изготовителей в конце настоящего раздела.

\*\* Нижний концентрационный предел взрываемости

Для анализа таких газов как CO, CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> применяются *оптические газоанализаторы*, основанные на измерении ослабления излучения в инфракрасной области из-за его поглощения перечисленными газами. На рис. 5.7. даны спектры поглощения этих газов в инфракрасной области. При измерении используются наборы красных све-

тофильтров, предназначенных для определения концентрации определенного газа. В качестве чувствительного элемента, воспринимающего излучение, служат фоторезисторы. Этот метод реализован в газоанализаторах типа 121ФА-01, технические данные которых приведены в табл. 5.41 Там же представлены технические данные *оптико-акусти-*

Таблица 541. Технические данные оптических, электрохимических и хроматографических газоанализаторов

Прибор	Тип	Анализируемый газ	Пределы измерения	Предел погрешности	Изготовитель*
Газоанализатор оптический	ГУФ-7502	NO <sub>2</sub>	0—100, 0—200, 0—500 (1000; 2000; 2500, 5000) млм <sup>-1</sup>	±15; 20 %	59
Газоанализатор ИК-поглощения	I21ФА-01	CO	0—5; 0—10 %	0,2; 0,4 %	59
Газоанализатор оптико-акустический	ГИАМ-14	CO; CO <sub>2</sub> ; CH <sub>4</sub>	0—1 (2; 5; 10; 20; 30; 50; 70; 100) %	±2 %	59
	ГИАМ-15	CO, CO <sub>2</sub> , CH <sub>4</sub> CO <sub>2</sub> CO	0—0,02 (0,05; 0,1; 0,2; 0,5) %  0—50 (100, 200) ppm 0—100 (200) ppm	±10 %  ±5 %	59
		SO <sub>2</sub>	0—1 (2; 5; 10; 20; 30, 60) г/м <sup>3</sup>	±7 %	
		NO	0—1 (2) г/м <sup>3</sup>	±10 %	
Газоанализатор	«Клсн-2М-02.05»	NO <sub>x</sub>	0—200 мг/м <sup>3</sup> , 0—1000 мг/м <sup>3</sup>	±12 %	64
Хемилюминесцентный анализатор	—	NO, NO <sub>x</sub>	0—20 (200, 1000; 5000) ppm	±5 %	65
Прибор контроля промышленных газов	ФГО 1-1	SO <sub>2</sub>	0—5,46; 0—16 г/м <sup>3</sup>	±10 %	66
Газоанализатор электрохимический	ГЛ 5108	H <sub>2</sub>	0—1 (5; 10; 50; 100; 500) млм <sup>-1</sup>	±10 %	59
	АНКАТ-7621	SO <sub>2</sub>	0—20 мг/м <sup>3</sup>	≤ 4 мг/м <sup>3</sup>	59
		CO	0—50 мг/м <sup>3</sup>	≤ 5 мг/м <sup>3</sup>	
		H <sub>2</sub> S	0—20 мг/м <sup>3</sup>	≤ 4 мг/м <sup>3</sup>	
		Cl <sub>2</sub>	0—50 мг/м <sup>3</sup>	≤ 10 мг/м <sup>3</sup>	
	КГА-8С	O <sub>2</sub>	0—5 % 5—21 %	±0,2 % (об) ±0,4 % (об)	67
		CO	0—200 ppm 200—2000 ppm	±20 ppm ±10 %	
		SO <sub>2</sub>	0—400 ppm 400—4000 ppm	±40 ppm ±10 %	
		NO <sub>x</sub>	0—100 ppm 100—1000 ppm	±5 ppm ±5 %	
Анализатор электрохимический	«Атмосфера-2М»	Cl <sub>2</sub>	0—1; 0—0,2 мг/м <sup>3</sup>	±20 %	59
		O <sub>3</sub>	0—0,2; 0—0,5 мг/м <sup>3</sup>		
Газоанализатор	«Зонн»	CO	0—20, 0—100 мг/м <sup>3</sup>	±25 %	60
		NH <sub>3</sub>	0—300, 0—1500 мг/м <sup>3</sup>		
		H <sub>2</sub> S	0—10, 0—50 мг/м <sup>3</sup>		
Хроматограф газовый малогабаритный с детекторами ДГХ, ДТГ	АХГ-002		Предел детектирования: по I <sub>2</sub> 2,1 · 10 <sup>-10</sup> г/см <sup>3</sup> по CO 5,3 · 10 <sup>-9</sup> г/см <sup>3</sup> по NH <sub>3</sub> 3,3 · 10 <sup>-9</sup> г/см <sup>3</sup> по O <sub>2</sub> 3,7 · 10 <sup>-9</sup> г/см <sup>3</sup> по CO <sub>2</sub> 9,2 · 10 <sup>-7</sup> г/см <sup>3</sup>	Уровень шумов 1 · 10 <sup>-2</sup> мВ	68

Окончание табл. 5.41

Прибор	Тип	Анализируемый газ	Пределы измерения	Предел погрешности	Изготовитель*
Хроматограф промышленный	АХП-001		Предел детектирования $5 \cdot 10^{-4}$ — $5 \cdot 10^{-3}$ %	СКО** 0,75 %	69
Микрохроматограф с детекторами ДТП, ПИД	МХ		Чувствительность по пропану $5 \cdot 10^{-9}$ г/см <sup>3</sup> ДТП $5 \cdot 10^{-7}$ мг/мл ПИД	СКО** ±1 % ±1,5 %	70

\* См список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

\*\* СКО — среднеквадратическое отклонение.

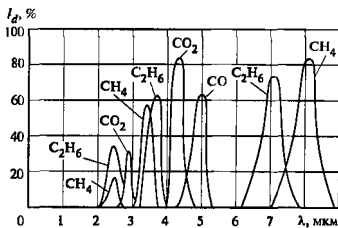


Рис. 5.7. Спектры поглощения газов в инфракрасной области

ческих газоанализаторов, в которых измеряются пульсации давления, вызванные поглощением излучения измеряемым компонентом.

Измерение малых концентраций высокотоксичных оксидов азота  $\text{NO}$ ,  $\text{NO}_2$  в дымовых газах основано на явлении хемиллюминесценции, которое сопровождается окислением оксида азота озоном. Интенсивность излучения, зависящая от концентрации  $\text{NO}$ , воспринимается фотоэлектронным умножением. Технические данные работающих на этом принципе газоанализаторов «Клеп» и др. приведены в табл. 5.41

Электронные методы измерения используются в газоанализаторах типов «Атмосфера-2М», АНКАТ-7621, КГА-8С (табл. 5.41)

Успехи микроэлектронной технологии привели к созданию миниатюрных чувствительных элементов, основанных на изменении электрической проводимости полупроводникового чувствительного элемента при адсорбции на нем донорно-акцепторных газов, к числу которых относятся  $\text{H}_2\text{S}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{Cl}_2$  и др. Технические данные приборов типа «Зонд» даны в табл. 5.41.

Для определения компонентов газовой смеси (качественный анализ) и концентрации каждого из них (количественный анализ) используются газовые хроматографы, которые являются приборами периодического действия. Принцип их работы основан на разделении газовой смеси, транспортируемой газом-носителем, на отдельные компоненты, т.е. на получение бинарных смесей — газ-носи-

тель и один из компонентов анализируемой смеси. Концентрация последнего определяется в дифференциальном детекторе. Для разделения газовой смеси применяются твердые и жидкие сорбенты, на поверхности которых чередуются процессы сорбции и десорбции, что приводит к тому, что первыми из разделительной колонки выносятся газом-носителем менее сорбируемые газы, а последними — хорошо сорбируемые.

При фиксированном объеме пробы анализируемого газа, вводимого в газ-носитель, и постоянной скорости последнего время с момента ввода смеси до прохождения компонента через детектор, называемое временем удерживания, определяет вид газа. По площади или высоте хроматографического пика, связанного с его выходом, рассчитывается концентрация. В качестве дифференциальных детекторов, реагирующих на изменение свойств газоносителя при наличии компонента смеси, используются рассмотренные выше детекторы по теплопроводности (ДТП), термомеханические (ДТХ), а также ионизационные (ПИД) и пр. Хроматографы представляют собой измерительный микропроцессорный комплекс, включающий баллон с газом-носителем, если последний не воздух, стабилизатор расхода, дозатор, разделительные колонки, детекторы, микропроцессорный обрабатывающий и управляющий центр. В табл. 5.41 приведены технические данные простейших переносных хроматографов, предназначенных для использования в промышленности.

При анализе дымовых газов применяются дымомеры, в которых используются оптические методы измерения. Преобразователь содержит источник излучения и приемник разделенных потоком газов. Ослабление излучения определяется концентрацией содержащихся в газах частиц. В табл. 5.42 приведены технические данные дымомеров типов АИД, ДМП, ИЗА-02, а также технические данные влагомеров.

Для измерения влажности воздуха и газов применяются методы психрометрический, сорбционный, оптический, по измерению температуры точки росы. В психрометрических влагомерах влажность находится по разности сопротивлений сухого и смоченного термомпреобразователей. Этот метод реализован во влагомерах типа АТГ и подол-



Таблица 542 Технические данные дымомеров и влагомеров

Прибор	Тип	Измеряемая величина	Пределы измерения	Предел погрешности, %	Изготовитель*
Измеритель непрозрачных газов	АИД-212 ДМП-205М	Оптическая плотность	0—50; 0—100 % 0—0,03 Б	±2 Пульсация метксс 0,5; 5 %	71
Измеритель запыленности газового потока	ИЗА-02	То же	0—2 ед. оптической плотности	±2,5	37
Термогигрометр	АТГ-210	Относительная влажность	10—100 %	±3	71
Гигрометр подогревный	ГП-225	То же	10—30 % 30—70 % 70—100 %	±2 ±3 ±4	72
Гигрометр сорбционный	ГС-210	»	12—98 %	±3	72
Гигрометр конденсационный	АВГ-216	Температура точки росы	-20—+20 °С	±1 °С	71
Гигрометр автоматический	АГК-214	То же	-20—+20 °С	±1 °С	71

\* См. список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела.

ревых водомерах типа ГП В сорбционных влагомерах ГС содержание влаги определяется по изменению электрических свойств сорбирующего материала. Спектр поглощения паров воды лежит в инфракрасной области, что позволяет этот метод измерения использовать для измерения не только концентрации многоатомных газов, но и влажности газов. Прохождение точки росы сопровождается выпадением влаги, момент появления которой фиксируется оптическими методами с одновременным измерением температуры. Этот метод измерения влажности используется во влагомерах типов АВГ-216, АГК-214.

### 5.7.3. АНАЛИЗАТОРЫ ЖИДКОСТЕЙ

Наиболее распространенными приборами, предназначенными для измерения общей концентрации ионов, являются *кондуктометры*. Растворы солей, кислот, щелочей являются проводниками второго рода, перенос тока в которых осуществляется благодаря движению ионов, образующихся при диссоциации молекул растворенных веществ. Измеряя проводимость раствора, можно судить о концентрации в нем веществ.

Приборы, измеряющие электрическую проводимость растворов, разделяют на *кондуктометры*, *концентраметры* и *солемеры*. Первые градуируют в единицах удельной электрической проводимости  $\kappa$ : См/м, мкСм/см, мСм/см. Концентраметры предназначены для измерения проводимости растворов определенных веществ, их градуируют в единицах концентрации (процентах). Солемеры градуируют в единицах условного содесодержания по NaCl: мг/л, г/л.

Электрическая проводимость растворов существенно зависит от температуры. В связи с этим за-

дачи стабилизации температуры раствора и введения температурной компенсации имеют первостепенное значение.

В большинстве кондуктометров для измерения электрической проводимости используются два контактных погруженных в раствор электрода. Измерение между ними сопротивление составляет  $K/\kappa$ , где  $K$  — постоянная электродного преобразователя, зависящая от площади электродов и расстояния между ними. Значение  $K$  определяется градуировкой по образцовым растворам и имеет единицу, обозначаемую  $\text{см}^{-1}$ . Конструкции некоторых электродных преобразователей позволяют путем переключения электродов получить два различных значения  $K$ . Так, в кондуктометрах типов АК-310 и КАЦ-017 электродные преобразователи могут иметь постоянную 0,1 и 10  $\text{см}^{-1}$ . Из-за поляризации электродов на них подается напряжение с частотой 50 Гц, если кондуктометры имеют промышленное назначение. На лабораторные кондуктометры напряжение подается от генератора звуковых частот. Для измерения сопротивления электродного преобразователя применяются мостовые методы. Для измерения больших значений электрической проводимости используют бесконтактные методы измерения.

Технические данные стационарных и переносных кондуктометров, а также сигнализаторов приведены в табл. 543.

В промышленности широко распространены анализаторы, предназначенные для измерения концентраций определенных ионов в растворах. К числу иономеров относятся *pH-метры*, *pNa-метры*, *pCa-метры* и пр. Принцип действия этих приборов основан на законе Нернста. При погружении в рас-

Таблица 5.43. Технические данные кондуктометров

Прибор	Тип	Измеряемая величина	Пределы измерения	Предел погрешности, %	Изготовитель*
Кондуктометр автоматический	АК-310	Электрическая проводимость	0—1 (10, 100) мкСм/см	±5	73
	АКК-М-01		$1 \cdot 10^{-8}$ — $1 \cdot 10^{-2}$ См/см		
	АКК-М-02		$1 \cdot 10^{-2}$ —1 См/см		
	КАЦ-017		0,01—0,1, 0,1—1 и далее до 1000—10 000 мкСм/см		
Кондуктометр переносной	КАЦ-027, КАЦ-037	То же	1—70; 2—20, 20—200; 200—2000 мСм/см	±3	65
	КПЦ-016ТК		0,01—0,1; 0,1—1 и далее до 1000—10 000 мкСм/см		
Кондуктометр автоматический	ЛК-56М	»	От $10^{-5}$ — $10^{-4}$ до 10—100 См/м	±1	71
	«Квари 1»	»	От 0,05—0,5 до 2000—20 000 мкСм/см	±4	76
Сигнализатор истощения фильтров	СИФ-031	»	0—10 (20; 50) мСм/см	±4	65
Сигнализатор присосов в конденсаторе	СП-041	»	0—10; 0—100 мСм/см	±4	65
Кондуктометр сигнальный	КС-211	»	0—100 мкСм/см	±6	73
Солемер котловой воды	САР	Солеосодержание	25—250; 50—500 до 1000—10 000 мг/л	±4	73
Солемер показывающий и сигнализирующий	СКМ	То же	От 0,1—2 до 200—4000 мг/л	±6	73

\* См список заводов-изготовителей в конце настоящего раздела

твор ионоселективных электродов, называемых рабочими, на их поверхности возникает потенциал, зависящий от активной концентрации соответствующих ионов в растворе. Для измерения этого потенциала используется второй электрод, имеющий постоянный потенциал. Этот электрод называется электродом сравнения, или вспомогательным, в основном это хлорсеребряный электрод.

Для измерения активной концентрации ионов водорода в растворе, определяющей его кислотные или щелочные свойства, применяются рабочие стеклянные электроды. Чувствительным элементом в них служит мембрана из литиевого стекла. Характеристики рабочих стеклянных (ЭС) и вспомогательных (ЭВ) электродов стандартизованы. Чувствительность электродной системы составляет около 58 мВ/рН при температурном коэффициенте, приблизительно равном 0,2 мВ/(1 °С · 1 рН).

Для измерения числа рН выпускают комбинированные электроды, в которых рабочий и вспомогательный электроды совмещены в одном стеклянном или пластмассовом корпусе. Комбинированные электроды применяются при экспресс-анализе числа рН различных веществ.

Ввиду большого сопротивления электродной системы для измерения ЭДС используются микропроцессорные преобразователи, имеющие высокое входное сопротивление, реализующие компенса-

ционный метод измерения. Технические данные рН-метров приведены в табл. 5.44.

Для измерения концентрации ионов  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Cl}^-$  в растворах используются приборы, которые работают со специальными электродами (табл. 5.44).

При определении активной концентрации ионов  $\text{Cl}^-$ ,  $\text{I}^-$ ,  $\text{CN}^-$ ,  $\text{Ca}^{2+}$  и др. применяют мембранные электроды (ЭМ). В комплекте с такими электродами могут работать специальные измерительные преобразователи, в частности преобразователи типов П-210, П-215 (табл. 5.44).

Существует несколько разновидностей оптического метода анализа растворов. Один из них реализован в анализаторе «ТехноФАМ-002» (табл. 5.44). Принцип действия этих приборов основан на изменении оптической плотности индикаторного раствора при реакции с анализируемым веществом.

Атомы щелочных металлов имеют низкий потенциал возбуждения, что позволяет при их излучении использовать пламя газа. Возбужденные атомы излучают в определенной части спектра, по интенсивности излучения определяется концентрация соответствующего иона. Характеристики пламенного фотометра ПАЖ-3 приведены в табл. 5.44.

Для измерения содержания кислорода, растворенного в воде, используются несколько методов в зависимости от диапазона измеряемых концентраций — это электрохимический, оптический и другие

Таблица 5.44. Технические данные анализаторов

Прибор	Тип	Измеряемая величина	Пределы измерения (верхний предел)	Предел погрешности	Изготовитель*
Автоматический рН-метр	рН-220	Число рН	Диапазоны 5; 10; 15 рН	±1; 2 %	75
рН-метр широкого профиля	«Кварц-рН/1»	Число рН	От -3,5 до 9,5—12 рН	±0,1 рН	76
	рН-105	рН; Eh	0—14 рН -1999—+1999 мВ	±0,01 рН ±1 мВ	71
Преобразователь	П-210, П-215	ЭДС	1—20 рХ -2000—+2000 мВ	±0,1 рХ ±10 мВ	75
Автоматический рН-милливольтметр	рН-011	рН Eh	В пределах 0—14 рН Диапазоны I; 2,5; 5; 10; 15 ЭДС 100, 250; 500; 1000, 1500, 2000 мВ	±0,02 рН ±2 мВ	65
Анализатор натрия	АН-012	Na <sup>+</sup>	0,1—10 (100, 1000) мкг/л 0,01—10; 0,1—100 мг/л	±(0,02C <sub>к</sub> ** + + 0,02C <sub>х</sub> )** мкг/л	45
Анализатор иономерный	рНа-205	рНа	2,36—8,3 рНа	±0,15 рНа	75
Хлоридомер	ХА-03	Cl <sup>-</sup>	0—20 (200; 500)	±10, ±5 %	76
Фотоколориметрический анализатор	«ТехноФАМ-002»	SiO <sub>2</sub> <sup>2-</sup>	1—1000 мкг/л 0,05—500 мг/л	±1 %	65
		PO <sub>4</sub> <sup>3-</sup>	0,1—100 мг/л		
		Cu <sup>2+</sup>	0,1—500 мкг/л		
		Fe <sup>2+</sup>	2—500 мкг/л		
		Al <sup>3+</sup>	0,2—500 мкг/л		
Фотометр пламенный	ПАЗ-3	Na <sup>+</sup>	0,004—50 мг/л	СКО*** ±3 % Систематическая составляющая ±5 %	78
		Ca <sup>2+</sup> , Li <sup>2+</sup>	0,0008—50 мг/л		
		K <sup>+</sup>	100—20000 мг/л		
		H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>			
Анализатор кислорода в питьевой воде	АНКАТ-7655	O <sub>2</sub>	0—50 мкг/л	±15 %	59
			0—100 мкг/л 0—1000 мкг/л	±10 % ±5 %	
Переносной анализатор кислорода	АНКАТ-7645	O <sub>2</sub>	0—20 мг/л	±4 %	59
Кислородомер автоматический	КМА-08	O <sub>2</sub>	0—20 (200; 2000; 20 000) мкг/л	±4 %	65
Кислородомер мембранный	КМЦ 06	O <sub>2</sub>	3—180 мкг/кг	±2; 6 %	79
Водородомер (амперометрический)	АВ-09	H <sub>2</sub>	0—20, 20—200, 200— 2000, 2000—20 000 мкг/л	±4 %	65
Сигнализатор уровня шлама	СУФ-5	Оптическая плотность	Коэффициент поглощения 25—60 %	±10 %	65
Мутномер	АОМ-202	То же	0—1,5 ед. оптической плотности	±0,015 %	72
Фотометр лабораторный	ЛМФ-72М1	»	0—1 ед. оптической плотности	±0,01 %	72

\* См. список предприятий-изготовителей в конце настоящего раздела

\*\* C<sub>к</sub>, C<sub>х</sub> — верхний предел концентрации в измеряемая концентрация.

\*\*\* СКО — среднеквадратическое отклонение.

методы. Технические данные стационарных и переносных кислородомеров приведены в табл. 5.44.

Для измерения содержания в воде взвешенных частиц и нефтепродуктов, измерения уровня взвесей, шлама в отстойниках и фильтрах применяются

оптические методы, связанные с измерением ослабленного или рассеянного светового потока, прошедшего через анализируемый раствор. Такие приборы (табл. 5.44) градуируются в единицах оптической плотности и в процентах.

#### 5.7.4. МЕТОДИКА АНАЛИЗА СОСТАВА ГАЗОВ И РАСТВОРОВ

Точность и надежность работы газоанализаторов зависит от способа отбора пробы и качества ее подготовки. Отбираемая проба должна быть представительной и соответствовать усредненному составу газа. Отбор пробы должен проводиться в сечениях с установившимся потоком. Если газы содержат частицы золя или пыли, то для отбора используют керамические фильтры. Для подготовки пробы газа применяют охлаждающие, очистные, просасывающие и другие устройства. Для осушки газа служат фильтры, заполненные хлористым кальцием или силикагелем. Для удаления неопределяемых компонентов, искажающих результаты измерения, применяют рыхляющие химические фильтры, водород удаляют с помощью печи дожигания. Для транспортировки пробы газа используют центробежные, пластинчатые и другие насосы.

Проверку газоанализаторов осуществляют по непрерывным газовым смесям. При анализе состава жидкостей электролитные преобразователи кондуктометров, pH-метров можно погружать в трубопроводы и резервуары с измеряемой средой. Для этих целей преобразователи производят в магистральном (ДМ) и погруженном (ДПг) вариантах. Чаще через электролитные и другие преобразователи пропускается подготовленная проба анализируемой жидкости. В этом случае используются электролитные преобразователи, выполненные в прочном (ДПр) варианте.

Отбор пробы жидкости проводится с помощью трубчатых и щелевых зондов, сетчатых фильтров. Для транспортировки пробы к анализаторам служат жесткотянутые и холодокатаные трубки из нержавеющей стали. Для снижения давления пробы применяют наборы дроссельных шайб, для снижения температуры — охлаждаемые водой холодильники. Если анализируемая жидкость находится под давлением, то проба через анализатор проходит самодетом, в противном случае ее надо транспортировать. Для этого используются диафрагменные, ротационные, перистальтические насосы. На тепловых и атомных станциях применяются системы подготовки пробы, включающие набор элементов, обеспечивающих поступление в анализаторы пробы с заданными параметрами. Такие системы выпускает ЭНИЦ ВНИИ АЭС (г. Электрогорск).

Для проверки анализаторов используют образцовые приборы и стандартные растворы. Для кондуктометров стандартные растворы — это набор растворов KCl и H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> различных концентраций. Для проверки pH-метров применяются образцовые приборы и электроды, набор буферных растворов, имеющих фиксированные значения pH.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гордов А.И., Жай улло О.М., Иванова А.Г. Основы температурных измерений. М.: Энергоатомиздат, 1992.
- ГОСТ 8.009-84. Нормируемые метрологические характеристики средств измерений. М.: Изд-во стандартов, 1984.
- ГОСТ 8.011-72. Показатели точности измерений и формы представления результатов измерений. М.: Изд-во стандартов, 1972.
- ГОСТ 8.207-76. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений. М.: Изд-во стандартов, 1976.
- ГОСТ 8.401-80. Классы точности средств измерений. Общие требования. М.: Изд-во стандартов, 1980.
- ГОСТ 16263-70. Метрология. Термины и определения. М.: Изд-во стандартов, 1970.
- ГОСТ Р50342-92. Преобразователи термоэлектрические. Общие технические требования. М.: Изд-во стандартов, 1994.
- ГОСТ Р50353-92. Термопреобразователи сопротивления. Общие технические требования. М.: Изд-во стандартов, 1994.
- ГОСТ Р50431-92. Термометры. Номинальные статистические характеристики преобразования. М.: Изд-во стандартов, 1993.
- Долынский Е.Д. Обработка результатов измерений. М.: Изд-во стандартов, 1973.
- Ивинова Г.М., Кузнецов Н.Д., Числяков В.С. Теплотехнические измерения и приборы. М.: Энергоатомиздат, 1984.
- ГОСТ 8.563.1-97. Измерение расхода и количества жидкостей и газов методом переменного перепада давления. М.: Изд-во стандартов, 1998.
- Кремлевский И.П. Расходомеры и счетчики количества. Л.: Машиностроение, 1989.
- Кузнецов В.А., Ялушкин Г.В. Основы метрологии. М.: Изд-во стандартов, 1995.
- Международная температурная шкала 1990. // Метрология 1993 № 3.
- Навляда средства измерений и систем технологического контроля: Справочное пособие / Под ред. А.С. Ключева. М.: Энергоатомиздат, 1994.
- Новицкий П.В., Зограф И.А. Оценка погрешностей результатов измерений. Л.: Энергоатомиздат, 1991.
- Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. М.: Энергия, 1978.
- Приборы и системы управления. Раздел «Измерение температуры». 1997 № 11.
- Приборы и средства автоматизации. Приборы для измерения и регулирования температуры. Термометры стеклянные жидкостные ртутные и нертутные. Отраслевой каталог. М.: Информприбор, 1992.
- Приборы и средства автоматизации. Приборы для измерения и регулирования температуры. Отраслевой каталог. М.: Информприбор, 1992, 1994.
- Приборы и средства автоматизации. Устройства для контроля и регулирования технологических па-

раметров. Вторичные приборы. Отраслевой каталог. М.: Информприбор, 1997

23. Приборы и средства автоматизации. Электроизмерительные аналоговые показывающие и регулирующие приборы. Отраслевой каталог. М.: Информприбор, 1997

24. Приборы и средства автоматизации. Устройства для контроля и регулирования технологических параметров. Приборы для измерения и регулирования давления, перепада давления и разрежения. Отраслевой каталог М.: Информприбор, 1996

25. Приборы и средства автоматизации. Устройства для контроля и регулирования технологических параметров. Приборы для измерения и регулирования уровня жидкостей и сыпучих тел. Отраслевой каталог. М.: Информприбор, 1997.

26. Приборы и средства автоматизации. Устройства для контроля и регулирования технологических параметров. Приборы для измерения и регулирования расхода и количества жидкостей. Отраслевой каталог. М.: Информприбор, 1997.

27. Приборы и средства автоматизации. Устройства для контроля и регулирования технологических параметров. Приборы для определения состава и свойств газов. Отраслевой каталог М.: Информприбор, 1997.

28. Приборы и средства автоматизации. Устройства для контроля и регулирования технологических параметров. Приборы для определения состава и свойства газов и жидкостей, твердых и сыпучих веществ. Отраслевой каталог. М.: Информприбор, 1997

29. РД 50-453-84. Характеристики погрешности средств измерения в реальных условиях эксплуатации. Методы расчета. М.: Изд-во стандартов, 1985.

30. Пискачев А.А., Чубяров Е.П. Оптико-электронные системы измерения температуры. М.: Энергоатомиздат, 1988.

#### СПИСОК ПРЕДПРИЯТИЙ-ИЗГОТОВИТЕЛЕЙ

1. Клиньское АООТ «Термоприбор» (г. Клинь Московской обл.)
2. Казанское ПО «Теплоконтроль» (г. Казань)
3. Базарносызганский з-д «Теплоприбор» (пос. Базарный сызган Ульяновской обл.)
4. Луцкий приборостроительный з-д ПО «Электротермометрия» (Украина, г. Луцк).
5. Концерн «Метран» (г. Челябинск)
6. Челябинское ОАО «Теплоприбор» (г. Челябинск).
7. НПП «ЭлеМер» ГП ВНИИФТРИ (пос. Менделеево Московской обл.).
8. ПИК «Тесей» (г. Обнинск Калужской обл.).
9. АО «Термико» (г. Москва).
10. НПЦ «Навигатор» (г. Москва)
11. НПО «Измерительная техника» (г. Королев Московской обл.).
12. Завод «Эталон» (г. Омск)
13. Завод «Эталон» (г. Волгодонск Ростовской обл.).
14. НПК «Каменец-Подольский приборостроительный завод» (Украина, г. Каменец-Подольский).

15. Опытный завод «Ленгидлоприбор» (г. С-Петербург).
16. НПА «Техно-АС» (г. Коломна Московской обл.).
17. Уфимское ПО «Геофизприбор» (г. Уфа).
18. Ереванское АООТ «Электроприбор» (Армения, г. Ереван).
19. Концерн «Львовприбор» (Украина, г. Львов)
20. НПП «Арджин» (Армения, г. Ванадзор)
21. АО «Саранский приборостроительный завод» (г. Саранск)
22. Московской АО «Тизприбор» (г. Москва).
23. Завод «Манометр» (г. Москва).
24. АО «Орлэкс» (г. Орел).
25. ЦК «Альтернатива» (г. Шатки Нижегородской обл.).
26. Томский манометровый завод (г. Томск)
27. Голыньковский завод специзделий (г. Голыньковск Новгородской обл.).
28. ЗАО «Манометр-Сервис» (г. Москва).
29. ПО «Промприбор» (Украина, г. Ивано-Франковск).
30. НИИА (г. Москва).
31. АО «Усть-Каменогорский завод пневмоавтоматики» (г. Усть-Каменогорск).
32. НИИФИ (г. Пенза)
33. МИЭТ (г. Зеленоград).
34. СП «МИДА» (г. Ульяновск)
35. ОАО «Арзамасский приборостроительный завод» (г. Арзамас Нижегородской обл.).
36. АООТ «Промприбор» (г. Ливны).
37. НИЦ «Автоматика» (г. Москва).
38. АООТ «Теплоприбор» (г. Рязань)
39. АО «Завод Старорусприбор» (г. Старая Русса Новгородской обл.).
40. АОЗТ «Альбатрос» (г. Москва).
41. ООО НПФ «ДИНФО» (г. Москва)
42. НПФ «Логика» (г. С-Петербург).
43. АООТ «Сигнал» (г. Энгельс).
44. ЗАО «Взлет» (г. С-Петербург)
45. З-д «Водоприбор» (г. Москва)
46. ЗАО «Тепловодомер» (г. Мытищи Московской обл.)
47. Фирма «Ценнер-Водоприбор ЛТД» (г. Москва)
48. Завод «Молния» (г. Москва)
49. Завод измерительных приборов «ASWEGA» (Эстония, г. Таллинн).
50. Завод «Ленводоприбор» (г. С-Петербург)
51. АО «Центрприбор» (г. Москва)
52. НПО «Промприбор» (г. Калуга)
53. АОО «Саяны» (г. Москва)
54. НПЦ «ТIS» (Молдавия, г. Кишинев)
55. НПП «Флоу-Спектр» (г. Обнинск Калужской обл.)
56. ООО «ТЭСС» (г. Москва)
57. АО «Химлаборприбор» (г. Клинь Московской обл.).

58. Вырусский завод газоанализаторов (Эстония, г. Выру)
59. Смоленское ПО «Аналитприбор» (г. Смоленск).
60. Харьковское ОКБА «Химавтоматика» (Украина, г. Харьков).
61. Фирма «Циркон» (г. Москва).
62. ЗАО «ЭИАП» (г. Москва).
63. ЗАО «ЭКОН» (г. Обнинск Калужской обл.).
64. МГП «ТАНТЭК» (г. Москва).
65. НПП «Техноприбор» (г. Москва).
66. Завод «Ужгородприбор» (Украина, г. Ужгород).
67. ЗАО «ЭКОМОН» (г. Москва).
68. Завод «Хроматограф» (г. Москва).
69. Завод «Севкавэлектроприбор» (г. Нальчик)
70. АООТ «Цвет» (г. Дзержинск Нижегородской обл.).
71. Тбилисский завод аналитических приборов (Грузия, г. Тбилиси)
72. Горийское АО «Дила» (Грузия).
73. Гюмрийский завод аналитических приборов (Армения).
74. НПО «Измерительная техника» (г. Москва).
75. Гомельское АО «Измеритель» (Белоруссия, г. Гомель).
76. МП «Кварц» (г. С-Петербург).
77. МП «Аверс» (г. С-Петербург).
78. Винницкое НПО «Автоматика» (Украина, г. Винница).
79. ВТИ им. Дзержинского (г. Москва).

# МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

## 6.1. КЛАССИФИКАЦИЯ МЕТОДОВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

*Натурные* исследования проводятся на действующем объекте с целью изучить влияние на его характеристики или отдельные части всей совокупности протекающих в нем и в окружающей среде процессов. *Модельные* исследования проводятся на специально создаваемых стендах — экспериментальных установках (ЭУ) с целью детально изучить отдельные процессы, протекающие в реальных объектах. В особо ответственных случаях (например, при изучении надежности ядерных энергетических реакторов) создаются крупномасштабные ЭУ, максимально приближенные к натурным объектам. *Опытный участок* (ОУ), или ячейка, — основная часть ЭУ, в которой реализуется исследуемый процесс тепло- или массообмена.

Моделирование подразделяется на *физическое* и по *методу аналогий*. По отношению к процессам в натуральных объектах в ОУ осуществляются их моделирование на основе правил подобия:

1) процессы в ОУ и в натурном объекте должны иметь одинаковую физическую природу (при физическом моделировании) или же при разной физической природе иметь одинаковое математическое описание (при моделировании по методу аналогий);

2) условия однозначности для процессов в ОУ и в натурном объекте должны быть подобными;

3) безразмерные комплексы, составленные из размерных величин, входящих в описание условий однозначности, должны быть равны или изменяться в одинаковых пределах.

*Модельная жидкость* (МЖ), заменяющая рабочую среду натурального объекта, подбирается из соображений удобства при соблюдении правил моделирования. При этом учитываются доступность, неопасность, хорошая изученность теплофизических свойств. Во многих случаях в качестве МЖ используется вода. Если для изучаемого процесса характерна существенная зависимость от индивидуальных особенностей рабочей жидкости в сочетании со свойствами поверхности обтекаемого тела (например, при кипении), то при проведении таких исследований используют рабочую жидкость и материал поверхности натурального объекта.

Метод аналогий применяют в тех случаях, когда удается подобрать процесс иной физической природы, существенно легче осуществляемый экспериментально на модели, чем натуральный. Так, для экспериментального решения на электрических моделях двумерных задач теплопроводности широко использовалась электротепловая аналогия [26], а для решения задач гидродинамики — электрогидродинамическая аналогия [27]. Для изучения конвективного теплообмена в условиях постоянных физических свойств жидкости применялась аналогия между процессами конвективного теплообмена и массообмена [16]. Однако метод аналогий позволяет, как правило, получить лишь приближенные сведения о процессе, происходящем в натуральных условиях. Решение перечисленных задач осуществляется в настоящее время в строгой математической постановке методами математического моделирования.

## 6.2. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ, ДАВЛЕНИЯ, СКОРОСТИ, ПЛОТНОСТИ И КОНЦЕНТРАЦИИ

### 6.2.1. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПОТОКАХ ЖИДКОСТИ И ГАЗА

Измерение полей температуры производится в основном подвижными зондами, на конце которых располагаются датчики температуры: термоэлектрические преобразователи, термопреобразователи. Чувствительный элемент датчика (спай термопары, нить или пленка термопреобразователя сопротивления) находится в контакте с исследуемой жидкостью.

*Форма и размер* чувствительного элемента определяются особенностями исследуемого поля температуры. Конструкции типичных датчиков температуры показаны на рис. 6.1. Размер чувствительного элемента датчика  $\delta l$  связан с градиентом температуры в исследуемой области течения соотношением

$$\delta l \leq \{\delta T / (\text{grad } T)\}, \quad (6.1)$$

где  $\delta T$  — допустимая погрешность измерения температуры.

Зонды вводят в поток либо через стенку рабочей камеры, в которой расположено обтекаемое те-

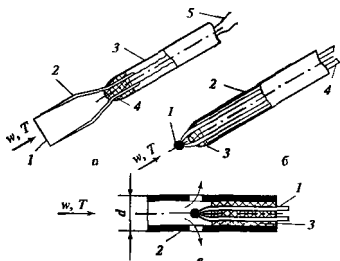


Рис. 6.1. Зонды для измерения полей температуры в потоке жидкости

*а* — с термометром сопротивления (1 — нить, 2 — вилка, 3 — трубка; 4 — эпоксидная смола; 5 — про вода), *б* — с термопарой (1 — спай, 2 — трубка; 3 — эпоксидная смола; 4 — провода); *в* — с экранированным спаем (1 — термоэлектрический преобразователь, 2 — трубка с вентиляционными отверстиями; 3 — изоляция)

ло, либо через стенку трубы или ее выходной торец (рис. 6.2) Место ввода герметизируют уплотнениями сальникового типа или с помощью силфонов. Перемещение зонда и определение положения в потоке его чувствительного элемента осуществляют с помощью координатного устройства, снабженного микрометрическим винтом или стандартными механическими индикаторами [8, 36] Допустимая погрешность определения координаты расположения чувствительного элемента  $\delta u$  связана с допустимой погрешностью измерения температуры  $\delta T$  соотношением (6.1), в котором вместо величины  $\delta l$  подставляется величина  $\delta u$ .

По сигналу от чувствительного элемента (например, термоЭДС от спая термоэлектрического преобразователя) определяют собственную температуру элемента  $T_{изм}$ , которая в общем случае не равна температуре исследуемой среды  $T$  в месте

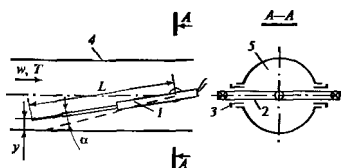


Рис. 6.2. Подвижный зонд для измерения поля температуры или скорости

1 — тело зонда; 2 — поворотный вал; 3 — система уплотнения; 4 — трубка; 5 — камера зонда

расположения чувствительного элемента. Для термоэлектрического преобразователя, находящегося в цилиндрическом капилляре, введенном в поток, и измеряющего температуру его свободного конца, значение  $\delta T = T - T_{изм}$  вследствие отвода теплоты по капилляру длиной  $l$  может быть оценено как  $\delta T = (T - T_0) / [ch(m/l)]$ , а вследствие теплообмена излучением между измерителем температуры и стенками трубы (без учета отвода теплоты по капилляру) — как  $\delta T = (\epsilon C_0 / \alpha) [(T_{изм} / 100)^4 - (T_c / 100)^4]$  Здесь  $T_0$  — температура закрепленного конца капилляра;  $m = \sqrt{\alpha / (\lambda \delta)}$ ,  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи между жидкостью (газом) и капилляром,  $\lambda$  — теплопроводность стенок капилляра толщиной  $\delta$ ;  $\epsilon$  — приведенный коэффициент теплового излучения (см. п. 3.14.1);  $C_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}^4)$ ,  $T_c$  — температура стенки трубы

Требуемая точность измерения температуры обеспечивается созданием условий, при которых разность  $\delta T$  снижается до допустимых значений Применяют провода малого диаметра с низкой теплопроводностью, конструктивные элементы зонда располагают в изотермических плоскостях. Влияние теплового излучения снижают путем уменьшения размеров чувствительного элемента, покрытия его материалами с низкой излучательной способностью, применения экранирования В скоростных газовых потоках (при числах Маха  $M > 0,3$ ) температура датчика  $T_r$  выше термодинамической температуры  $T$  в месте его расположения:  $T_r = T + rw^2 / (2c_p)$ , где  $r$  — коэффициент восстановления температуры;  $w$  и  $c_p$  — скорость и удельная теплоемкость набегающего газового потока.

Для измерения полей температуры в топочных камерах паровых котлов применяют отсасывающие термоэлектрические преобразователи, которые располагают в охлаждаемых трубах (штангах), вводимых в топку через смотровые лючки Через внутреннюю трубу, в которой находится термоэлектрический преобразователь, производится отсос газа с целью улучшить теплообмен между ним и спаем термопары [56]. Оптическими пирометрами (см. п. 5.2.5) измеряется средняя по ходу светового луча температура газовой среды [24]. Наблюдения ведутся через смотровые окна с использованием световодов (см. п. 6.2.6)

### 6.2.2. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Наиболее распространены измерения с помощью термоэлектрических преобразователей благодаря удобству их монтажа и возможности измерения распределения температуры по поверхности тела и внутри него [24, 44] Термопреобразователи сопротивления в обычных температурных



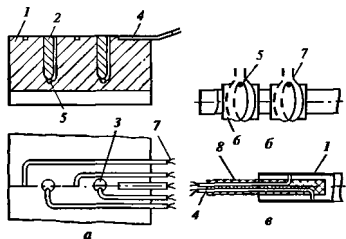


Рис. 6.3. Способы заделки термоэлектрических преобразователей для измерения температуры в твердом теле

*a* — заделка термопреобразователя в толстостенной трубе; *б* — заделка термопреобразователя при обогреве трубы переменным током; *в* — измерение температуры на внутренней поверхности трубы, 1 — труба, 2 — металлические пробки; 3 — каналки; 4 — капилляры с термопреобразователями; 5 — спай; 6 — слой слюды, изолирующий трубу от проводов термопары; 7 — провода, 8 — керамический стержень

областях применяют для измерения средней температуры тела или его поверхности. В экспериментах с жидким гелием применяют миниатюрные германиевые термопреобразователи сопротивления для определения местной по длине трубки температуры с гонки.

В телах без внутренних источников теплоты спай термоэлектрических преобразователей и их провода размещают в пазах или сверлениях. Спаи термопреобразователей приваривают, припаивают или зачеканивают, а пазы заполняют материалом с теплопроводностью, близкой к теплопроводности тела (рис. 6.3, *a*). При измерении температуры трубок или лент, обогреваемых пропускаемым через них электрическим током (т.е. тел с внутренними источниками теплоты), способ крепления спаев термоэлектрических преобразователей различен при переменном и постоянном токе.

При обогреве переменным током спай термопреобразователя может находиться в электрическом контакте с телом. При изучении теплообмена внутри трубки спаи термопреобразователей приваривают к ее наружной поверхности (рис. 6.3, *б*). Если исследуется теплообмен на наружной поверхности трубок малого диаметра, когда приварка спаев к внутренней поверхности затруднена, внутрь трубки вводят зонд из теплоизоляционного материала с термопреобразователями, спаи которых плотно прижимают к внутренней поверхности трубки (рис. 6.3, *в*).

При обогреве постоянным током спай термопреобразователя прижимается к поверхности через тонкий слой изоляции, обычно слюды. Равенство

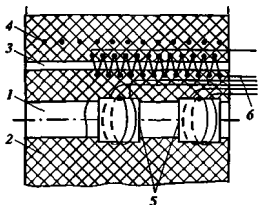


Рис. 6.4. Измерение температуры стенки трубы, обогреваемой постоянным электрическим током 1 — труба, 2 — теплоизоляция; 3 — термомер, 4 — охранный нагреватель, 5 — слой слюды; 6 — провода термопар

температуры спаю температуре поверхности трубки достигается при отсутствии потерь теплоты через слой изоляции. Для этого трубка окружается теплоизоляцией с размещенным в ней охранным нагревателем и термомером (рис. 6.4).

В области гелиевых температур (4—10 К) для измерения температуры жидкости используют германиевые преобразователи сопротивления, а для измерения температуры стенки обогреваемой трубки — термоэлектрические преобразователи золота (+ 0,07 % железа) — медь. Необогреваемый входной конец трубки вплавляют в цилиндрический медный блок с набором сверлений, параллельных оси трубки. В одно из сверлений на вакуумной замазке вставляют термопреобразователь сопротивления, а в другие — «холодные» спаи термоэлектрических преобразователей. По показаниям термометра сопротивления определяют температуру жидкости на входе в трубку и равную ей температуру «холодных» спаев термоэлектрических преобразователей. «Горячие» спаи приклеивают к трубке на ее обогреваемом участке через папиросную бумагу. Температуру стенки трубки в местах расположения «горячих» спаев определяют по показаниям термоэлектрических преобразователей с учетом температуры их «холодных» спаев [17]. Температуру стенки обогреваемой трубки можно измерять непосредственно с помощью термопреобразователей сопротивления, размещаемых на вакуумной замазке в медных державках, прижимаемых через слой лавсана к трубке [4].

Основными источниками погрешностей при измерении температуры являются нарушения однородности материала тела вследствие введения в него термоэлектрического преобразователя, а также отвод (или подвод) теплоты по его проводам. Характер искажения температурного поля при выполнении пазов для размещения датчика температуры показан на рис. 6.5. Определить точно место касания спаю термоэлектрического преобразователя по-

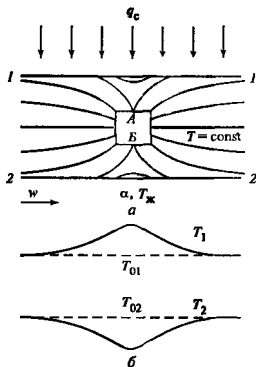


Рис. 6.5. Искажение поля температуры в теле с пазом

*a* — изотермы; *b* — температура на поверхностях 1—1 и 2—2

верхности паза практически невозможно, вследствие чего возникает неопределенность в измерении температуры в интервале  $\delta T = T_A - T_B$

**Отвод теплоты** по проводам термоэлектрического преобразователя приводит к различию между температурой тела в месте заделки спаев термопары  $T_d$  и температурой  $T_0$ , не искаженной его присутствием. Приводимые ниже формулы для оценки разности  $\delta T = T_0 - T_d$  получены в предположении об идеальном тепловом контакте между спаем и телом. Для термопреобразователя, спай которого находится на поверхности массивного тела, омываемого потоком жидкости, а провода отводятся от поверхности через жидкость, значение  $\delta T$  можно оценить по формуле [57]

$$\delta T = \frac{\eta - \omega}{1 + \eta} (T_0 - T_{ж}), \quad (6.2)$$

где  $\eta = \Lambda / \Lambda_0$ , здесь  $\Lambda = (\pi R_1 \sqrt{2\alpha_1 \lambda_1 R_1} + \pi R_2 \sqrt{2\alpha_2 \lambda_2 R_2})_d$  — проводимость термоэлектрического преобразователя из двух проводов радиусом  $R_1$  и  $R_2$ ,  $\Lambda_0 = (3/8)\pi^2 \lambda_0 R_c$ ;  $\omega = \pi R_c^2 \alpha_0 / \lambda_0$ ,  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_0$  и  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_0$  — коэффициенты теплоотдачи и теплопроводности 1-го и 2-го проводов термопар и тела;  $T_{ж}$  — температура жидкости,  $R_c$  — радиус спаев. Индексом «д» обозначены величины для термопреобразователя (датчика), индексом «0» — для тела.

Для пластины толщиной  $\delta$ , омываемой со стороны расположения проводов термоэлектрического

преобразователя жидкостью с температурой  $T_{ж1}$ , а с другой — с температурой  $T_{ж2} < T_{ж1}$ , величины  $\delta T = T_d - T_0$  может быть оценена по формуле [52]

$$\delta T = \frac{\Lambda_1(T_{ж1} - T_0) - \Lambda_2(T_0 - T_{ж2})}{(\Lambda_1 + \Lambda_2) + 2\pi\lambda_0\epsilon\delta R_c K_1(\epsilon R_c) / (K_0(\epsilon R_c))}, \quad (6.3)$$

где  $\Lambda_1 = \Lambda$  по (6.2);  $\Lambda_2 = \pi R_c^2 \alpha_{02}$ ;  $\epsilon = \sqrt{(\alpha_{01} + \alpha_{02}) / (\lambda_0 \delta)}$ ;  $\alpha_{01}$  и  $\alpha_{02}$  — коэффициенты теплоотдачи на поверхностях пластины;  $K_0$  и  $K_1$  — модифицированные функции Бесселя 2-го рода нулевого и первого порядка

Если спай термоэлектрического преобразователя имеет плохой тепловой контакт с телом, температура спаев будет приближаться к температуре жидкости. Для обеспечения надежного контакта спаев термопреобразователя приваривают (обычно путем разряда конденсатора) или зачеканивают. При закладке в пазы электроизолированные провода термопреобразователей помещают в металлические капилляры. При размещении электроизолированных проводов без капилляров пазы изолируют путем напыления материалом, из которого выполнено тело, или цементуют. Следует избегать вывода проводов термопреобразователей через рабочую жидкость. При необходимости такого вывода провода должны быть хорошо теплоизолированы. В натуральных экспериментах (например, при измерении температуры стенки парогенерирующих труб) при выводе проводов через высокотемпературную агрессивную среду их помещают в защитные охлаждаемые кожухи [18].

Измеряемая с помощью термоэлектрического преобразователя температура относится к месту расположения геометрического центра спаев. Температуру на поверхности теплообмена определяют путем пересчета по формулам теплопроводности (см. § 3.3).

При измерении нестационарных температур необходимо учитывать тепловую инерцию проводов термопреобразователя. Это влияние может быть существенным при толщинах стенок труб, соизмеримых с диаметром проводов. Отклонения измеряемых значений температуры от значений, не искаженных присутствием термопреобразователя, можно оценить по формулам, приведенным в [57].

Правильность измеряемых значений температуры поверхности теплообмена проверяется в *лабораторных* опытах. Влияние теплоотвода по проводам термопреобразователя исследуется в адиабатных условиях путем сопоставления его показаний с показаниями датчиков, измеряющих температуру на входе в трубу или температуру набегающего потока при внешнем обтекании тел. Влияние искажения однородности тела при закладке в него термо-

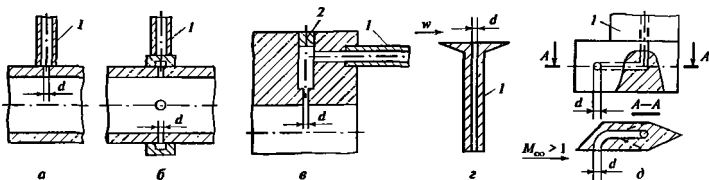


Рис. 6.6. Отборы статического давления с импульсными трубками

*a* — трубка приварена к тонкостенной трубе, *b* — то же к кольцевой камере; *c* — то же к толстостенной трубе; *z* — шайбовидный присосник давления; *d* — клиновидный присосник давления, *1* — трубка, *2* — заглушка

электрических преобразователей проверяют в опытах с теплообменом при хорошо изученных условиях, для которых значения коэффициентов теплоотдачи можно надежно определить расчетным путем. Температура поверхности теплообмена (стенки)  $T_c$ , определенная по показаниям термоэлектрических преобразователей, сравнивается с температурой, рассчитанной по формуле  $T_c = T_{ж} + q_c / \alpha$ , где  $T_{ж}$  — среднemasсовая температура жидкости,  $q_c$  — плотность теплового потока;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, относящийся к месту измерения температуры стенки. Совпадение значений температуры свидетельствует об удачной закладке термоэлектрического преобразователя. При отклонениях выше допустимых такие термопреобразователи исключают из измерений (при наличии других, достоверных) или их закладку осуществляют заново.

Обособности измерения температуры оболочек твэлов ядерных энергетических реакторов и температуры топлива внутри твэлов рассмотрены в [25].

*Термондикаторные покрытия* применяют для получения картины распределения температуры по всей поверхности тела. В качестве индикаторов используют различные вещества, наносимые на поверхность тела, которые при определенной (критической) температуре резко меняют оптические свойства поверхности: цвет — при использовании термондикаторных красок, прозрачность поверхностного слоя — при использовании жидких кристаллов. Значения критических температур приведены в [56]. Во время опытов ведется видеосъемка, изображения обрабатываются с применением компьютера.

### 6.2.3. ЗОНДОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ В ПОТОКАХ ЖИДКОСТИ И ГАЗА

Для измерения полей *статического* давления  $p$  используют продольно обтекаемые трубки, клинья или шайбы с отборами давления (отверстиями) на боковой поверхности, параллельной линиям тока набегающего потока. В потоках с однородным полем давления отборы выполняются в стенках труб

или рабочих камер. Ось отверстия должна быть перпендикулярна их поверхности (рис. 6.6). Радиусы отверстий должны быть не более 0,1 радиусов кривизны поверхности тела в данной точке во избежание образования вторичных течений в области приемного отверстия, но не менее 0,2 мм.

Минимальные размеры отверстий ограничены ростом гидравлического сопротивления отборов, через которые к измерительному прибору перетекает часть рабочей жидкости. Это ограничение следует особо учитывать при измерениях в нестационарных условиях.

*Полное давление*  $p_0$  (давление торможения) измеряется с помощью передвижных зондов с присосным отверстием, расположенным навстречу потоку. Обычно используют продольно обтекаемые трубки (трубки Пито) круглого или эллиптического поперечного сечения (рис. 6.7). Систематические погрешности, возникающие при измерении полного давления трубками Пито, обусловлены в основном влиянием вязкости, поперечного градиента скорости, близостью стенки, конечностью геометрических размеров зонда, углом атаки и степенью турбулентности набегающего потока.

Действие вязкости приводит к увеличению давления торможения по сравнению со значением,

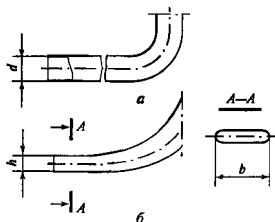


Рис. 6.7. Трубки для измерения полного давления: *a* — круглая трубка, *b* — трубка эллиптического поперечного сечения

рассчитанным по уравнению Бернулли, и коэффициент давления  $c = (p_0 - p) / (\rho w^2 / 2)$  становится больше единицы. Согласно [38], для круглых трубок Пито коэффициент давления связан с числом Рейнольдса соотношением

$$c = \text{Re}(1,07\text{Re} - 3,7)^{-1}. \quad (6.4)$$

Здесь  $\text{Re} = wD/2\nu$  — число Рейнольдса, определяемое по скорости набегающего потока  $w$  и наружному диаметру трубки  $D$ ,  $\rho$  и  $\nu$  — плотность и кинематическая вязкость жидкости. Выражение (6.4) получено для  $d/D = 0,6$  в диапазоне  $7 \leq \text{Re} \leq 35$  ( $d$  — внутренний диаметр трубки). Влияние сил вязкости на показания эллиптических трубок Пито заметно ниже, чем предсказывает расчет по (6.4).

С целью уменьшить эффект загромождения потока элементами конструкции зонда приемное отверстие трубки Пито выносят вверх по течению по отношению к корпусу зонда. Систематические погрешности, обусловленные конечными размерами трубки и ее близостью к стенке, могут быть оценены согласно рекомендациям [38]. При углах атаки набегающего потока, меньших  $\pm 5^\circ$ , показания трубок Пито не зависят от формы приемного отверстия. При возрастании  $d/D$  трубка Пито становится менее чувствительной к углу атаки. При очень тонкой стенке трубки изменение угла атаки в пределах  $\pm 16^\circ$  не оказывает влияния на результаты измерения полного давления. Влияние степени турбулентности потока на результаты измерения скорости с помощью трубок Пито рассмотрено в [50].

Форма и размер приемного отверстия трубки определяются особенностями исследуемого поля давления  $p_0$ . При измерении в пограничном слое на поверхности обтекаемого тела с большими градиентами скорости размер трубки  $\delta l$  в направлении изменения скорости должен удовлетворять соотношению

$$\delta l \leq |\delta p_0 / \text{grad } p_0|, \quad (6.5)$$

где  $\delta p_0$  — допустимая погрешность измерения  $p_0$ , принимаемая равной изменению  $p_0$  на расстоянии  $\delta l$ . В плоских пограничных слоях необходимые малые значения  $\delta l$  без возрастания гидравлического сопротивления отбора давления достигаются суживанием приемного отверстия. Для повышения точности измерений трубки предварительно градуируют [8, 30].

Измеренное значение полного давления относят обычно к координате расположения геометрического центра приемного отверстия. В потоках с большими градиентами скорости измеренное значение давления относят к координате «эффективного центра», смещенного от геометрического в сторону большей скорости на расстояние  $\delta$  (рис. 6.8). Для несжимаемой жидкости значение  $\delta$  определяется из соотношения  $\delta/D = 0,03$ .

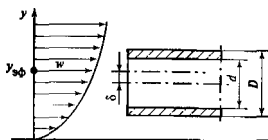


Рис. 6.8. Смещение координаты «эффективного центра»  $y_{эф}$  при измерении полного давления в пограничном слое

Особенности измерения давления в потоках пара рассмотрены в [12], в разреженных газах — в [53].

### 6.2.4. ЗОНДОВЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ

Определение скорости по показаниям трубок полного и статического давления. В потоках несжимаемой жидкости (число Маха  $M < 0,3$ ) скорость  $w$  определяют по измеряемой разности  $p_0 - p$  (обычно с помощью дифференциальных манометров)

$$w = \sqrt{2\xi(p_0 - p) / \rho}, \quad (6.6)$$

где  $\xi$  — поправочный коэффициент, определяемый в градуировочных опытах. Для градуировки трубку помещают в поток с известным распределением скорости.

В потоках сжимаемого газа ( $M > 0,3$ ) измеряют отдельно давления  $p_0$  и  $p$  и по ним с использованием газодинамических соотношений рассчитывают числа  $M$ , по которым определяют значения скорости  $w$ . Для идеальных газов при  $M < 1$  используют соотношение

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (6.7)$$

где  $\kappa$  — показатель адиабаты.

В сверхзвуковых газовых потоках ( $M > 1$ ) перед трубкой образуется отходящая ударная волна, фронт которой перед приемным отверстием можно рассматривать как прямой скачок уплотнения (см. п. I 11.4). Для определения чисел  $M$  используется соотношение

$$\frac{p_0'}{p} = \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} M^{\frac{2\kappa}{\kappa - 1}} / \left(\kappa M^2 - \frac{\kappa - 1}{2}\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}, \quad (6.8)$$

где  $p_0'$  — измеряемое трубкой полное давление за скачком уплотнения,  $p$  — статическое давление.

По известным значениям чисел  $M$  и абсолютной температуре  $T$  в исследуемой точке потока скорость рассчитывается по формуле

$$w = M \sqrt{\kappa RT}, \quad (6.9)$$

где  $R$  — газовая постоянная.

Для определения температуры  $T$  трубки полного давления часто комбинируют с термоэлектрическими преобразователями (или термопреобразователями сопротивления), располагая их на одной державке зонда

**Измерение скорости с помощью термоанемометров.** Метод основан на зависимости теплообмена нагретого тела от скорости набегающего потока. Наиболее распространенными термоанемометрами с нагретой нитью (рис. 6.9) Нить термоанемометра из вольфрама, платины или платиноиридиевого сплава диаметром  $d$  от сотых долей миллиметра до нескольких микрометров и длиной  $l = 1$  мм крепится на вилке державки зонда и устанавливается перпендикулярно набегающему потоку со скоростью  $w$  и температурой  $T$ . По нити пропускают электрический ток  $I$ , в результате чего ее температура  $T_{II}$  становится выше температуры  $T$ . Выделяемая теплота передается в основном путем конвекции набегающему потоку и частично рассеивается путем излучения и теплопроводности по конструктивным элементам. В стационарных условиях температура нити связана с током  $I$  и падением напряжения на ее концах  $U$  соотношением

$$I^2 R_{II}(T_{II}) = IU = \alpha \pi d l (T_{II} - T) + Q_{\text{пот}}, \quad (6.10)$$

где  $R_{II}(T_{II})$  — электрическое сопротивление нити, зависящее от ее температуры  $T_{II}$ ;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи для поперечного обтекания нити, зависящий от скорости  $w$ ;  $Q_{\text{пот}}$  — тепловые потери.

Выходным сигналом термоанемометра является либо ток  $I$ , либо падение напряжения  $U$  — это зависит от принятой схемы измерения (рис. 6.10). В схеме с  $T_{II} = \text{const}$  устанавливают некоторое значение  $T_{II}$ , которое далее поддерживают неизменным, регулируя значение  $I$ . Скорость потока  $w$  определяют по значению  $I$ , используя градуировочную характеристику (рис. 6.10, а). В схеме с  $I = \text{const}$  выходным

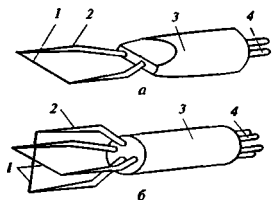


Рис. 6.9. Зонды термоанемометра с нагретой нитью

а — однониточный; б — двухниточный (X-образный); 1 — нить; 2 — вилка; 3 — тело зонда; 4 — провода

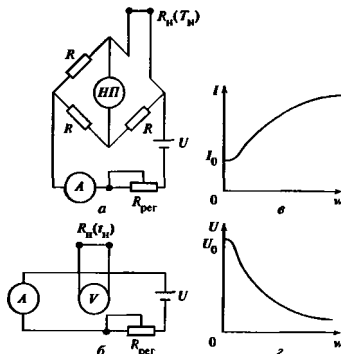


Рис. 6.10. Измерительные схемы и градуировочные характеристики для термоанемометра с нагретой нитью

а — по методу  $T_{II} = \text{const}$ ; б — по методу  $I = \text{const}$ ; а, б — градуировочные характеристики;  $R$  — сопротивление плеч в мостовой схеме;  $R_{\text{пер}}$  — регулируемое сопротивление;  $A$  и  $V$  — измерители тока и напряжения; НП — нуль-прибор;  $U$  — напряжение источника питания

сигналом является значение  $U$ , по которому с использованием градуировочной характеристики (рис. 6.10, б) определяют значения  $w$ .

Схемы для измерения пульсирующих значений скорости в турбулентных потоках значительно сложнее [43]. Более распространены схемы с  $T_{II} = \text{const}$ , позволяющие измерять пульсации скорости высокой частоты и сильно меняющейся амплитуды.

**Градуировочные характеристики** определяют опытным путем для конкретной жидкости (газа) при наборе значений  $T_{II}$  и  $T$  в определенном интервале давлений, размещая нить в потоке с заранее известной скоростью. При измерениях вблизи поверхности теплообмена в градуировочную характеристику вводят поправку на влияние стенки. Она определяется экспериментально при расположении нити на разных расстояниях от стенки в потоках с известным распределением скорости. Для нитей  $d = 3$  мкм влияние стенки сказывается лишь на расстояниях от нее менее 10 мкм.

Результаты измерений скорости вблизи стенки ( $y^+ < 5$ ) зависят от ее материала (здесь  $y^+ = yu^*/\nu$ , где  $y$  — расстояние от стенки;  $u^*$  — скорость трения;  $\nu$  — кинематическая вязкость). Степень влияния стенки на показания термоанемометра с  $T_{II} = \text{const}$  в потоках различных жидкостей вблизи мас-

сивных стенок из разных материалов можно оценить по зависимости, приведенной в [35].

При положении державок зонда под углом к направлению течения обнаруживается влияние градиента скорости, что связано со срывом вихрей с державок В [35] установлено, что правильные показания дает зонд с державками, расположенными вдоль потока. Однако при измерениях в непосредственной близости от стенки часто пользуются зондами с наклонными державками. Результаты специальных измерений показали, что угол наклона державок не влияет на измерения скорости в области  $y^+ > 15$  при использовании тарировочных зависимостей, полученных в однородных потоках при том же положении зонда, при меньших значениях  $y^+$  измерения должны проводиться при угле наклона до  $5^\circ$ , когда возмущения от державок не попадают на нить термоанемометра

Термоанемометр с нагретой нитью используется для измерения как полей осредненных во времени значений скорости, так и мгновенных значений В плоских потоках с известным направлением скорости используется однониточный термоанемометр, в потоках с неизвестным распределением скорости — термоанемометр с двумя крестнакрест расположенными нитями (проволоками), что позволяет определять две составляющие скорости (см рис. 6.9, б). Для измерений в жидкостях и сверхзвуковых потоках применяются термоанемометры с металлической нисенкой и платины или никеля, напесенной на стеклянную подложку клиновидной, конической или цилиндрической формы [8, 43]

При измерениях в газовых потоках температура нити поддерживают на уровне  $T_n \gg T$  для устранения влияния небольших колебаний значений  $T$ . В капельных жидкостях перегрев нити (пленки) относительно жидкости должен быть существенно ниже из-за возможного образования пузырей от растворенных газов или возникновения на нити кипения. Для измерений в водных потоках с использованием проволочек без электрической изоляции необходимы дезаэрация и деионизация воды. Наиболее подходящим материалом для проволочки в этом случае является платина

Наиболее совершенны термоанемометры системы Danes, включающие в себя аппаратуру для регистрации и обработки измеряемых величин

При снижении тока до значений, характерных для термопреобразователей сопротивления, температура нити термоанемометра становится равной температуре окружающей жидкости, и термоанемометр используется для измерений температуры потока.

На результаты измерения температуры с помощью термоанемометра в области с большим градиентом температуры существенное влияние оказыва-

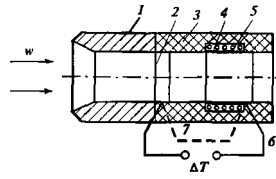


Рис. 6.11. Трубчатый анемометр для использования в запыленном газовом потоке  
1 — обтекатель, 2 — втулка; 3 — изолятор; 4 — нагревательный элемент; 5 — нагреватель; 6 и 7 — горячий и холодный спай термопары

ет толщина державок датчика В [35] отмечено, что зонд не искажает результатов измерения температуры в вязком подслое потока воздуха с  $(d\bar{T}/dy)_{max} = 10^5$  К/м при толщине державок не более 0,3 мм.

В газовых запыленных потоках для измерения скорости используют термоанемометры трубчатого типа (рис. 6.11). Нагревательным элементом является отрезок трубки, вмонтированный в защищающий его от абразивного износа трубчатый обтекатель, через который проходит исследуемый газ-уличный поток. Выходным сигналом, связанным градуировочной характеристикой с измеряемой скоростью, является разность температур нагревательного элемента и газового потока  $\Delta T$  [23]

**Волоконно-оптические преобразователи скорости.** Для измерения двух компонент скорости в газах и капельных жидкостях могут быть применены также двухкомпонентные волоконно-оптические преобразователи скорости (ДВОИПС) [14]. Для оптически прозрачных сред используется ДВОИПС, изображенный на рис. 6.12. Упругий чувствительный элемент является продолжением стеклянного подводящего световода, связанного с источником света (лампой накаливания или светозлучающим диодом), двух приемных световодов, соединенных по образующей и расположенных так, что их торцы находятся перед торцом чувствительного элемента. Приемные светозлучающие диоды связаны с фотоприемниками. При помещении преобразователя в поток жидкости чувствительный элемент изгибается под действием силы лобового сопротивления, что приводит к перераспределению света между приемными световодами. Измеряя световые потоки с помощью фотоприемников, можно определить модуль и направление вектора скорости. ДВОИПС имеет некоторые преимущества по сравнению с термоанемометром. Объем, в котором производится осреднение измеренной скорости, на несколько порядков меньше, чем у термоанемометра со скрещенными нитями, и

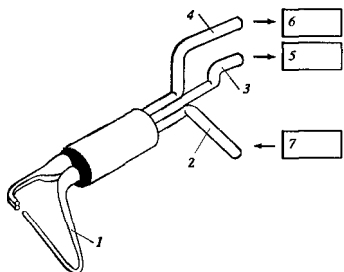


Рис. 6.12. Двухкомпонентный волоконно-оптический преобразователь скорости прозрачной жидкости

1 — чувствительный элемент; 2 — подводящие световоды; 3, 4 — приемные световоды; 5, 6 — фотоприемники; 7 — источник света

примерно на порядок меньше, чем у лазерных доплеровских анемометров. На точность измерения скорости не влияют свободная конвекция, свойства среды и наличие державок. Одно из главных достоинств ДВОИПС — возможность измерения двух компонент скорости в непосредственной близости от стенки (на расстояниях около 10 мкм). Существенным ограничением области применения конструкции ДВОИПС, изображенной на рис. 6.12, является требование оптической прозрачности среды. Конструкция ДВОИПС для оптически непрозрачных сред представлена в [14, 31]

## 6.2.5. БЕСКОНТАКТНЫЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ СКОРОСТИ

**Анемометрия изображения меток.** Наблюдения ведутся за перемещением меток, в отношении которых предполагается, что их скорость совпадает со скоростью несущей их жидкости. В качестве меток обычно используют взвешенные частицы, содержащиеся в потоке или вводимые в него специально. В газовые потоки вводят дым, а в водные — порошок из алюминиевой пудры, мелкие полистироловые шарики и т.п. Регистрацию изображения меток в поле течения осуществляют путем видеосъемки их изображения при освещении потока двумя последовательными лазерными импульсами (рис. 6.13) [40]. Далее используют цифровую обработку картин изображения (треков), с помощью которой определяют значение и направление скорости. Скорость частиц  $w$  находят по их смещению  $\Delta l$  при известном интервале  $\Delta t$  между импульсами  $w = \Delta l / \Delta t$ .

**Лазерная доплеровская анемометрия.** Метод измерения скорости основан на эффекте Доплера и состоит в зондировании потока пересекающимися лазерными лучами, регистрации рассеянного на движущихся в потоке метках лазерного излучения и измерения разности частот рассеянных волн. В схеме, изображенной на рис. 6.14, использованы два луча, которые сфокусированы в исследуемую область потока, где при этом образуется интерференционная картина, просцируемая на поверхность детектора. Доплеровская частота сигнала  $f_d$ , обусловленного пересечением метками интерференци-

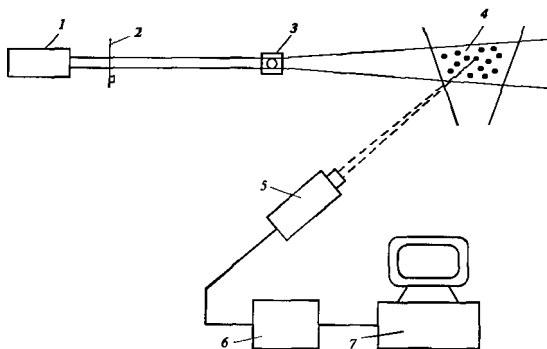


Рис. 6.13. Схема для измерения полей скорости по изображению меток

1 — лазер; 2 — модулятор; 3 — оптическая система; 4 — поток; 5 — видеокамера; 6 — интерфейс; 7 — компьютер

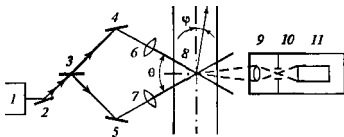


Рис. 6.14. Схема измерения скорости лазерным анемометром с помощью рассеяния на интерференционной картине

1 — лазер; 2 — поворотное зеркало, 3 — полупрозрачная пластинка; 4, 5 — зеркала, 6, 7 — линзы, 8 — исследуемая область, 9 — объектив, 10 — диафрагма; 11 — фотодетектор

онных полос, пропорциональна скорости потока  $w$  и определяется по формуле

$$f_{дл} = \frac{2w \cos \varphi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (6.11)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения источника света;  $\theta$  — угол между лучами;  $\varphi$  — угол между направлением скорости и перпендикуляром к биссектрисе угла в плоскости пересекающихся лучей

Доплеровская частота не зависит от показателя преломления исследуемой жидкости и материала боковых стенок канала (при постоянной их толщине). Имеются схемы для измерения трех компонентов вектора скорости. Основным достоинством лазерных доплеровских анемометров является возможность проводить локальные измерения скорости без возмущения потока. Однако измерения в однофазных неизоэнтальпических потоках, а также в двухфазных потоках связаны с определенными трудностями. Для измерения полей скорости применяются оптико-механические сканирующие системы. Их недостаток — небольшая скорость сканирования, которая не позволяет проводить измерения полей скорости нестационарных потоков. Примеры схем для исследований пограничного слоя, турбулентности двухфазных потоков рассмотрены в [39]. Метод применялся для скоростей от  $10^{-2}$  км/с до 1,5 км/с [40]. Погрешность измерения скорости составляет от 0,2 до 3%.

### 6.2.6. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ ПЛОТНОСТИ В ПОТОКАХ ЖИДКОСТИ И ГАЗА И СТРУКТУРЫ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ

**Оптические методы.** Эти методы основаны на зависимости между плотностью исследуемой среды  $\rho$  и абсолютным показателем преломления  $n = c_{\text{лик}} / c$  ( $c_{\text{лик}}$  — скорость света в вакууме,  $c$  —

в исследуемой среде). При  $n \approx 1$  справедливо приближенное соотношение Гладстона—ДеЙла

$$\frac{n-1}{\rho} = \frac{n_0-1}{\rho_0} = K, \quad (6.12)$$

где  $n_0$  и  $\rho_0$  — показатель преломления и плотность при фиксированных, обычно нормальных, условиях. Значения  $K$  различны для разных веществ и зависят от параметров состояния и длины волны света. Их можно рассчитать по (6.12), используя известные значения  $n_0$  и  $\rho_0$ . Значения  $n_0$  при длине световой волны 0,589 мкм для ряда газов при 0 °С и 0,101 МПа следующие:

Гелий . . . . .	1,000035
Водород . . . . .	1,000138
Водяной пар . . . . .	1,000257
Кислород . . . . .	1,000272
Аргон . . . . .	1,000284
Воздух . . . . .	1,000292
Азот . . . . .	1,000297
Диоксид углерода . . . . .	1,000450

**Теневые методы** (или шпирен-методы) основаны на отклонении луча света при прохождении оптически неоднородной среды в сторону большей плотности. В общем случае радиус кривизны светового луча  $R$  связан с градиентом показателя преломления  $n$  соотношением

$$\frac{1}{R} = \frac{|\text{grad } n|}{n} \sin \alpha, \quad (6.13)$$

где  $\alpha$  — угол между направлениями луча и градиента показателя преломления (рис. 6.15). Для плоских пограничных слоев с малыми градиентами плотности используется приближенное соотношение

$$d\epsilon = \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} dx \quad (6.14)$$

Значение угла  $\epsilon_L$  на выходе из оптически неоднородной области толщиной  $L$  определяется интегрированием (6.14) по криволинейному пути хода луча

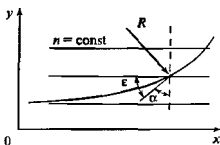


Рис. 6.15. Путь светового луча в плоском потоке с переменным по оси  $y$  показателем преломления  $n$



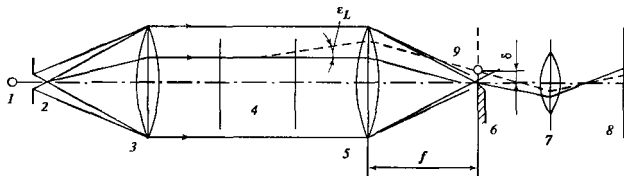


Рис. 6.16. Принципиальная схема теневого прибора

1 — источник света; 2 — диафрагма; 3 — линза; 4 — исследуемая область; 5 — длиннофокусная линза; 6 — оптический нож; 7 — фокусирующая линза; 8 — экран; 9 — след оптической нити

в пределах области. На основе предположения о малом отклонении лучей

$$\epsilon_L = \int_0^L \frac{1}{n} \frac{dn}{dy} dx. \quad (6.15)$$

Зная значения  $\epsilon_L$ , определяемые экспериментально, по (6.15) рассчитывают среднее значение градиента показателя преломления по ходу луча  $dn/dy$ , а затем с использованием (6.12) — среднее значение градиента плотности

$$\left( \frac{\bar{d}\rho}{dy} \right) = \frac{1 + K\rho}{KL} \epsilon_L. \quad (6.16)$$

Простейшая оптическая схема, используемая в теновом методе, показана на рис. 6.16. Обычно используется шелевой источник света, изображение которого формируется в фокальной плоскости линзы 5, где располагаются оптические приспособления, оптический нож, одиночная щель или оптическая решетка, с помощью которых на экране создается то или иное изображение исследуемой оптически неоднородной области.

При размещении *оптической нити* на расстоянии  $\delta$  от оптической оси (на рис. 6.16 точкой показан след от пересечения нити с плоскостью чертежа) перекрывается ход на экран лучам, вышедшим из области под углом  $\epsilon_L = \delta/f$ , где  $f$  — главное фокусное расстояние линзы 5. На экране образуется затемненное изображение области течения с градиентами плотности, соответствующими этому углу  $\epsilon_L$  и значению  $\delta$ . Перемещая нить в другие положения, вызывая область течения с другими градиентами плотности. При размещении вместо одиночной нити *оптической решетки* (набора параллельных нитей) на экране образуется система полос.

*Оптический нож* применяется для получения непрерывного изображения всей области течения. Он устанавливается так, что перекрывает почти все изображение шелевого источника света. Формирование изображения оптически неоднородной области происходит вследствие изменения освещенности

экрана: усиления в местах, откуда отклонившиеся лучи проходят над ножом, и ослабления в местах, из которых отклонившиеся в другую сторону лучи были отсечены ножом и не попали на экран. Этот способ особенно эффективен при изучении сверхзвуковых течений со скачками уплотнений.

*Интерференционные методы* основаны на зависимости оптической разности хода двух сходящихся лучей от показателей преломления пройденных ими областей. Для когерентных лучей, прошедших одинаковые по размерам области  $L$  с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ , оптическая разность хода  $\Delta l = (n_1 - n_2)L$ . На экране образуется интерференционная картина, т.е. изображение чередующихся темных и светлых полос (рис. 6.17, 6.18). Расположение полос связано с распределением плотности в области течения исследуемой жидкости (газа) и зависит от способа настройки оптической схемы. Когерентность лучей наиболее просто обеспечивается расщеплением исходного луча от источника света полупрозрачными зеркалами или оптическими призмами. Для этих же целей в качестве источника света используются лазеры. Оптические системы, основанные на этом принципе действия, называют *интерферометрами*. В газо-

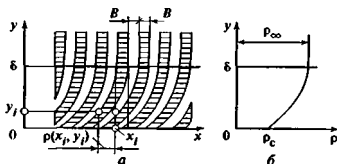


Рис. 6.17. Оптическое изображение при настройке интерферометра на волосы конечной ширины  $B$ .  $a$  — смещение полос  $P(x, y)$  — значение смещения для точки с координатами  $(x, y)$ ,  $b$  — соответствующее картинке  $a$  поле плотности  $\rho$  в пограничном слое толщиной  $\delta$ ;  $\rho_\infty$  и  $\rho_c$  — плотности на границе пограничного слоя и на стенке

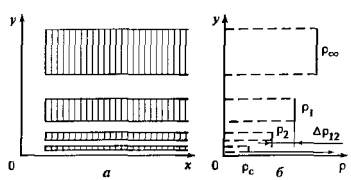


Рис. 6.18. Оптическое изображение при настройке интерферометра на полосы бесконечной ширины *a* — интерференционные полосы; *б* — соответствующее картине *a* поле плотности в пограничном слое

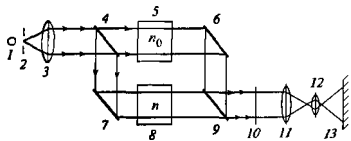


Рис. 6.19. Принципиальная схема интерферометра Маха — Цейлера

1 — источник света, 2 — диафрагма, 3 — линза; 4 — полупрозрачное зеркало, 5 — компенсационная камера; 6, 7 — непрозрачные зеркала, 8 — исследуемая область, 9 — полупрозрачное зеркало; 10 — светофильтр, 11, 12 — фокусирующие линзы, 13 — экран

динамических исследованиях применяют интерферометр Маха—Цейлера, принципиальная схема которого показана на рис. 6.19.

При настройке на полосы *конечной ширины* зеркала поворачиваются на малые углы, и на экране (при отсутствии неоднородности в просвечиваемой области) образуются прямые чередующиеся полосы (темные и светлые) равной ширины с расстоянием между ними  $B = \lambda / \text{tg } \alpha = \lambda / \alpha$  (здесь  $\alpha$  — угол между сходящимися лучами,  $\lambda$  — длина волны излучения источника света). Картины фотографируют и нумеруют полосы. Оптическое изображение области течения с неоднородным полем плотности при этом способе настройки представляет собой чередование изогнутых полос, смещенных относительно своего первоначального положения (см рис. 6.17). По смещению полосы  $P(x, y)$  в точке с координатами  $(x, y)$  определяется средняя по ходу луча плотность исследуемой среды

$$\rho(x, y) = \rho_0 + P(x, y)\lambda / (BKL), \quad (6.17)$$

где  $\rho_0$  — значение плотности при настройке интерферометра,  $K$  — постоянная Гладстона—Дейла по формуле (6.12)

При настройке на полосы *бесконечной ширины* все зеркала устанавливаются под углом 45°; экран при отсутствии оптической неоднородности равномерно освещен. Изображение оптически неоднородной области содержит чередование светлых и темных полос различной ширины (см рис. 6.18). В этом случае каждая полоса выделяет область с постоянной плотностью. Между областями расположения соседних полос (например, затемненных) плотность отличается на

$$\Delta\rho_{12} = \rho_1 - \rho_2 = \lambda / (KL) \quad (6.18)$$

Для областей с резким изменением плотности характерно сужение узких полос, а для областей со слабым изменением плотности характерны широкие полосы. Величина  $\Delta\rho_{12}$  по (6.18) определяет чувствительность метода к изменению плотности. Так, для области размером  $L = 0,5$  м, заполненной воздухом, при  $\lambda = 0,55$  мкм и  $K = 2,4 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/кг значение  $\Delta\rho_{12} = 4,6 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>.

При прохождении лучей около поверхности тела возникает дифракция и на экране на интерференционные полосы накладываются полосы от дифракции. Вследствие этого интерференционные методы применимы тогда, когда толщина пограничного слоя исследуемого потока во много раз больше ширины дифракционной зоны. По оценкам, приведенным в [49], координата первого максимума полосы дифракции равна 0,45 мм.

Техника проведения оптических исследований и методы расшифровки теневых картин в сложных случаях рассмотрены в [5, 49].

По измеренному распределению плотности и известному давлению с использованием уравнения состояния для исследуемой среды можно найти распределение температур. Метод одновременного определения полей температуры и концентрации в воздушном потоке с газовой примесью описан в [41].

*Голографические методы* предназначены для получения объемных изображений. Гипограма представляет собой заснятую на фотопластинку (пленку) картину интерференции между лучами, отраженными от исследуемого объекта или прошедшими через исследуемую область, и когерентным с ними опорным лучом. Когерентность обеспечивается использованием в качестве источника света лазера. При голографировании стационарных объектов используются лазеры непрерывного действия, при голографировании нестационарных объектов — импульсные лазеры. Метод позволяет за  $4 \cdot 10^{-8}$  с зарегистрировать скоростной объект с пространственным разрешением 20 мкм [7].

Для восстановления исследуемого объемного изображения на голограмму направляется световая волна, совпадающая с опорной волной при записи. Восстановленное изображение является точной ко-

пией исследуемого объекта и, в частности, обладает параллаксом и перспективой. Его можно исследовать любыми оптическими методами, с любым увеличением, под разными углами и по слоям. Восстановленное изображение можно наблюдать с увеличением на экране монитора. Методами голографии исследуются пространственная структура двухфазных потоков, скачки уплотнения в сверхзвуковых потоках, процессы горения с быстропротекающими реакциями и т.п. [59]

Голограммы с двойной экспозицией объекта на одну и ту же пленку через некоторый промежуток времени используются для изучения изменений, произошедших с объектом за это время. При восстановлении голограммы образуется интерференционная картина в изображении тех областей, в которых за время между первой и второй экспозициями произошли какие-либо изменения. Можно получить картины, характерные как для настройки интерферометра на полосы бесконечной ширины, так и для настройки на полосы конечной ширины. В последнем случае в изменившихся областях полосы окажутся искривленными.

**Радионотопные методы.** Эти методы основаны на ослаблении интенсивности радиоактивного излучения при прохождении через исследуемую среду, находящуюся в металлическом сосуде (трубе). Для просвечивания тонкостенных сосудов применяются источники бета-излучения —  $^{90}\text{Sr}$ , для толстостенных сосудов — источники гамма-излучения —  $^{60}\text{Co}$ . При больших толщинах стенок сосудов возможно применение источников нейтронного излучения ( $\text{Po}-\text{Be}$  или  $\text{Pu}-\text{Be}$ ) [44].

Источник и приемник излучения (счетчик) находятся по обеим сторонам исследуемого объекта (рис. 6.20). По зарегистрированному излучению рассчитывается средняя по ходу луча плотность исследуемой среды (или истинное объемное паросо-

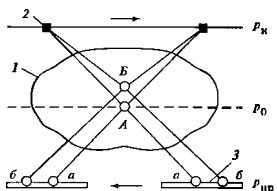


Рис. 6.21. Схема образования томограммы

1 — исследуемый объект; 2 — источник излучения, перемещающийся в плоскости  $P_n$ ; 3 — приемник излучения (фотопленка), перемещающийся в плоскости  $P_{пр}$ . а — четкое изображение точки А, б — размытое изображение точки В

держание  $\varphi$  для двухфазных потоков). Для устранения влияния стенок сосуда проводится предварительная градуировка при заполнении сосуда средой с известной плотностью. Расчет ведется по формулам, включающим результаты градуировочных опытов [37]. Перемещая источник и приемник излучения относительно сосуда, находят распределение плотности в исследуемой среде.

**Томография** — метод формирования изображения участков внутреннего строения объекта в тонком слое его поперечного сечения [28, 47]. Обычная рентгенограмма дает двумерную проекцию исследуемого объекта (тенеграмму). Для получения томограмм источник излучения и приемник (фотопленка) синхронно движутся относительно неподвижного исследуемого объекта в параллельных плоскостях  $P_n$  и  $P_{пр}$  (рис. 6.21), при этом на фотопленке изображение для частей объекта, находящихся в фокальной плоскости  $P_0$ , получается четким, а для других частей — размытым. При равных скоростях перемещения источника и приемника фокальная плоскость  $P_0$  находится посередине между плоскостями  $P_n$  и  $P_{пр}$ . Изменяя с заданным шагом положение плоскостей  $P_n$  и  $P_{пр}$  относительно объекта, получают четкое изображение части объекта в другой плоскости  $P_0$  на фоне размытого изображения остальных частей. Качество томограмм существенно выше качества обычных рентгенограмм. На практике используют схемы с вращательным движением источника и приемника вокруг большой оси объекта. Расщепровка томограмм ведется с использованием компьютерной техники [28].

Изучение структуры двухфазных (парожидкостных и газожидкостных) сред, допускающих применение оптических смотровых окон, проводится методами скоростной *фото- и кино съемки* [42]. При исследовании водных сред, имеющих высокую температуру, возникают осложнения вследствие

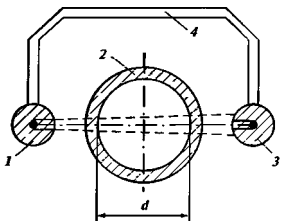


Рис. 6.20. Исследование поля плотности радиоизотопным методом

1 — контейнер с источником излучения; 2 — труба диаметром  $d$  с исследуемым потоком; 3 — контейнер с приемником излучения; 4 — рама

помутнения стекол из-за их растворимости [45]. Без применения смотровых стекол параметры двухфазных объектов (размеры и форму пузырьков, скорость их роста и подъема) изучают путем ультразвукового зондирования. В исследуемую часть объекта вводятся в виде звукопроводов источник и приемник ослабленного средней излучения [3]. Для исследования локальных характеристик применяются оптические зонды со световодами.

Волоконные световоды представляют собой гибкие жгуты из волокон диаметром 5—15 мкм, выполненных из оптически прозрачного материала. Торцы световодов выполняются плоскими и перпендикулярными оси световода. Изображение наблюдаемого объекта фокусируется на одном торце световода и передается на другой его торец. Направление света по оси световода осуществляется в результате полного внутреннего отражения. Световоды применяются для наблюдения труднодоступных объектов и передачи изображения по криволинейному пути. Освещение объекта можно осуществлять через часть волокон световода от внешнего источника [6].

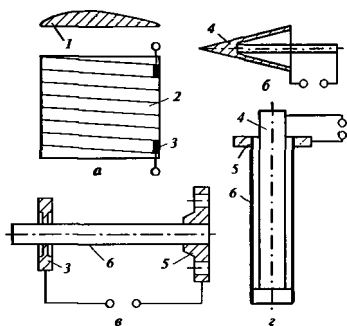


Рис. 6.22. Примеры обогрева тел электрическим током

*a* — крыловый профиль с ленточным нагревателем, *b* — прямой обогрев конуса; *в* — прямой обогрев трубы при теплообмене на внутренней поверхности; *г* — прямой обогрев трубы при теплообмене на наружной поверхности; 1 — модель крыла из теплоизоляционного материала; 2 — лента нагревателя; 3 — электрические шнурки; 4 — токопроводящие стержни; 5 — фланец; 6 — труба

### 6.3. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛООБМЕНА

#### 6.3.1. СОЗДАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

Электрические методы обогрева подразделяются на прямые и косвенные. При *прямых методах* обогрева электрический ток пропускается непосредственно по телу модели (трубы, пластины, ленты; рис. 6.22). Этот метод позволяет получать любые требуемые плотности теплового потока  $q_c$  на поверхности теплообмена (стенке). Наиболее просто реализуется граничное условие  $q_c = \text{const}$ , для чего используют трубки или ленты с постоянной толщиной стенки и малыми температурными коэффициентами электрического сопротивления. Заданный закон распределения  $q_c$  можно реализовать, применив профилирование толщины стенки. Для обогрева используется переменный ток промышленной частоты от трансформаторов низкого напряжения или постоянный от генераторов низкого напряжения.

В опытах по теплообмену в трубах при высоком давлении для уменьшения силы тока применяют разгруженные от давления тонкостенные трубы, помещаемые в охранный кожух (рис. 6.23), или обжимают трубу в толстостенном теплоизоляторе типа асбодемента. Необходим контроль за разностенностью трубы по окружности, поскольку из-за перераспределения токов при разностенности тепловыделение уменьшается в местах с меньшей толщиной и повышается в местах с большей тол-

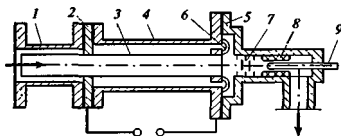


Рис. 6.23. Разгрузка от давления толстостенной трубы при прямом электрическом нагреве

1 — кожух входного участка; 2 — токопровод; 3 — обогреваемая труба; 4 — кожух обогреваемой трубы; 5 — фланец выходной камеры; 6 — гибкие токопроводы; 7 — смеситель; 8 — теплоизоляция; 9 — гильза термопары

щиной. Метод определения разностенности труб рассмотрен в [28].

При *косвенных методах* обогрева применяют электрические нагреватели, изолированные от поверхности обогрева. Для наружного обогрева круглых труб чаще всего применяют проволочные или ленточные нагреватели, плотно наматываемые через слой электроизоляции (обычно из слюды). При этом тепловой поток от нагревателя к поверхности трубы передается теплопроводностью. Изменяя равномерность расположения витков, можно реализовать требуемый закон теплоподвода. Для внутреннего обогрева в трубу вводят нагреватели

из проволоочной спирали или из тонкостенной трубки, отделяемые от нагреваемой трубы слоем электроизоляции. Обеспечить плотный контакт в этом случае затруднительно и тепловой поток от нагревателя к поверхности трубы передается в основном тепловым излучением. Снизить температуру нагревателя можно, заполняя внутреннее пространство трубы гелием.

**Электронный обогрев** — это разновидность косвенного электрического. Вблизи обогреваемой поверхности — анода — создают вакуумную полость, в которую помещают электрический нагреватель — катод. Между анодом и катодом накладывают высокое напряжение (несколько киловольт). Эмитируемые нагретым катодом электроны под влиянием электрического поля приобретают кинетическую энергию, которая при их торможении в тонком поверхностном слое анода (обогреваемой поверхности) преобразуется в тепловой поток. Дополнительно от катода передается тепловое излучение.

Тепловой поток регулируется изменением анодного напряжения и тока накала катода. Средняя по поверхности анода плотность теплового потока без учета потерь на торцах

$$q_c = (U_a I_a + U_n I_n) / F_a, \quad (6.19)$$

где  $U_a$  — анодное напряжение,  $I_a$  — анодный ток,  $U_n$  — напряжение накала катода,  $I_n$  — ток накала катода;  $F_a$  — площадь поверхности анода.

Метод электронного обогрева применялся, в частности, в исследованиях теплообмена при кипении подогретой жидкости в условиях вынужденного течения в каналах с односторонним обогревом [11, 20].

**Жидкостный обогрев и охлаждение.** При этом методе тепловые потоки на поверхности теплообмена создаются с помощью вспомогательной жидкости (ВЖ) (рис. 6.24). Метод применяется при моделировании процесса теплопередачи между двумя рабочими жидкостями, разделенными теплопередающей стенкой, а также при исследовании те-

плоотдачи между стенкой и рабочей жидкостью в тех случаях, когда при обогреве использование электрических методов по каким-либо причинам нежелательно. Это единственный практически реализуемый метод при исследовании теплоотдачи в условиях охлаждения рабочей жидкости.

Особенность жидкостного обогрева и охлаждения состоит в том, что тип граничных условий на поверхности теплообмена и плотность теплового потока  $q_c$  заранее не определены, а формируются в процессе теплопередачи между ВЖ и рабочей жидкостью. На распределение тепловых потоков влияет также схема взаимного движения ВЖ и рабочей жидкости: прямоточная или противоточная. В частном случае обогрева конденсирующимися парами ВЖ или охлаждения кипящей ВЖ можно приближенно реализовать условие  $T_c = \text{const}$ . При противоточной схеме движения можно приближенно реализовать условие  $q_c = \text{const}$ .

**Тепловая труба** — специальное устройство для локального охлаждения (или обогрева) участка поверхности тела, в котором одновременно используется метод жидкостного охлаждения и обогрева. Она имеет герметичный, обычно цилиндрический, корпус (существуют также плоские трубы), на внутренней поверхности которого расположен капиллярно-пористый материал — фитиль, пропитанный ВЖ (теплоносителем). Один конец трубы — обогреваемый, а другой — охлаждаемый. Подводимый к концу трубы извне тепловой поток (например, от участка охлаждаемого с помощью трубы тела) испаряет ВЖ внутри трубы, и ее пары движутся по центральной части трубы к охлаждаемому извне концу, где они конденсируются. Выделяемая теплота фазового перехода может использоваться для обогрева участка тела. Жидкая фаза по фитилю возвращается в зону испарения. Поверхностная плотность теплового потока зависит от размеров обогреваемого и охлаждаемого участков тепловой трубы, поэтому имеется возможность концентрировать тепловой поток на одном из участков. Конструктивные особенности тепловых труб и области их применения рассмотрены в [10, 15, 51].

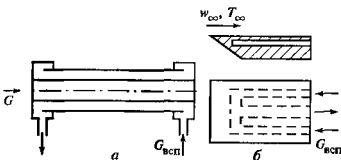


Рис. 6.24. Обогрев (охлаждение) с использованием вспомогательной жидкости

*a* — рабочая жидкость с расходом  $G$  движется внутри трубы, вспомогательная с расходом  $G_{всп}$  — в кольцевом зазоре, *б* — вспомогательная жидкость движется по каналам внутри тела

### 6.3.2. ИЗМЕРЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

**Тепломеры, датчики теплового потока, вставки** — специальные устройства для измерения тепловых потоков, размещаемые на поверхности тела или внутри него. Выполняются они либо из теплоизолятора, либо из материала теплопередающей поверхности и содержат термоэлектрические преобразователи (часто многослойные), измеряющие разность температур в слое тепломера, пропорциональную проходящему через тепломер (датчик) теп-

ловому потоку. Характеристики тепломеров определяются в градуировочных опытах. Конструкции разнообразных датчиков тепловых потоков описаны в [46], специальные вставки для измерения тепловых потоков в стенках труб паровых котлов — в [18].

При *прямом электрическом* обогреве круглой трубы местная плотность теплового потока

$$q_c = q_{эл} - q_n - q_T, \quad (6.20)$$

где  $q_{эл}$  — местное тепловыделение в стенке трубы в результате пропускания электрического тока,  $q_n$  — плотность тепловых потерь,  $q_T$  — аксальный отток теплоты за счет теплопроводности трубы.

Местное тепловыделение определяется как

$$q_{эл} = \frac{I^2 (R_t / R_0) (R_0 / l_0)}{\pi d_0 (1 + \beta (t_c - t_0))^2}. \quad (6.21)$$

Здесь  $I$  — электрический ток,  $R_t / R_0$  — относительное электрическое сопротивление трубы при температуре стенки  $t_c$  в расчетном сечении,  $R_0 / l_0$  — ее сопротивление на единицу длины при комнатной температуре  $t_0$ ;  $d_0$  — внутренний диаметр трубы при  $t_0$ ,  $\beta$  — средний коэффициент линейного расширения материала трубы в интервале температур между  $t_c$  и  $t_0$ . Значения  $R_t / R_0$ ,  $R_0 / l_0$  и  $d_0$  находят по результатам предварительной калибровки трубы.

Тепловые потери  $q_n$  определяют в тарировочных опытах при обогреве трубы, когда через нее не протекает рабочая жидкость. Отток теплоты по стенке трубы  $q_T$  пропорционален  $\partial^2 t_c / \partial x^2$  ( $x$  — продольная координата) и определяется расчетным путем по результатам измерения  $t_c(x)$ .

При *косвенном электрическом* обогреве определяется среднее для участка трубы  $\Delta L$  значение  $\bar{q}_c$ :

$$\bar{q}_c = (I \Delta U - Q_{пот}) / (\pi d \Delta L). \quad (6.22)$$

Здесь  $I$  и  $\Delta U$  — электрический ток и падение напряжения в нагревателе на участке трубы  $\Delta L$ ,  $Q_{пот}$  — тепловые потери, определяемые в тарировочных опытах.

Среднее для участка поверхности теплообмена значения  $\bar{q}_c$  при жидкостном обогреве (охлаждении) рассчитывают по изменению энтальпии  $h$  вспомогательной жидкости и ее расходу  $G$

$$\bar{q}_c = (G \Delta h - Q_{пот}) / (\Delta F). \quad (6.23)$$

Здесь  $Q_{пот}$  — тепловые потери для рассматриваемого участка  $\Delta F$ ; для круглой трубы  $\Delta F = \pi d \Delta L$ .

Местные по длине трубы значения плотности теплового потока  $q_c$  при жидкостном обогреве (охлаждении) определяются по *методу толстостенной трубы*. В стенках трубы размещаются термоэлектрические преобразователи вблизи внутренней

и наружной поверхности, и опытным путем определяется распределение температур внутренней  $T_{вн}$  и наружной  $T_n$  поверхностей по длине трубы. По этим данным с учетом условий на торцах трубы решается уравнение теплопроводности  $\nabla^2 T = 0$ . Решение позволяет получить температурное поле в стенках трубы  $T(r, x)$  и значение  $q_c = \lambda (\partial T / \partial r)_{r_{вн}}$ .

Часто задачу определения  $q_c$  по методу толстостенной трубы можно упростить, если в результате решения выясняется, что влиянием тепловых потоков в осевом направлении можно пренебречь. Тогда труба с заложными в нее термоэлектрическими преобразователями используется как тепломер, и значения теплового потока  $q_c$  рассчитываются по формуле

$$q_c = A(x, T) \Delta T, \quad (6.24)$$

где  $A(x, T)$  — коэффициент,  $\Delta T$  — разность температур в рассматриваемом поперечном сечении трубы, определяемая по показаниям термоэлектрических преобразователей, заложных вблизи внутренней и на наружной поверхности. Значения коэффициента  $A$  находят для каждого сечения трубы с заложными термоэлектрическими преобразователями путем специальных опытов.

### 6.3.3. ИСТОЧНИКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ И СПОСОБЫ ИХ УСТРАНЕНИЯ

При применении метода *толстостенной трубы* основными источниками погрешностей являются неучет тепловых потоков в осевом направлении и нарушения однородности температурного поля при закладке термоэлектрических преобразователей вблизи внутренней поверхности трубы. Влияние осевых потоков выясняется (и по необходимости учитывается) в результате расчета температурного поля в стенке трубы (см п. 6.3.2). Влияние нарушения однородности температурного поля при закладке термоэлектрических преобразователей косвенным образом учитывается в коэффициентах  $A$  в (6.24).

Внутри трубы располагается электрический нагреватель (при отсутствии в ней рабочей жидкости), а снаружи труба охлаждается ВЖ (например, водой). Нагреватель может располагаться также снаружи трубы, тогда внутри движется охлаждающая вспомогательная жидкость. Значение  $q_c$  определяются по выделяемой в нагревателе электрической мощности [см. (6.22)]. Значения  $A$  рассчитываются по этим значениям  $q_c$  и измеренным значениям  $\Delta T$  по (6.24).

При определении  $q_c$  по (6.23) для *жидкостного обогрева* (или охлаждения) основным источником погрешностей являются погрешности в измерении среднemasовых температур на входе в участок и вы-

ходе из него, по которым определяются соответствующие им энтальпии ВЖ. Снижение погрешностей достигается применением смешительных устройств, обеспечивающих полноту перемешивания ВЖ.

**Тепловые потери** (или теплопритоки) возникают в результате теплообмена между опытным участком и окружающей его средой. При электрическом обогреве тепловые потери складываются из потерь путем теплопроводности по токопроводящим шинам (проводам) и потерь от опытного участка в окружающую среду путем конвекции и теплового излучения. Порядок потерь оценивается расчетом по формулам теплопроводности для охлаждаемого стержня, а также для свободной конвекции и теплового излучения применительно к конструкции теплового участка. Тепловые потери по шинам устраняются с помощью охранных электрических нагревателей, располагаемых на шинах, а теплопритоки (в частности, от выделения джоулевой теплоты в шинах) — путем охлаждения участков шин. Отсутствие потерь (или теплопритоков) контролируется по показаниям термоэлектрических преобразователей, при этом участок шины используется в качестве тепломера.

Тепловые потери в окружающую среду путем конвекции и теплового излучения определяются в градуировочных опытах. При пропускании через опытный участок в адиабатных условиях рабочей (или вспомогательной) жидкости измеряются температура на входе и выходе из него и расход, по которым расчетным путем определяются тепловые потери. При электрическом обогреве измеряется подводимая электрическая мощность, которая при отсутствии движения рабочей жидкости равна тепловым потерям. Результаты опытов представляют в виде зависимости тепловых потерь от температуры поверхности теплообмена или наружной поверхности опытного участка.

#### 6.3.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПО МЕТОДУ РЕГУЛЯРНОГО ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА

Используется свойство регулярного теплового режима (см. п. 3.4.3) выражающееся в постоянстве *темпа охлаждения* (нагрева)  $m = d \ln(T - T_{ж}) / dt$ , где  $T$  — температура тела;  $T_{ж}$  — температура омывающей его жидкости;  $\tau$  — время.

Обтекаемое тело предварительно изолируют от потока жидкости и перегревают (или переохлаждают) по отношению к ее температуре. В момент времени, принимаемый за начало отсчета, тело приводят в контакт с потоком жидкости. Тепловой поток через поверхность тела (или его участки при исследовании местной теплоотдачи) создается за счет аккумулированной теплоты. Теплоперетоки внутри тела между его частями недопустимы. В опытах измеряется температура тела в зависимости от времени и температуры жидкости.

Средние для всего тела (или его участков) значения плотности теплового потока  $q_c$  рассчитываются по формуле

$$\bar{q}_c = \frac{c\rho V}{F} m(T_c - T_{ж}), \quad (6.25)$$

где  $c$  и  $\rho$  — удельная теплоемкость и плотность материала тела (или вставки),  $V$  и  $F$  — объем и площадь поверхности контакта с жидкостью для тела (или вставки),  $T_c$  — температура поверхности теплообмена. Формула (6.25) применима при значениях модифицированного числа Био  $Bi = \alpha L / \lambda < 0,04$ , когда в качестве  $T_c$  можно использовать температуру  $T$ , измеряемую внутри тела (вставки). В этом выражении  $L = KF/V$ , где  $K$  — коэффициент формы тела (см. п. 3.4.3); методы экспериментального определения  $K$  описаны в [29]. Условие  $Bi < 0,04$  используется для выбора материала, из которого изготовляется тело (или вставка); его теплопроводность должна удовлетворять соотношению  $\lambda \geq 25\alpha L$ . Полученные по (6.25) значения  $q_c$  относят к начальной разности температур  $(T - T_{ж})_0$ , при этом коэффициент теплоотдачи  $\alpha = q_c / (T - T_{ж})_0$ .

Пример выполнения тела со вставками для исследования местных коэффициентов теплоотдачи показан на рис. 6.25. Модель тела изготовлена из теплоизоляционного материала, вставки — из металла с одинаковой площадью поверхности теплообмена. Между вставками имеется теплоизоляция для снижения теплоперетоков. Кроме того, высота вставок подбирается пропорционально предварительной оцениваемым коэффициентам теплоотдачи  $\alpha$ . Этим приемом обеспечивается приблизительно одинаковый темп охлаждения для всех вставок, в результате чего в регулярном режиме охлаждения тела сохраняется первоначальное однородное распределение температуры по его поверхности. О других вариантах реализации метода см. в [53].

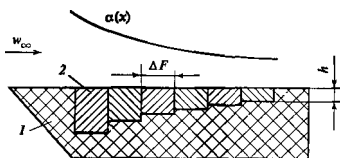


Рис. 6.25. Калориметрические вставки для исследования местной теплоотдачи по методу регулярного теплового режима

1 — модель обтекаемого тела из теплоизолятора; 2 — металлические вставки;  $\alpha(x)$  — распределение коэффициентов теплоотдачи по поверхности тела

### 6.3.5. ИЗМЕРЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

При исследовании нестационарного теплообмена в трубах с прямым их обогревом электрическим током в опытах регистрируют изменение во времени  $t$  значений течения тока  $I(t)$  и температуры наружной поверхности трубы  $T_n(t)$ . По измеренным значениям рассчитывается нестационарная объемная плотность тепловыделения  $q_v(t)$ . Способ расчета значений плотности теплового потока на наружной поверхности трубы  $q_c(t)$  зависит от толщины стенки трубы  $\delta$  (чисел Био  $Bi = \alpha \delta / \lambda$ ). При  $Bi \ll 1$  неравномерностью температуры по толщине стенки трубы можно пренебречь и для расчета  $q_c(t)$  использовать соотношение

$$q_c(t) = q_v(t) \delta - (\rho c) \delta d T_n(t) / dt \pm \pm q_n(t)(D/d), \quad (6.26)$$

где  $\rho$  и  $c$  — плотность и удельная теплоемкость материала стенки трубы,  $q_n(t)$  — тепловые потери (знак +) или тепловые притоки (знак -), определяемые расчетным путем;  $D$  и  $d$  — наружный и внутренний диаметры [22]

При значениях  $Bi \gg 1$ , характерных для интенсивных процессов теплообмена, определение значений  $q_c(t)$  осложняется неустойчивостью решения по отношению к малым погрешностям при определении исходных величин. Расчет проводится по специальным методам, разработанным применительно к некорректно поставленным задачам математической физики [1]

При внешнем обтекании тел для определения значений  $q_c(t)$  используют различного рода температурные или калориметрические вставки, размещаемые в обтекаемом теле. В опытах регистрируют изменение во времени их температуры (обычно в двух точках). Значения  $q_c(t)$  находят расчетным путем с использованием формул для нестационарной теплопроводности. В экспериментах, длительность которых исчисляется долями секунды, в качестве датчиков теплового потока используют тонкие пленки из платиновых сплавов, вклеиваемые в модель тела из теплоизоляционного материала (подложку) [21, 53]. Картину мгновенного распределения тепловых потоков по поверхности тела сложной формы можно получить с использованием термоиндикаторных покрытий (см п. 6.2.2), выявляющих распределение температуры по поверхности тела. Искомые тепловые потоки определяются путем решения уравнения нестационарной теплопроводности.

### 6.3.6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕМАССОВЫХ ЭНТАЛЬПИЙ, ТЕМПЕРАТУРЫ И ПАРСОДЕРЖАНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ

Для стационарных режимов среднemasсовая энтальпия жидкости  $h_{ж}$  на расстоянии  $z$  от входа в трубу определяется расчетным путем по ее зна-

чению на входе в трубу  $h_{вх}$  и измеренным значениям плотности теплового потока  $q_c$  и расхода жидкости  $G$ :

$$h_{ж}(z) = h_{вх} + \int_0^z (q_c(z) \Pi / G) dz, \quad (6.27)$$

где  $\Pi$  — обогреваемый (охлаждаемый) периметр. Основная погрешность величины  $h_{ж}$  определяется погрешностями  $q_c$  и  $G$ . Если известна среднemasсовая энтальпия на выходе из трубы  $h_{вых}$ , то значение  $h_{ж}$  находится путем интерполяции

$$h_{ж}(z) = h_{вх} + (h_{вых} - h_{вх})(z/L)(\bar{q}_c / \bar{q}_L), \quad (6.28)$$

где  $L$  — длина трубы;  $\bar{q}_c$ ,  $\bar{q}_L$  — средние значения теплового потока на участке от входа до рассматриваемого сечения и для всей трубы. При этом основная погрешность рассчитываемых величин  $h_{ж}$  зависит от погрешностей определения  $h_{вых}$ .

Среднemasсовая температура жидкости  $T_{ж}$  при давлении  $p$  в расчетном сечении определяется по значениям  $h_{ж}$  с использованием зависимости  $h = h(p, T)$  для конкретной рабочей жидкости.

При равновесном или «замороженном» течении химически реагирующей газовой смеси (ХРГС) в трубах среднemasсовая температура рассчитывается по уравнению теплового баланса (6.27) соответственно по равновесным или «замороженным» значениям энтальпии. При неравновесном течении ХРГС в трубах распределение среднemasсовой температуры по длине может быть рассчитано с учетом кинетики химической реакции с использованием в одномерных уравнениях «эффективных» значений постоянной скорости реакции [32] либо определено опытным путем. По методу секционированного обогрева проводят несколько опытов, изменяя длину обогреваемой части опытной трубки, при одинаковых значениях тока, расхода, температуры и давления ХРГС на входе в обогреваемый участок. В первом опыте, который является основным, определяют среднemasсовую температуру на входе в обогреваемый участок и на выходе из него. В каждом из дополнительных опытов длину обогреваемой части трубки последовательно уменьшают. Значения среднemasсовой температуры на выходе из обогреваемого участка, определенные в дополнительных опытах, являются для основного опыта промежуточными ее значениями по длине. В [32] описано применение метода для исследования теплообмена при неравновесном течении диссоциирующего диоксида азота в обогреваемых трубах при  $q_c = \text{const}$

Для жидкометаллических теплоносителей важную роль играют тепловые потоки в осевом направлении по самой жидкости и по стенкам тру-



бы. Расчет значений  $T_{ж}$  с учетом их влияния в средней части обогреваемой трубы при  $q_c = \text{const}$  осуществляют по формуле

$$T_{ж} = T_{вх} + (T_{вых} - T_{вх})(z/L) + \delta T, \quad (6.29)$$

где

$$\delta T = [1 + (\lambda_c / \lambda_{ж}) (f_c / f_{ж})] 4 q_c d / (\lambda_{ж} \text{Re}^2); \quad (6.30)$$

$\lambda_c$  и  $\lambda_{ж}$  — теплопроводности,  $f_c$  и  $f_{ж}$  — площади поперечного сечения;  $d$  — внутренний диаметр трубы;  $\text{Re}$  — число Пекле. Индексом «ж» обозначены величины для жидкого металла, индексом «с» — для стенок трубы. Поправкой  $\delta T$  можно пренебречь при  $\text{Re} > 160$ .

Для нестационарных режимов переменные во времени и по длине трубы значения  $h_{ж}$  находятся из решения системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial h_{ж}}{\partial \tau} + \bar{w} \frac{\partial h_{ж}}{\partial z} &= \frac{4 q_c}{\rho_{ж} d} \\ \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} &= \frac{4 q_c}{d} \left( \frac{\beta}{\rho c_p} \right)_{ж} \end{aligned} \right\} \quad (6.31)$$

где  $\bar{w} = \bar{\rho w} / \rho_{ж}$  — средняя для сечения трубы скорость жидкости;  $\rho$ ,  $c_p$  и  $\beta$  — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент объемного расширения жидкости, взятые при среднемассовой температуре  $T_{ж}$  в расчетном сечении. Методы решения системы уравнений рассмотрены в [22].

Равновесное расходное массовое паросодержание  $x$  находят из решения уравнения

$$d(xr) + dh' = q_c \Pi dz / G, \quad (6.32)$$

где  $h'$  — энтальпия жидкой фазы на линии насыщения;  $r$  — теплота парообразования. В адiabатных потоках ( $q_c = 0$ ) изменение значений  $x$  на участке длины трубы  $\Delta z = z_2 - z_1$  определяется из соотношения

$$x_2 r_2 = x_1 r_1 - \int_1^2 \left( \frac{\partial h'}{\partial p} \right)_{\text{нас}} dp, \quad (6.33)$$

где индексом «нас» обозначено значение производной по давлению  $p$  на линии насыщения. Изменение паросодержания в этих условиях происходит вследствие самовскипания жидкости при понижении давления или самоконденсации ее паров при повышении давления. В обогреваемых трубах без учета влияния этих эффектов значения  $x$  рассчитывают по формуле

$$x(z) = x_{вх} + [4 / (\bar{\rho} w r d)] \int_0^z q_c(z) dz, \quad (6.34)$$

где  $x_{вх}$  — паросодержание на входе в трубу;

$\bar{\rho} w = G / f$  — массовая скорость

В термически неравновесных дисперсных потоках (капли жидкости в потоке перегретого пара) истинное массовое паросодержание  $\chi$  не равно равновесному значению  $x$ . Значения  $\chi$  находят расчетным путем применительно к условиям течения [18]. Приближенные значения  $\chi$  можно рассчитать по формуле [56]:

$$\chi = 1 - (1 - x_{гр}) \exp[-(x - x_{гр})], \quad (6.35)$$

где  $x$  определяется по (6.34);  $x_{гр}$  — граничное паросодержание (см. п. 3.11.3)

### 6.3.7. КОСВЕННЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СРЕДНЕЙ ТЕПЛОТДАЧИ

Определение средних коэффициентов теплоотдачи в теплообменнике типа «труба в трубе» косвенными методами основано на том, что общее термическое сопротивление может быть разделено на составляющие

$$\frac{1}{k_n F_n} = \frac{1}{\alpha_n F_n} + R_c + \frac{1}{\alpha_{вн} F_{вн}} \quad (6.36)$$

Здесь  $k$  — средний коэффициент теплопередачи,  $\alpha$  — средний коэффициент теплоотдачи;  $F$  — площадь поверхности теплообмена;  $R_c$  — термическое сопротивление стенки трубы. Индекс «н» относится к наружной поверхности трубы, индекс «вн» — к ее внутренней поверхности

Необходимый коэффициент теплоотдачи (например  $\alpha_n$ ) можно найти из выражения (6.36). При этом предварительно  $k_n$  определяют из экспериментальных данных по тепловому потоку и среднелогарифмической разности температур, а значение  $\alpha_{вн}$  находят расчетным путем или из тарировочных опытов. Достоинством метода является то, что для определения  $\alpha_n$  не требуется измерять температуру стенки, что особенно затруднительно при исследованиях на ниггенцифицированных (например, оребренных) поверхностях. Возможно также одновременное определение  $\alpha_n$  и  $\alpha_{вн}$  из (6.36) по модифицированному методу Вильсона. При этом задается вид зависимостей  $\alpha_{вн} = C_{вн} H_{вн}$ ,  $\alpha_n = C_n H_n$ , где  $H_{вн}$  и  $H_n$  — функции, соответствующие процессу теплообмена, а  $C_{вн}$  и  $C_n$  — искомые коэффициенты. Выражение (6.36) представляется в линейной форме.

$$Y = \frac{1}{C_{вн}} X + \frac{1}{C_n}, \quad (6.37)$$

где  $Y = \left( \frac{1}{K_n F_n} - R_c \right) H_n F_n$ ;  $X = \frac{H_n F_n}{H_{нв} F_{нв}}$ . Обработка опытных данных в линейной форме (6.37) позволяет определить  $C_{нв}$  и  $C_n$ , а по ним  $\alpha_{нв}$  и  $\alpha_n$ . Другое применение модифицированного метода Вильсона представлено в [2, 60].

### 6.3.8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ КИПЕНИИ

При кипении в большом объеме на поверхности, обогреваемой с помощью вспомогательной жидкости, тепловой поток определяется по перепаду температур в стенке (пластине или стержне, теплоизолированном с боковой поверхности), измеряемому с помощью термопар. Для обогрева удобно использовать конденсирующийся пар, интенсивность обогрева регулируется путем изменения давления пара. При таком способе обогрева можно устанавливать требуемую разность температур  $\Delta T = T_c - T_s$ , где  $T_c$  — температура поверхности теплообмена;  $T_s$  — температура кипящей жидкости вдали от поверхности теплообмена.

В опытах определяют зависимости плотности теплового потока  $q_c$  или коэффициента теплоотдачи  $\alpha = q_c / \Delta T$  от разности температур  $\Delta T$  (так называемые кривые кипения). Критические плотности теплового потока  $q_{кр1}$  и  $q_{кр2}$  определяют как максимальные и минимальные значения  $q_c$  на этих кривых.

При электрическом обогреве регулируемой величиной является плотность теплового потока  $q_c$ . При прямом обогреве поверхностью теплообмена служат пластинки, трубки, проволочки, по которым пропускается электрический ток. При косвенном обогреве часто используется торец стержня, на другом конце которого размещается изолированный от него электрический нагреватель. Критическая плотность теплового потока  $q_{кр1}$  определяется как значение  $q_c$ , при котором скачком возрастает температура поверхности теплообмена  $T_c$ . Для определения  $q_{кр2}$  проволока или трубка предварительно перегревается в паровой фазе и затем опускается в жидкость, в результате чего возникает пленочный режим кипения. Значение  $q_{кр2}$  определяется как то значение  $q_c$ , при котором (по мере снижения напора) скачком понижается температура проволоки (трубки) [29]. Количественные измерения часто сопровождаются визуальными наблюдениями за процессами через смотровые окна.

Измеряемые значения  $q_{кр}$  зависят от материалов и состояния поверхности кипения. В частности, при кипении происходит так называемая приработка поверхности, т.е. стабилизация кипения в течение некоторого времени. Поэтому при представле-

нии результатов необходимо приводить сведения об условиях проведения опытов. Для поверхностей, покрытых отложениями из кипящей жидкости (или нанесенными специально), необходимы сведения о составе отложений, их толщине и структуре.

При кипении на неизотермической стенке возможно одновременное устойчивое сосуществование пузырькового, переходного и пленочного режимов кипения, что приводит к большим продольным и поперечным градиентам температуры в стенке. В этих условиях существующие способы заделки термопар в твердую металлическую стенку не позволяют измерить температурное поле с точностью, необходимой для расчета местных значений тепловых потоков и коэффициентов теплоотдачи. Определение температурного поля неизотермической стенки вблизи поверхности теплообмена, а по нему местных тепловых потоков, включая их критические значения, с высокой точностью было выполнено в [33] путем использования трехслойной модели неизотермической стенки. Измерение температурного поля проводится с помощью микротермопары, которая перемещается в слое жидкого галлия, удерживаемого силами поверхностного натяжения между металлической пластиной, к которой снизу подводится тепловой поток, и тонкой фольгой, на которой снаружи кипит жидкость. Чтобы устранить искажения температурного поля, обусловленные различием теплофизических свойств отдельных слоев стенки, материалы фольги и пластины выбираются так, чтобы их теплопроводности были равны теплопроводности галлия.

При кипении в трубах обычно применяется прямой электрический обогрев (для неэлектропроводных жидкостей). Опыты по определению критических плотностей теплового потока проводят двумя способами: наращивая значения  $q_c$  при прочих неизменных параметрах или изменяя какой-либо параметр (например, увеличивая гитальную потока на входе в трубу). О наступлении кризиса при некотором значении  $q_c$ , которое принимается за  $q_{кр}$ , судят по скачкообразному увеличению температуры стенки, которое может привести к появлению красного пятна или пережогу стенки [13].

### 6.4. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ

При внешнем обтекании тела местные  $c_f$  и средние  $\bar{c}_f$  для участка поверхности тела коэффициенты сопротивления трения определяются по соотношениям

$$\left. \begin{aligned} c_f &= 2\tau_c / (\rho_{\infty} w_{\infty}^2), \\ \bar{c}_f &= 2\bar{\tau}_c / (\rho_{\infty} w_{\infty}^2), \end{aligned} \right\} \quad (6.38)$$

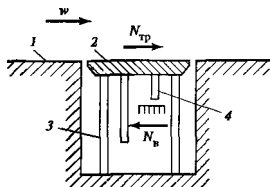


Рис. 6.26. Измерение касательного напряжения по методу «плавающего элемента»

1 — поверхность тела, 2 — «плавающий элемент», 3 — пружины; 4 — устройство контроля за перемещением

где  $\tau_c$  и  $\bar{\tau}_c$  — местные и средние касательные напряжения на стенке;  $\rho_\infty$  и  $w_\infty$  — плотность и скорость набегающего потока.

Значения  $\bar{\tau}_c$  наиболее точно определяются *весовым способом* (метод «плавающего элемента») [8, 34]:

$$\bar{\tau}_c = N_{тр} / \Delta F, \quad (6.39)$$

где  $N_{тр}$  — сила трения на поверхности площадью  $\Delta F$ . Измерение  $N_{тр}$  проводится с помощью аэродинамических весов или методами тензометрирования (рис. 6.26). В теле модели устанавливается «плавающий элемент» заподлицо с поверхностью тела, и фиксируется его начальное положение. При воздействии на элемент силы трения  $N_{тр}$  от движущегося потока к элементу прикладывается встречная сила  $N_{в}$  от аэродинамических весов. Ее значение регулируют так, чтобы элемент находился в первоначальном положении, при этом  $N_{тр} = N_{в}$ .

Для измерений значений  $\tau_c$  используются *поверхностные трубки* (рис. 6.27). По показаниям выступающих из стенки трубок, измеряющих полное давление  $p_0$  (рис. 6.27, а), определяют ско-

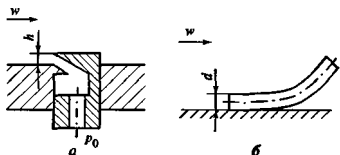


Рис. 6.27. Поверхностные трубки для измерения касательного напряжения

а — выдвигаемая из тела трубка; б — лежащая на поверхности тела круглая трубка

рость  $w$ , которую относят к координате «эффективного центра» приемного отверстия  $y_{эф}$  (см. п. 6.2.3, рис. 6.8), при этом

$$\tau_c = \mu w / y_{эф}, \quad (6.40)$$

где  $\mu$  — вязкость движущегося потока

Для круглых трубок, лежащих на поверхности тела (рис. 6.27, б), расчет  $\tau_c$  проводится по соотношениям, получаемым в градуировочных опытах (см. [8]).

Определение  $\tau_c$  может также проводиться *электродиффузионным методом*. Суть метода заключается в измерении электрического тока  $I$  в электрохимической ячейке, в которую входит датчик-катод, имеющий сравнительно небольшую поверхность и заделанный заподлицо с неэлектропроводной стенкой, а также анод, имеющий развитую поверхность (рис. 6.28). Моделью жидкостью служит слабый электролит. В диффузионном режиме протекания реакции на катоде значение  $\tau_c$  однозначно связано с током:

$$\tau_c = A I^3, \quad (6.41)$$

где  $A$  — коэффициент, зависящий от физических свойств электролита, размеров и формы датчика. Так, для круглого датчика согласно [16]  $A = 3,16 \mu_{ж} / (F^3 D^2 d^5 c_\infty^3)$ , где  $D$  — коэффициент диффузии;  $c_\infty$  — концентрация ионов в растворе на границе диффузионного слоя;  $\mu_{ж}$  — динамическая вязкость жидкости;  $F$  — число Фарадея.  $d$  — диаметр датчика

Для измерений средних во времени касательных напряжений в однофазных и двухфазных средах в [54, 55] использовались датчики диаметром 300—500 мкм. Пульсационные характеристики измерялись датчиками диаметром 20—100 мкм. Достоинством метода является отсутствие возмущения потока, а недостатком — необходимость создания замкнутого эрозивно стойкого рабочего контура

При движении жидкости в трубах значения коэффициентов сопротивления трения  $\xi$  определяются на основе измерения распределения стати-

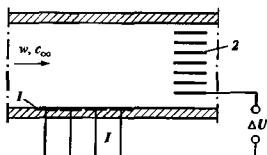


Рис. 6.28. Электродиффузионный метод определения касательных напряжений на стенке

1 — катоды на поверхности обтекаемого тела; 2 — анод с развитой поверхностью

ческого давления  $p$  по длине трубы  $z$ . Для этого в стенках трубы выполняют отборы давления (см. рис. 6 б), которые импульсными трубками сообщаются с измерителями давления или перепадов давления  $\Delta p$ . Среднее для участка трубы  $L = z_2 - z_1$  значение  $\xi$  рассчитывается по формуле

$$\xi = [\Delta p - (\Delta p_{\text{уск}} + \Delta p_{\text{гид}})] / \left[ \frac{(\bar{\rho w})^2}{2d} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{\rho_{\text{ж}}} \right], \quad (6.42)$$

где  $\Delta p_{\text{уск}}$  — изменение давления вследствие ускорения (или замедления) потока;  $\Delta p_{\text{гид}}$  — гидростатическая (инвертиная) составляющая перепада давления;  $\bar{\rho w}$  — массовая скорость,  $d$  — внутренний диаметр трубы;  $\rho_{\text{ж}}$  — местная по длине участка трубы плотность рабочей жидкости

При расчетах по (6.42) без учета  $\Delta p_{\text{уск}}$  и  $\Delta p_{\text{гид}}$  получают значения *полного коэффициента гидравлического сопротивления*, обозначаемого  $\zeta$ . Значения  $\Delta p_{\text{уск}}$  и  $\Delta p_{\text{гид}}$  определяются так.

$$\Delta p_{\text{уск}} = \bar{\rho w} (\bar{w}_2 - \bar{w}_1) = (\bar{\rho w})^2 \left( \frac{1}{\rho_{\text{ж}2}} - \frac{1}{\rho_{\text{ж}1}} \right), \quad (6.43)$$

$$\Delta p_{\text{гид}} = - \int_{z_1}^{z_2} g_z \bar{\rho} dz = - \int_{z_1}^{z_2} g_z \rho_{\text{ж}} dz, \quad (6.44)$$

где  $\bar{w} = \int \rho w_z^2 df / G$  — скорость, характеризующая среднее по площади поперечного сечения трубы  $f$  количество движения;  $\bar{\rho} = \int \rho df / f$  — средняя по сечению трубы плотность рабочей жидкости;  $g_z$  — проекция вектора ускорения свободного падения  $g$  на направление течения  $z$ ;  $g_z = g \cos \psi$

Для определения значений  $\bar{w}$  и  $\bar{\rho}$  требуются измерения полей скорости  $w_z$  и плотности  $\rho$  в поперечном сечении трубы. При отсутствии таких измерений (что характерно при исследовании течений в трубах малого диаметра) приближенно принимается  $\bar{w} = \bar{\rho w} / \rho_{\text{ж}}$  и  $\bar{\rho} = \rho_{\text{ж}}$ , при этом значения  $\rho_{\text{ж}}$  оп-

ределяются по среднemasсовой температуре  $T_{\text{д}}$  в расчетных сечениях (см. п. 6.3 б).

Такой прием, основанный на одномерной модели течения, вносит условность в определяемые значения  $\xi$  и должен обязательно оговариваться. С достаточной точностью он может быть использован лишь при умеренном изменении теплофизических свойств жидкости по сечению трубы. При *сверхкритических давлениях* и интенсивном обогреве трубы его применение может приводить к неверным результатам при нахождении  $\xi$ . При этих условиях для определения местных и средних коэффициентов гидравлического сопротивления, а также его составляющих — сопротивления трения, ускорения и гидравлического напора — используют *метод двух перепадов* [34]. Он заключается в том, что наряду с разностью статических давлений на обогреваемом участке трубы длиной  $l$  измеряется также перепад статического давления на адиабатическом участке  $l^{\text{ад}}$ , примыкающем к выходу из зоны обогрева (рис. 6.29). На входе в обогреваемый участок организуется стабилизированное течение. Минимальная длина адиабатического участка должна быть не менее  $50d$ , чтобы на выходе из него восстанавливалась развитое турбулентное течение при постоянных физических свойствах. Записывают соотношения для перепадов давления на обогреваемом  $\Delta p$  и адиабатическом  $\Delta p^{\text{ад}}$  участках. Для частного случая течения в горизонтальной трубе ( $\Delta p_{\text{гид}} = 0$ ) имеем

$$\left. \begin{aligned} \Delta p &= \Delta p_{\text{тр}} + I_l - I_{0\text{вх}}, \\ \Delta p^{\text{ад}} &= \Delta p_{\text{тр}}^{\text{ад}} + I_{0\text{л}}^{\text{ад}} - I_l \end{aligned} \right\} \quad (6.45)$$

Здесь  $\Delta p_{\text{тр}}$ ,  $\Delta p_{\text{тр}}^{\text{ад}}$  — сопротивление трения на обогреваемом и адиабатическом участках,  $I = 2 \int_0^l \rho w^2 R dR$  — импульс потока;  $I_{0\text{вх}}$ ,  $I_l$ ,  $I_{0\text{л}}^{\text{ад}}$  — значения импульса потока соответственно на входе в обогреваемый участок, на выходе из него и на выходе адиабатического участка;  $R = r/r_0$  — безразмерный радиус.

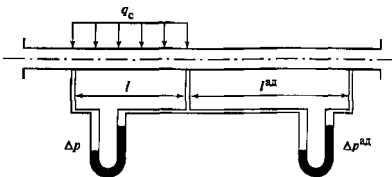


Рис. 6.29. Определение составляющих гидравлического сопротивления методом двух перепадов

С учетом указанных выше условий  $I_{0\text{вх}}$  и  $I_{0\text{л}}$  рассчитывают для изотермического турбулентного течения по соотношениям.  $I_{0\text{вх}} = S_{0\text{т}}(\bar{\rho w})^2/\rho_{\text{вх}}$ ,  $I_{0\text{л}} = S_{0\text{т}}(\bar{\rho w})^2/\rho_{\text{жл}}$ . Здесь  $S_{0\text{т}} = 1,02$  при  $\text{Re} > 10^4$ . Значение  $\Delta r_{\text{тр}}^{\text{ал}}$  определяется расчетным путем [34]. После серии измерений  $\Delta r$  и  $\Delta r^{\text{ал}}$  для разных длин обогрева при одинаковых режимных параметрах получают набор уравнений (6.45), из которых определяют местные и средние значения  $\xi$ . Использование метода двух перепадов с учетом  $\Delta r_{\text{гид}}$  рассмотрено в [34].

На точность определения значений  $\xi$  большое влияние оказывает погрешность значений диаметра трубы  $d$ , поскольку  $\xi \sim d^5$ . В связи с этим значения  $d$  находят предварительно в градуировочных опытах, используя обычно заливку вертикально расположенной трубы слегка подсоленной водой. Значения  $d$  рассчитывают по измеренному количеству воды, приходящему на участок трубы  $L$ , положив уровень воды на участках определяют щупами-электродами.

## 6.5. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАССООБМЕНА

Коэффициенты массообмена между движущимся потоком жидкости с примесью и поверхностью тела (стенкой трубы) определяются по соотношению

$$\beta = \frac{j}{\rho(c_{\infty} - c_c)\Delta F}, \quad (6.46)$$

где  $j$  — поток массы примеси на поверхность площадью  $\Delta F$ ;  $\rho$  — плотность раствора (суспензии);  $c_{\infty}$  — относительная массовая концентрация примеси в набегающем потоке (для внешнего обтекания тел) или ее среднемассовое значение в рассматриваемом поперечном сечении (при течи в трубах);  $c_c$  — концентрация примеси на поверхности контакта жидкости со стенкой. При  $c_{\infty} \ll 1$  вместо плотности раствора используется плотность основной (несущей примесь) жидкости.

В общем случае в потоке содержатся примеси в истинно растворенном состоянии и взвешенные и коллоидные частицы различного размера и состава, т. е. поток представляет собой полидисперсную суспензию. При использовании соотношения (6.46) обычно определяют суммарные коэффициенты массообмена  $\beta$ , условно принимая суспензию как монодисперсную. При этом значения  $c_{\infty}$  определяют методами физико-химического анализа отбираемых из потока проб [45]. Метод определения дисперсности (распределения частиц примеси по

размерам) непосредственно в потоке теплоносителя разработан в [9].

При расчетах по (6.46) обычно принимают  $c_c = 0$ , что соответствует полному выпадению примеси из пристенного слоя жидкости на стенку и ее закреплению на ней (или усвоению стенкой в результате какой-либо реакции). Если же имеются встречи потоки массы примеси от стенки в движущуюся жидкость, то  $c_c \neq 0$ . Однако и в этих случаях условно принимают  $c_c = 0$ , при этом определенные по (6.46) значения  $\beta$  приобретают смысл условных (эффективных).

Поток массы примеси  $j$  определяют непосредственно как количество отложившейся примеси  $\Delta M$  за время  $\Delta t$ .

$$j = \Delta M / (\Delta t). \quad (6.47)$$

Значения  $\Delta M$  при исследованиях отложений в трубах определяют весовым способом с последующим химическим анализом отложений. Труба после накопления отложений разрезается на участки в продольном и поперечном направлениях, и отложения снимаются механическим путем. В обогреваемых трубах о начале образования отложений и об их росте судят по изменению во времени температуры стенки трубы. Для контроля за ростом отложений в обогреваемых трубах измеряют гидравлическое сопротивление участка трубы  $\Delta p$ , используя сильную зависимость  $\Delta p$  от внутреннего диаметра  $d$ , изменяющегося в результате роста отложений.

При исследовании процессов субиммации значения  $\Delta M$  определяют весовым способом по изменению массы обтекаемого тела или его элемента (вставки).

Частицы примеси в водном теплоносителе обдувают электрофоретической подвижностью и значения  $u$  определяют экспериментально по измеряемым значениям напряженности электрического поля  $E$  в выделенном (визируемом) объекте теплоносителя и скорости движения частиц относительно воды  $w_{\text{отн}}$  [48]:

$$u = w_{\text{отн}} / E. \quad (6.48)$$

Внутренний обмен массой самого движущегося потока между ядром течения и пристенным слоем исследуют с помощью солевого метода [44, 45]. В поток вводят индикатор — специально подбираемую примесь в истинно растворенном состоянии со связующейся с ростом температуры растворимостью  $c_{\text{нас}}$  (сернистый натрий или кальций). При достижении температурой обогреваемой стенки трубы значения, соответствующего температуре насыщения для раствора данной примеси, на стенке начинается выпадение примеси в результате кристаллизации, при этом с течением времени растет температура стенки. Фиксируют значение температуры стенки трубы, контактирующей с тепло-

носителем, соответствующее началу ее увеличения. По этой температуре, используя известную зависимость  $c_{\text{нас}} = f(T)$ , определяют значение  $c_{\text{нас}}$ . Предполагается, что концентрация примеси (соли) в пристенном слое  $c_{\text{пс}} = c_{\text{нас}}$ . По найденному таким путем значению  $c_{\text{пс}}$  и известной концентрации примеси для ядра потока  $c_{\text{я}}$  определяют степень концентрирования примеси  $n = c_{\text{пс}} / c_{\text{я}}$ .

Для процесса кипения в трубах величина  $n$  выражает степень концентрирования примеси в кипящем пристенном слое. По значению  $n$  определяют критическую циркуляцию  $K_{\text{к}} = G_{\text{ж}} / G_{\text{п}}$ , где  $G_{\text{ж}}$  — радиальная массовая скорость притока жидкости к поверхности кипения,  $G_{\text{п}}$  — массовая скорость парообразования на этой поверхности:

$$K_{\text{к}} = n / (n - 1). \quad (6 \ 49)$$

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алифанов О.М., Артюхин Е.А., Румянцев С.Я. Экстремальные методы решения некорректных задач. М: Наука, 1988.
- Анисимов С.В., Смирнов Ю.Б. Теплообмен при конденсации пара на горизонтальных трубах с ребрами сложной формы // Теплоэнергетика. 1997 № 11. С. 38—41
- Баранов В.М. Акустические измерения в ядерной энергетике. М: Энергоатомиздат, 1990.
- Богачев В.А., Ерошенко В.М., Яскин Л.А. Теплоотдача при подъёмном течении гелия сверхкритического давления в обогреваемой трубке при  $Re < 2300$  на входе // Теплофизика высоких температур. 1983. Т. 21 № 1. С. 101—106.
- Васильев Л.А. Теневые методы. М.: Наука, 1968.
- Волоконная оптика / Отв. ред. Е.М. Дианов. М.: Наука, 1993.
- Гинзбург В.М., Степанов Б.М. Голографические измерения. М.: Радио и связь, 1981
- Горлин С.М. Экспериментальная аэромеханика. М.: Высшая школа, 1980.
- Громогласов А.А., Михайлов А.Ю. Измерение фракционного состава продуктов коррозии при параметрах контура // Тр. МЭИ. М.: МЭИ, 1978. Вып. 378. С. 29—32.
- Дан П., Рей Д. Тепловые трубы. Пер. с англ. М.: Энергия, 1979
- Делов А.В., Варая А.И., Комов А.Т. Экспериментальное исследование теплообмена в цилиндрической трубе при одностороннем обогреве пучками с высокой плотностью энергии // Тр. Второй Российской национальной конференции по теплообмену. Т. 4. М.: Издательство МЭИ 1998. С. 88—90
- Дейч М.Е., Филиппов Г.А. Газодинамика двухфазных сред 2-е изд. М.: Энергоиздат, 1981
- Дорожук В.Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах. М.: Энергоатомиздат, 1983.
- Жилин В.Г. Волоконно-оптические измерительные преобразователи скорости и давления. М.: Энергоатомиздат, 1987.
- Ивановский М.Н., Сорочкин В.П., Ягодкин И.В. Физические основы тепловых труб. М.: Атомиздат, 1978.
- Исследование турбулентных течений двухфазных сред / Под ред. С.С. Кутателадзе. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1973
- Касаткин А.П., Лябуцков Д.А., Соззев Е.И. Экспериментальное исследование теплообмена при турбулентном течении гелия сверхкритических параметров состояния // Теплоэнергетика 1984 № 10. С. 68—70.
- Кемельман Д.И., Эскин И.Б., Давидов А.А. Наладка котельных установок: Справочник — 2-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1989.
- Кириллов П.Л., Юрьев Ю.С., Бобков В.П. Справочник по гидродинамическим расчетам (ядерные реакторы, теплообменники, парогенераторы). — 2-е изд. / Под общ. ред. П.Л. Кириллова. М.: Энергоатомиздат, 1990.
- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез / А.С. Комзидантов, Ю.А. Кузма-Кича, Л.Т. Васильева и др. М.: МЭИ, 1987. Вып. 4. С. 27—29
- Коньков А.А., Крымов Г.А., Козыков Е.А., Эйгенсон Е.Б. Экспериментальные методы исследования теплофизических характеристик термической плазмы при гиперзвуковых скоростях // Конвективный теплообмен. Методы и результаты исследований / Под ред. Б.С. Петухова. М.: ИВТАИ, 1982. С. 193—208.
- Кошкин В.В., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Нестационарный теплообмен. М.: Машиностроение, 1973
- Лельчук В.Л., Эгкин В.Б. Исследование возможности измерения расхода запыленного газового потока продольно омываемым цилиндрическим термометром // Теплоэнергетика. 1975 № 10. С. 55—58.
- Линевиг Ф. Измерение температур в технике. Справочник. Пер. с нем. М.: Металлургия, 1980
- Лысиков Б.В., Прозоров В.К. Термометрия и рвсходомерия ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
- Мацевитый Ю.М. Электрическое моделирование нелинейных задач технической теплофизики. Киев: Наукова думка, 1977
- Минаиши В.Е., Шолохов А.А., Грибанов Ю.И. Теплофизика ядерных реакторов с жидкотеплопроводящим охлаждением и методы электроимитирования. М.: Атомиздат, 1971.
- Неизраженный контроль / Под ред. В.В. Сухорукова. М.: Высшая школа, 1992.
- Осипова В.А. Экспериментальное исследование методов теплообмена. — 3-е изд. М.: Энергия, 1979.
- Петуниа А.И. Методы и техника измерений параметров газового потока (присосники давления и скоростного напора). М.: Машиностроение, 1972.

- 31 Петухов Б.С., Жилин В.Г., Ивочкин Ю.П. Двухкомпонентные волоконно-оптические измерительные преобразователи скорости // Конвективный теплообмен. Методы и результаты исследований / Под ред. Б.С. Петухова. М.: ИВТАН, 1982.
- 32 Петухов Б.С., Комендантов А.С., Бурдушии М.И. Теплоотдача при турбулентном течении диссоциирующей двуокиси азота в крутых трубах // Теплофизика высоких температур 1981. Т. 19. № 3. С. 316
33. Петухов Б.С., Ковалев С.А., Жуков В.М. Методика и экспериментальная установка для исследования местной теплоотдачи при кипении жидкости на изотермической поверхности // Теплофизика высоких температур 1971. Т. 9. № 6. С. 1260—1263.
34. Петухов Б.С., Курганов В.А., Анкудинов В.Б. Новые экспериментальные данные по сопротивлению и теплоотдаче в круглой трубе при нагревании двуокиси углерода сверхкритических параметров состояния / Теплофизика высоких температур 1983. Т. 21. № 1. С. 92—100
35. Петухов Б.С., Поликов А.Ф. Термоанемометрические измерения в турбулентных потоках при наличии теплообмена // Б.С. Петухов. Избранные труды. Вопросы теплообмена. М.: Наука, 1987. С. 256—265.
- 36 Прикладная аэродинамика / Н.Ф. Краснов, В. Н. Колецов, А.Н. Данилов и др.; Под ред. Н.Ф. Краснова. М.: Высшая школа, 1974
- 37 Резников М.И., Митропольский З.Л. Радиоизотопные методы исследования внутрикотловых процессов. М.: Энергия, 1964
- 38 Реник Е.У., Кузнецов В.К., Михайлова Н.П. Влияние градиента скорости и близости стенки на показания трубки полного напора при измерении поверхностного трения и распределения скорости в турбулентном пограничном слое // Инженерно-физический журнал. 1985. Т. 48. № 6. С. 895—903.
- 39 Ринкевичус Б.С. Лазерная диагностика потоков. М.: Издательство МЭИ, 1990.
40. Ринкевичус Б.С. Современные оптические методы в исследовании задач теплообмена // Труды Второй Российской национальной конференции по теплообмену. М.: Издательство МЭИ, 1998. Т. 1. С. 70—75
- 41 Садовников Г.В., Смольский Б.М., Щитников В.К. Исследование совместного процесса тепло- и массопереноса с помощью интерферометра // Тепло- и массоперенос. М.: Энергия, 1968. Т. 1. С. 520—530
42. Саламандра Г.Д. Фотографические методы исследования быстротекущих процессов. М.: Наука, 1974.
43. Смоляков А.В., Ткаченко В.М. Измерение турбулентных пульсаций. М.—Л.: Энергия, 1980.
- 44 Стырикович М.А., Полоцкий В.С., Циклаури Г.В. Теплообмен и гидродинамика в двухфазных потоках атомных электрических станций. М.: Наука, 1982.
- 45 Стырикович М.А., Резников М.И. Методы экспериментального изучения процессов генерации пара. М.: Энергия, 1977.
46. Температурные измерения. Справочник / О.А. Герасенко, А.Н. Гордов, В.И. Лах и др. Киев. Наукова думка, 1989.
47. Федоров Г.А. Радиационная интроскопия. Кодирование информации и оптимизация эксперимента. М.: Энергоатомиздат, 1982
48. Фролов Ю.Г. Курс коллоидной химии: поверхностные явления и дисперсные системы: Учебник для вузов — 2-е изд. М.: Химия, 1989.
- 49 Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче: Пер с англ. / Под ред. В.Я. Лихущина. М.: Мир, 1973
- 50 Хини Н.О. Турбулентность. М.: Физматлит, 1963.
- 51 Тепловые трубы для систем термостабилизации / И.Г. Шекриадзе, И.Г. Авалишвили, Г.Г. Жожалиани и др. М.: Энергоатомиздат, 1991.
52. Шнейдер П. Инженерные проблемы теплопроводности. Пер с англ. М.: Изд-во иностран. лит., 1960.
- 53 Экспериментальные методы в механике разреженного газа / Ю.А. Кошмаров, Ю.А. Рыжов, С.Б. Свириевский и др. М.: Машиностроение, 1981
- 54 Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений / С.С. Кутателадзе, Б.П. Миронов, В.Е. Накоряков, Е.М. Хабахлашева. Новосибирск: Наука (Сибирское отделение), 1975
- 55 Электродиффузионная диагностика турбулентных потоков. Сб. трудов / Под ред. С.С. Кутателадзе. Новосибирск: Изд-во СО АН СССР, 1973
- 56 Эстеркин Р.И., Нессерли А.С., Левинер М.И. Теплофизические измерения при сжигании газового и жидкого топлива: Справочное руководство. — 2-е изд. Л.: Недра, 1981.
- 57 Ярышев П.А. Теоретические основы измерения нестационарной температуры. Л.: Энергоатомиздат, 1990
- 58 Barsoni G., Martini R. Post-dryout heat transfer an experimental study in a vertical tube and a simple theoretical method for predicting thermal non-equilibrium // Proc 7-th Int. Heat Transfer Conf. Munchen. 1982. P 411—416
- 59 Mayinger F. Modern electronics in image-processing and in physical modelling — a new challenge for optical techniques // Proc of the 10-th Int Heat Transfer Conf Brighton, UK. 1994. Vol. 1. P. 61—79
60. Shah R.K. Assesment of modified Wilson plot techniques for obtaining heat exchanger design data // Proc 9-th Int Heat Transfer Conf. Jerusalem. 1990. Vol. 5. P 51—56.

# РАЗДЕЛ СЕДЬМОЙ

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

### 7.1. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

#### 7.1.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ И ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В соответствии с определением плотность

$$\rho = m / V, \quad (7.1)$$

где  $V$  — полный объем, занимаемый веществом,  $m$  — его масса.

Величина, обратная плотности, называется удельным объемом:  $v = 1 / \rho$

Метод гидростатического взвешивания [3, 18]

В соответствии с методом выполняются три взвешивания. Образец подвешивается на весах на тонкой проволоке. При первом взвешивании определяется вес образца в воздухе  $G_1$ , при втором — вес образца  $G_2$  в жидкости (обычно в воде), в третьем — вес проволоки  $G_3$ , погруженной в ту же жидкость. Плотность образца

$$\rho_{\text{обр}} = \frac{G_1}{G_1 + G_3 - G_2} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{возд}}) + \rho_{\text{возд}}. \quad (7.2)$$

Погрешность при тщательных измерениях не превышает 0,001—0,0001 %.

Метод пикнометра [18] широко применяется для определения плотности сыпучих материалов, нерастворимых в жидкости.

Пикнометр — сосуд (стеклянный, кварцевый и др.) с трубкой для заполнения его жидкостью. На трубку обычно наносится риска, фиксирующая

некоторый объем пикнометра. Для массовых лабораторных измерений разработаны пикнометры вместимостью от 1 до 100 см<sup>3</sup> (ГОСТ 22524-77), данные о которых приведены в табл. 7.1 и на рис. 7.1.

В методе пикнометра выполняются три взвешивания. В первом взвешивании определяется вес исследуемого сыпучего материала  $G_1$  в воздухе. Во втором — вес пикнометра  $G_2$ , заполненного жидкостью до риски. Перед третьим взвешиванием исследуемый сыпучий материал загружается в пикнометр, а излишки жидкости удаляются так, чтобы ее уровень находился напротив риски, затем определяется вес пикнометра  $G_3$ . Плотность исследуемого материала

$$\rho_{\text{обр}} = \frac{G_1}{G_1 + G_2 - G_3} (\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{возд}}) + \rho_{\text{возд}}. \quad (7.3)$$

Подробнее о применении пикнометра см. в [18]. Исследование плотности твердых материалов, растворимых в воде, может быть выполнено с помощью метода Лермантова [17].

Удельный объем  $v_T$  при температуре  $T$  выражается через объем  $v_0$  при температуре  $T_0$  формулой

$$v_T = v_0 [1 + \bar{\alpha} (T - T_0)]^3, \quad (7.4)$$

где  $\bar{\alpha}$  — средний коэффициент линейного расширения вещества в интервале температур  $(T_0 - T)$ ,

$$\bar{\alpha} = \frac{l_T - l_0}{l_0 (T - T_0)}, \quad (7.5)$$

Таблица 7.1 Размеры пикнометров

Объем пикнометра, см <sup>3</sup>	Размеры пикнометра, мм (рис. 7.1)						
	Тип ПДЖ-2		Тип ПДЖ-3			Тип ПТ	
	$H$	$h$	$H$	$h$	$h_1$	$H$	$h$
1	64	5	54	25	30	—	—
2	66	5	58	30	30	—	—
3	76	5	60	32	30	—	—
5	90	6	75	40	40	—	—
10	100	6	85	45	40	—	—
25	126	9	98	56	45	155	56
50	136	9	107	66	45	170	68
100	152	9	115	74	45	—	—



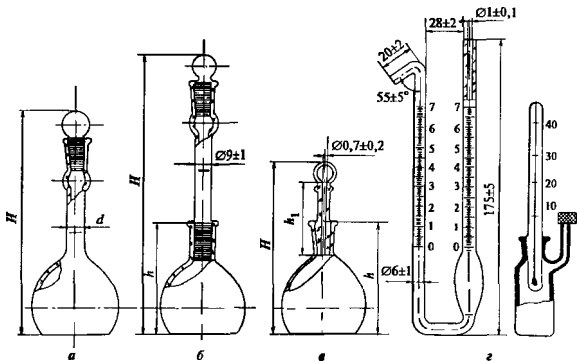


Рис. 7.1. Пикнометры для жидкостей и твердых тел

*a, б, в.* колбообразные шаровидные, *г* — U-образный; *д* — цилиндрический с капиллярной трубкой и термометром

здесь  $l_T$  — длина исследуемого образца при температуре  $T$ ;  $l_0$  — длина исследуемого образца при температуре  $T_0 = 298,15$  К.

В эксперименте измеряются приращение длины  $l_T - l_0$  при изменении температуры от  $T_0$  до  $T$  и первоначальная длина  $l_0$ .

Коэффициент линейного расширения  $\bar{\alpha}$  является функцией температуры и обычно выражается эмпирической зависимостью

$$\bar{\alpha} = a_0 + a_1(T - T_0) + a_2(T - T_0)^2,$$

где  $a_0, a_1, a_2$  — эмпирические коэффициенты.

Значения  $\bar{\alpha}$  различных твердых материалов приведены в разд. 8 книги 1 и в разд. 2 книги 2.

Схема *относительного метода кварцевого дилатометра* (метод Геннига) [38] изображена на рис. 7.2. Исследуемый образец 1 помещен в кварцевую трубку 2. Относительные расширения образца при изменении температуры, создаваемой печью 4, измеряются при помощи микроскопа 6 и регистрируются по шкале 5, соединенной с кварцевым толкателем 3. В качестве измерителя удлинений образца удобно использовать длинномеры, например ИЗВ-1, ИЗВ-2. Дилатометр, выполненный по этому методу, может работать при температурах до 1000 °С. Обычно применяются образцы длиной от 100 до 200 мм. Погрешности при измерении коэффициента линейного расширения не превышают 1%. Некоторые конструкции дилатометров, использующих этот метод, приведены в [38].

Промышленность выпускает кварцевый дилатометр ДКС-900Д (рис. 7.3). Он рассчитан для ра-

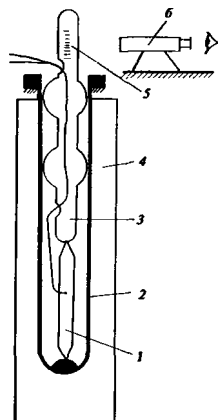


Рис. 7.2. Схема кварцевого дилатометра

1 — образец; 2 — кварцевая трубка; 3 — кварцевый толкатель; 4 — печь; 5 — шкала; 6 — микроскоп

боты при температурах 0—900 °С с образцами размером 12 мм

*Метод компаратора* является абсолютным. Схема метода представлена на рис. 7.4, *a*. В поле зрения микроскопа наблюдается картина, изображенная на рис. 7.4, *б*. Пунктиром показано положе-

Рис. 7.3. Схема дилатометра ДКС-900Д

1 — кварцевый столик; 2 — образец, 3 — эталон; 4, 5 — кварцевые толкатели; 6, 10 — кронштейны; 7, 9 — ролики; 8 — магнит; 11 — окулярный микрометр; 12 — оптическая трубка; 13 — полупрозрачное зеркало; 14 — окуляр

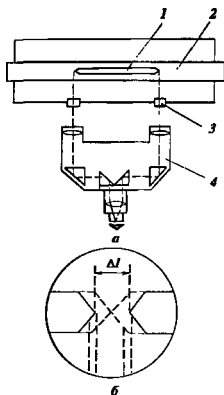
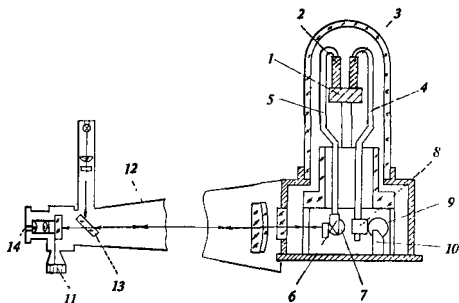


Рис. 7.4. Схема дилатометра-компаратора

1 — образец; 2 — пень; 3 — смотровое окно; 4 — микроскоп-компаратор, ( $\Delta l$  — удлинение образца)

ние концов образца при исходной температуре  $T_0$ , сплошной линией — положение концов при температуре опыта  $T$

Метод исследования коэффициента линейного расширения с помощью *интерферометрического дилатометра*, схема которого изображена на рис 7 5, является абсолютным [38].

Иследуемый образец 2 (изображен в разрезе) покоится на кварцевой опоре 1, верхняя поверхность которой оптически плоская. На образце сверху располагается клиновидная кварцевая пластина 4. Нижняя поверхность клиновидной пластины и верхняя поверхность опоры 1 расположены строго параллельно и образуют интерференционный зазор

Рис. 7.5. Схема интерферометрического дилатометра

1 — кварцевая опора; 2 — образец; 3 — термопара; 4 — клиновидная кварцевая пластина; 5 — призма; 6 — полупрозрачное зеркало; 7 — линза; 8 — монохроматор; 9 — микроскоп, ( $\delta$  — интерференционный зазор)

$\delta$  Источником света является монохроматор 8 или лазерный луч. Интерферометрическая картина, vznikшая в зазоре  $\delta$ , а затем отраженная призмой 5 и полупрозрачным зеркалом 6, наблюдается в микроскопе 9. При изменении длины образца 2 (изменение зазора  $\delta$ ) в поле зрения микроскопа наблюдается смещение интерферометрических полос. Смещение картины на одну полосу соответствует изменению длины образца на величину  $\lambda/2$ , где  $\lambda$  — длина волны монохроматического излучения

Таблица 7.2 Технические данные интерферометрических dilatометров фирмы SINKU-RIKO, Inc. (Япония) [31]

Марка dilatометра	Рабочий интервал температур, °C	Размеры образца, мм		Погрешность измерений
		диаметр	длина	
<i>Вертикальные dilatометры</i>				
DL-9200	-170—300	5	20	1 %
DL-9400	20—1000	5	20	1 %
DL-9500	20—1500	5	20	1 %
DL-9600	20—1100	5	20	1 %
DL-9700	20—1700	5	20	1 %
DL-9800	20—1700	5	20	1 %
<i>Горизонтальные dilatометры</i>				
DLY-9200	-170—300	10	50	1 %
DLY-9400	20—1000	10	50	1 %
DLY-9500	20—1500	10	50	1 %
DLY-9600	20—1100	10	50	1 %
<i>Лазерные dilatометры</i>				
LIX-II	-150—200	7	15	±20 нм
LIX-IM	200—700	7	15	±80 нм

Примечания 1 В качестве охлаждающей жидкости используется жидкий азот.

2 Dilatomетры различных марок отличаются типами нагревательных элементов.

Коэффициент линейного расширения вычисляется по формуле

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{l_0} \frac{n\lambda}{2(T - T_0)}, \quad (7.6)$$

где  $n$  — число полос, переместившихся в поле зрения микроскопа, при изменении температуры от  $T_0$  до  $T$ . Погрешность метода 1 %

В табл. 7.2 приведены технические данные интерферометрических dilatометров выпускаемых японской фирмой SINKU-RIKO, Inc [31]

### 7.1.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Метод гидростатического взвешивания для жидкостей [3, 18] основан на определении веса твердого тела (поплавок) в воздухе, воде и исследуемой жидкости. Плотность исследуемой жидкости рассчитывается по формуле

$$\rho_{ж} = \frac{G_1 + G_3 - G_2}{G_1 + G_5 - G_4} (\rho_{воды} - \rho_{возд}) + \rho_{возд}, \quad (7.7)$$

где  $G_1$  — вес твердого тела в воздухе;  $G_2$  — вес твердого тела с подвесом из проволоки в исследуемой жидкости;  $G_3$  — вес подвеса из проволоки в исследуемой жидкости;  $G_4$  — вес твердого тела с подвесом из проволоки в воде;  $G_5$  — вес подвеса из проволоки в воде.

Погрешность определения плотности жидкости этим методом не более 0,001 %.

По методу пикнометра [3, 18] плотность исследуемой жидкости рассчитывается по формуле

$$\rho_{ж} = \frac{G_{пик2} - G_{пик1}}{G_{пик3} - G_{пик1}} (\rho_{воды} - \rho_{возд}) + \rho_{возд}, \quad (7.8)$$

где  $G_{пик1}$  — вес пустого пикнометра;  $G_{пик2}$  — вес пикнометра, заполненного исследуемой жидкостью;  $G_{пик3}$  — вес пикнометра, заполненного водой. Конструкции и размеры используемых пикнометров представлены на рис. 7.1 и в табл. 7.1. Схема метода определения плотности жидкости при высоких давлениях [18] и изображена на рис. 7.6

Для измерения плотности жидкостей используются также ареометры (денсиметры) [17] — приборы, принцип действия которых основан на зависимости выталкивающей силы жидкости от ее плотности. Выпускаются ареометры различного назначения: для определения плотности нефти, молока, морской воды, растворов кислот, щелочей, солей и др. На рис. 7.7 показаны ареометры общего назначения. Характеристики таких ареометров приведены в табл. 7.3, а ареометров для определения плотности нефти (ГОСТ 18481-81) — в табл. 7.4

Метод пьезометра переменного объема [18] используется для исследования плотности жидкостей. Определенная масса жидкости  $m$  изотермически сжимается в пьезометре до точно известного объема  $V_{ж}$ . Плотность жидкости определяется по формуле

$$\rho = m/V_{ж}$$

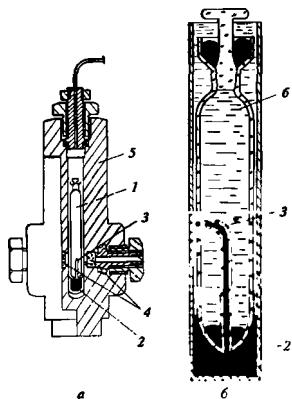


Рис. 7.6. Схемы пикнометра в сосуде давления (а) и пикнометра в сборе (б)

1 — пикнометр, 2 — ртуть, 3 — капилляр; 4 — смотровые окна; 5 — автоклав; 6 — исследуемая жидкость

Таблица 7.3. Ареометры общего назначения [17]

Тип	Пределы измерения, $\text{кг/м}^3$	Цена деления, $\text{кг/м}^3$	Длина ареометра, мм
A1	700—760, 1780—1840	1	150 ± 20 (набор из 19 ареометров)
A2	1000, 2000	1	285 ± 20
A3	1000—1400 1300—1800	10 20	280 ± 20 280 ± 20
A4	700—1000 1000—1500 1000—1800	5 10 20	300 ± 20 300 ± 20 300 ± 20

Таблица 7.4. Ареометры для измерения плотности нефти (со встроенным термометром) [17]

Тип	Пределы измерения плотности, $\text{кг/м}^3$	Цена деления, $\text{кг/м}^3$	Длина прибора, мм
АНТ1	650—710, 1010—1070 (при температуре от -20 до +45 °С)	0,5	470 ± 30 (набор из 7 ареометров)
АНТ2	670—750, 990—1070 (при температуре от -20 до +35 °С)	1	280 ± 20 (набор из 5 ареометров)
АН	650—680, 1040—1070 (без встроенного термометра)	0,5	300 ± 20 (набор из 14 ареометров)

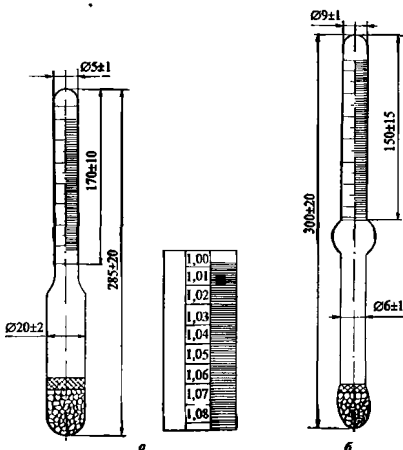


Рис. 7.7. Ареометры (денситометры) общего назначения

а — тип А2, б — тип А4 (см табл. 7.3)

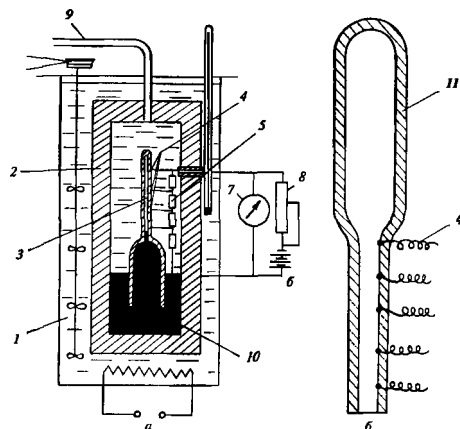


Рис. 7.8. Схема пьезометра переменной объема

*a* — принципиальная схема установки; *b* — пьезометр для малосжимаемых жидкостей; 1 — термостат; 2 — корпус; 3 — пьезометр; 4 — контакты; 5 — сопротивления; 6 — батарея; 7 — вольтметр; 8 — реостат; 9 — линия давления; 10 — ртуть; 11 — сосуд пьезометра

Количество жидкости в пьезометре во время опыта остается постоянным; объем, занимаемый жидкостью, изменяется с изменением давления. Принципиальная схема установки изображена на рис. 7.8, *a*. В пьезометре 3 заключено исследуемое вещество. По линии давления 9 создаваемое давлением давление передается на ртуть 10, которая сжимает вещество в пьезометре. Уровень ртути фиксируется по изменению показания вольтметра 7 в момент замыкания одного из контактов 4 ртутью. Части объема пьезометра до каждого из контактов 4 точно измерены. При исследовании жидкости вдали от критической точки, где ее сжимаемость мала, лучше применить пьезометр, изображенный на рис. 7.8, *b*. Он отличается от пьезометра, изображенного на рис. 7.8, *a* большим объемом исследуемой жидкости.

Схема поршневого пьезометра [18] изображена на рис. 7.9. Пьезометр 3 окружен нагревателем 1. Температура пьезометра контролируется термометром 2. Поршень 4, тщательно притертый к стенкам пьезометра, сжимает жидкость в нем. О перемещении поршня судят по изменению сопротивления константановой проволоки 7, часть которой шунтируется контактами 6.

Пьезометр переменного объема, выполненный из сиффона, показан на рис. 7.10. Варианты применения сиффонного пьезометра переменного объема описаны в [18, 42].

В соответствии с *методом пьезометра постоянного объема* [18] в сосуд известного постоянно-

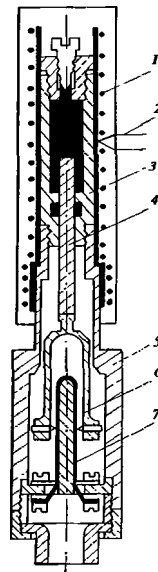


Рис. 7.9. Поршневой пьезометр переменного объема

1 — нагреватель; 2 — термометр; 3 — пьезометр; 4 — поршень; 5 — автоклав; 6 — контакты; 7 — константановая проволока

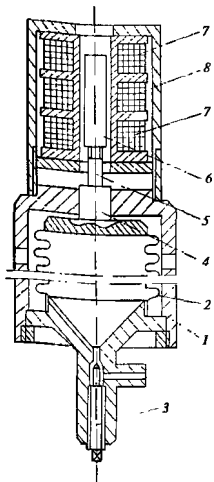


Рис. 7.10. Сильфонный пьезометр переменного объема

1 — стакан, 2 — сильфон, 3 — вентиль, 4 — направляющая гильза; 5 — стержень, 6 — сердечник, 7 — вторичная обмотка датчика, 8 — первичная обмотка датчика

В соответствии с *методом пьезометра постоянного объема* [18] в сосуд известного постоянного объема  $V_{\text{п}}$  вводят известное количество жидкости  $m_{\text{ж}}$  при заданных давлении  $p$  и температуре  $T$ . Измерения по этому методу позволяют определить плотность  $\rho = m_{\text{ж}}/V_{\text{п}}$  и в соответствии полученный результат с давлением и температурой опыта. Переход к новому состоянию вещества осуществляют путем последовательных выпусков части его массы  $\Delta m_{i \text{ вып}}$ . В новом равновесном состоянии масса вещества

$$m_{i, \text{ж}} = m_{\text{ж}} \sum_{i=1}^{i=n} \Delta m_{i \text{ вып}}, \quad (7.9)$$

плотность  $\rho_{\text{жк}} = m_{\text{ж}}/V_{\text{п}}$ . Часто начальное количество вещества  $m_{\text{ж}}$  неизвестно. Оно находится как сумма масс всех выпусков и остаточного количества вещества в пьезометре. Метод требует внесения поправок на изменение объема пьезометра с изменением температуры и давления (если пьезометр не нагружен от давления). Существенной особенностью метода постоянного объема является необ-

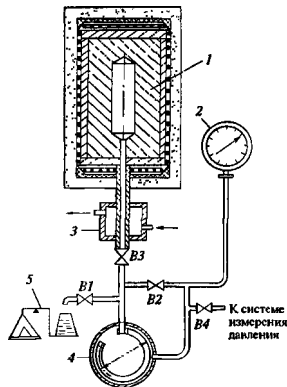


Рис. 7.11. Схема установки для определения удельных объемов жидкостей и газов

1 — пьезометр, 2 — манометр, 3 — холодильник, 4 — дифференциальный манометр-разделитель, 5 — устройство для взвешивания выпусков; B1—B4 — вентили

ходимость поправок на выпуск части жидкости не только из пьезометра, но и из соединительных коммуникаций (поправка на балластный объем). На рис 7 11 показана экспериментальная установка, выполненная по методу В. А. Кириллина — равновидности пьезометра постоянного объема [18]

Плотность на линии насыщения может быть определена либо на основе измерения плотности в однофазном состоянии с последующей аналитической или графической экстраполяцией на линию насыщения, либо непосредственно путем измерения плотности равновесно сосуществующих фаз В последнем случае удобен *метод гидростатической взвешивания поплавок*, погруженного в каждую из изучаемых фаз (рис 7 12) [45]

Поплавок взвешивается погруженным либо в насыщенную жидкость, либо в сухой насыщенный пар, *заполняющий* сосуд. Тензометры весов (сопротивления R1—R4) соединены в мостовую схему и включены так, что при изменении веса поплавок два сопротивления возрастают, а два других уменьшаются, вызывая разбаланс моста, пропорциональный изменению плотности исследуемой жидкости. Согласно уравнению тензометрического взвешивания напряжение разбаланса моста

$$U = I[B_1 - B_2 + C(M - V\rho)]$$

пропорционально плотности исследуемой среды. Здесь  $M$  — масса поплавок,  $V$  — объем поплавок.

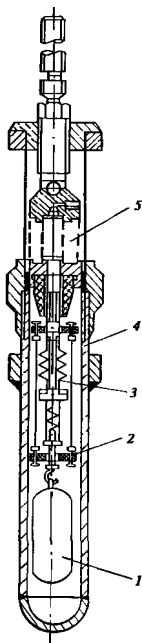


Рис. 7.12. Схема установки для определения плотности жидкости и пара

1 — поплавок; 2 — тензометрические весы; 3 — потенциальные выводы моста; 4 — корпус; 5 — выводные кольца;  
 $R1-R4$  — сопротивления мостовой схемы весов

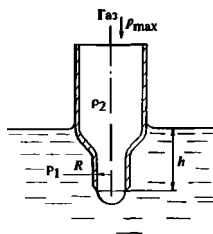


Рис. 7.13. Схема измерения поверхностного натяжения по методу максимального давления в пузырьке

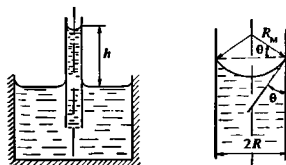
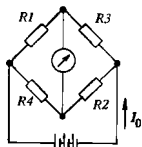


Рис. 7.14. Схема измерений по методу капиллярного поднятия



$I$  — рабочий ток моста;  $B_1, B_2, C$  — постоянные прибора, получаемые в тарировочных опытах с хорошо изученными жидкостями и в вакууме. Подробнее об этом эксперименте см. в [45]

### 7.1.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ И КРАЕВЫХ УГЛОВ СМАЧИВАНИЯ

Метод максимального давления в газовых пузырьках [55] (рис 7.13). В исследуемую жидкость, имеющую плотность  $\rho_1$ , выдавливается через ка-

пилляр радиусом  $R$  пузырек газа плотностью  $\rho_2$ . В процессе выдавливания будет зафиксирован момент, когда давление достигнет максимального значения  $p_{\max}$ . В соответствии с теорией поверхностное натяжение

$$\sigma = \frac{1}{2} R p_{\max} \left\{ 1 - \frac{2}{3} \frac{g(\rho_1 - \rho_2)R}{p_{\max}} - \frac{1}{3} \left[ \frac{g(\rho_1 - \rho_2)R^2}{p_{\max}} \right]^2 \right\}. \quad (7.10)$$

Если через капилляр «продавливают» газ, то  $\rho_1 \gg \rho_2$  и членом  $\rho_2$  в уравнении (7.10) в пределах погрешности эксперимента (1 %) можно пренебречь

Одним из достоинств этого метода является отсутствие в расчетной формуле (7.10) краевого угла смачивания. Однако это относится к случаю, когда кромки капилляра в месте образования пузырька абсолютно тонкие

Метод капиллярного поднятия (рис 7.14) позволяет определить комплекс  $\sigma \cos \theta$ . Расчетная формула имеет вид

$$\sigma \cos \theta = (\rho_1 - \rho_2) g h R / 2. \quad (7.11)$$

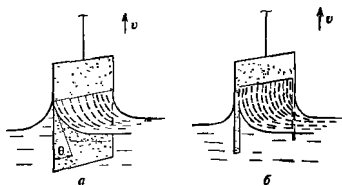


Рис. 7.15. Схема измерений по методу отрыва и вытягивания пластины

*a* — вариант без исключения краевых эффектов; *b* — вариант с исключением краевых эффектов

где  $\rho_1$  — плотность жидкости;  $\rho_2$  — плотность пара;  $h$  — высота поднятия жидкости;  $R$  — радиус капилляра

Метод вытягивания пластины (рис 7.15) позволяет исследовать влияние материала смачиваемой пластины на значение  $\sigma$  в условиях натекания или «оттекания» жидкости. Влияние материала пластины было исследовано в [7], где измерялось  $\sigma$  натрия с использованием пластины из цинка, меди, молибдена. Наиболее совершенной в методическом отношении работой, выполненной по этому методу, является исследование  $\sigma$  щелочных металлов, осуществленное под руководством Д. Л. Тимрота [54].

#### 7.1.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ НАСЫЩЕННЫХ ПАРОВ

Схема установки, выполненной по методу точек кипения, изображена на рис. 7.16 [18, 53]. Исследуемое вещество кипит в нижней части сосуда 4. Пары вещества конденсируются на гильзе термопары 2, на козырьках 1 и стенке конденсатора 8. Конденсат стекает в сосуд 4 по патрубку 5. Температура измеряется термопарой 7 или термометром. Давление насыщения измеряется по давлению инертного газа, подаваемого из системы измерения давления в верхний патрубок 9 (система измерения давления на рис. 7.16 не показана).

С помощью нагревателя 6 можно менять режим кипения в широких пределах. Постоянство температуры конденсации при неизменном давлении инертного газа и при изменении интенсивности кипения жидкости свидетельствует о том, что температура насыщения измеряется верно.

Статический метод исследования давления насыщенных паров является наиболее совершенным и разработанным [16]. Принципиальная схема этого метода изображена на рис. 7.17. Исследуемое вещество заключено в пьезометр 4, расположенный в многосекционной электрической печи. Пьезометр окружен термостатирующим блоком 3. Температура блока и пьезометра в опытах измеряется термопарой 5. Давление пара над жидкостью

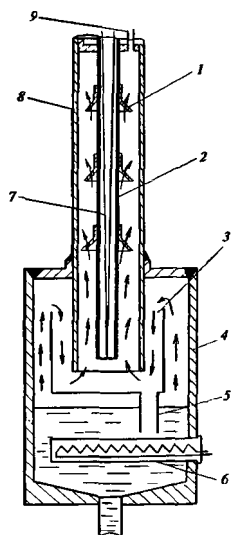


Рис. 7.16. Схема измерений по методу точек кипения для определения давления насыщения

1 — козырек; 2 — гильза термопары; 3 — поток исследуемого пара; 4 — сосуд; 5 — патрубок; 6 — нагреватель; 7 — термопара; 8 — конденсатор; 9 — верхний патрубок

уравновешивается через мембрану давлением инертного газа. В корпусе мембраны 2 имеется специальный электрод А, который при перемещении мембраны может ее касаться и замыкать электрическую цепь.

О равенстве давлений инертного газа и насыщенного пара свидетельствует исчезновение или появление контакта при незначительном изменении давления инертного газа с помощью сифонного пресса. Давление инертного газа измеряется манометром. Метод обеспечивает погрешность определения давления не более 0,2 %.

Метод вскипания [52] (рис 7.18) Исследуемое вещество заполняет предварительно вакуумированный U-образный сосуд 3 из дозатора 4. В сосуде 1 создается давление инертного газа, заведомо превышающее давление насыщения вещества при температуре опыта. Давление газа через открытое правое колено сосуда 3 передается на жидкость. Левое колено сосуда 3 заглушено, и нагревателем 7 поддерживается заданная температура. Во время опыта давление инертного газа медленно понижа-



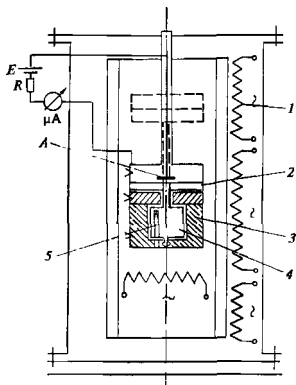


Рис. 7.17. Схема измерений по статическому методу определения давления насыщенных паров  
1 — нагреватели; 2 — мембрана; 3 — термостатирующий блок; 4 — пьезометр; 5 — термопара; А — электрод

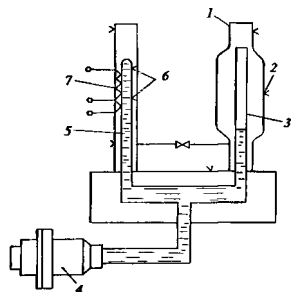


Рис. 7.18. Схема измерений по методу вскипания для определения давления насыщения  
1 — система подачи инертного газа; 2, 6 — термопары; 3 — U-образный сосуд с исследуемым веществом; 4 — дозатор; 5 — зона образования пара; 7 — нагреватель

ется. В момент достижения давления насыщения в левом колене образуется пар, что вызывает резкое смещение уровня в правом колене. Температура, зарегистрированная термопарой 6, и давление, зарегистрированное по давлению инертного газа с учетом поправки на разность столбов жидкости в обоих коленах, являются равновесными

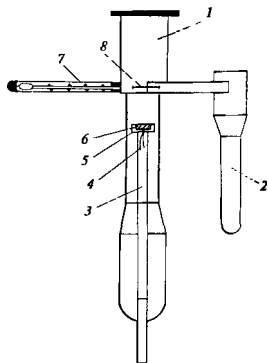


Рис. 7.19. Схема измерений по методу Ленгмюра для определения малых давлений насыщения  
1 — камера мишеней; 2 — приемник мишеней; 3 — опорная трубка; 4 — термопара; 5 — корундовая чашка; 6 — образец; 7 — толкатель мишеней; 8 — мишень

Метод Ленгмюра [10] используется для измерения давления паров малолетучих веществ (металлов и т.п.) Метод основан на известном соотношении кинетической теории газов:

$$m = p\alpha\sqrt{M/(2\pi R_{\mu}T)}, \quad (7.12)$$

где  $m$  — масса вещества, испаряющегося в вакуум за 1 с с единицы площади поверхности (скорость испарения);  $p$  — давление паров,  $M$  — относительная молекулярная масса вещества,  $R_{\mu}$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — температура, при которой определяется давление,  $\alpha$  — коэффициент Ленгмюра, определяемый в отдельном эксперименте.

Условиями применения метода Ленгмюра являются истечение пара в вакуум и давление пара не выше 10 Па. При нарушении этих условий формула (7.12) будет неверной.

На рис. 7.19 изображена принципиальная схема установки для измерений по методу Ленгмюра [10]. Исследуемый образец 6, нагреваемый индукционными токами, расположен в корундовой чашке 5. Его температура измеряется термопарой 4. Внутри аппарата создается остаточное давление около  $10^{-4}$ — $10^{-5}$  Па. Пары исследуемого вещества попадают на специальную мишень 8, расположенную строго параллельно образцу и охлаждаемую жидким азотом в камере 1. Скорость испарения вычисляется по массе вещества, сконденсированного на мишени за время экспозиции.

Развитие данного метода с использованием электронно-лучевого нагрева открытой поверхности жидкометаллических образцов описано в [59].

Метод Кнудсена [29] для измерения низких давлений пара (не более 10 Па) основан на выражении для массовой скорости истечения пара через малое отверстие

$$m' = (p_1 - p_2) \sqrt{M / (2\pi R_u T)}. \quad (7.13)$$

Здесь  $p_1$  — давление внутри сосуда, из которого происходит истечение (ячейка Кнудсена), принимаемое равным давлению насыщенного пара;  $p_2$  — внешнее давление. При истечении в вакуум  $p_2 = 0$  и  $p_1 = p$  — искомое давление.

Формула (7.13) справедлива при условии, что отверстие ячейки мало и истечение не нарушает равновесия в ячейке, а кромка отверстия столь тонка, что его гидравлическое сопротивление равно нулю.

Если эффузионное отверстие не удовлетворяет указанным требованиям, то в (7.13) вводится поправочный множитель  $K$ , учитывающий так называемый эффект Клаузинга:

$$p = \frac{m'}{K} \sqrt{\frac{2\pi R_u T}{M}}, \quad (7.14)$$

где  $K = 1 / (1 + 0,5l/r)$ , если  $l/r = 0-1,5$  и  $K = 1,4 / (1 + 0,95 \frac{l}{r} + 0,15 (\frac{l}{r})^2)$ , если  $l/r > 1,5$ ;  $l$  — толщина стенок отверстия;  $r$  — радиус эффузионного отверстия.

Метод позволяет измерять не только общее равновесное давление пара, но и парциальные давления компонентов в многокомпонентных системах [14].

### 7.1.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАВЛЕНИЯ

Распространенным методом исследования температуры плавления при атмосферном давлении является метод термографирования, заключающийся в изучении зависимости температуры образца от времени при монотонном нагреве или охлаждении [18]. На термограмме фазовый переход характеризуется постоянством температуры образца в течение некоторого времени.

На рис. 7 20 в качестве примера дана схема установки для определения температуры плавления при заданном давлении [18]. Она рассчитана на работу при давлении от 0,1 до 2000 МПа.

Метод измерения состоит в следующем. В термостате 2, в котором размещен пьезометр 1 с исследуемой жидкостью, поддерживается заданная температура. С помощью системы, включающей в себя ручные прессы для создания давления порядка 100 МПа (на рис. 7 20 не показаны), мультипликатор первой степени 4 для создания давления до 500 МПа, мультипликатор второй степени 5 для создания максимального давления, давление в пьезометре медленно повышается. При достижении условий фазового равновесия давление после некоторого повышения уменьшается до определенного значения вследствие образования твердой фазы вещества, сопровождающегося изменением его объема. Равновесная температура и давление фиксируются. Давление измеряется манганиновым манометром 3.

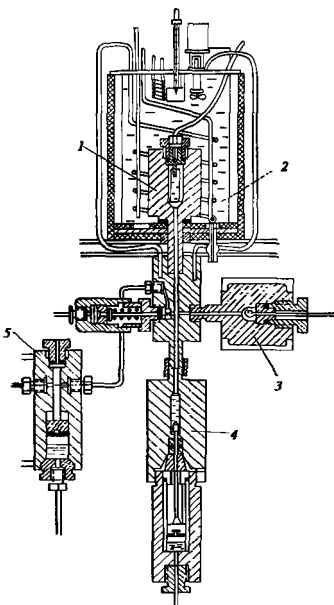


Рис. 7.20. Схема установки для определения температуры плавления при высоких давлениях

1 — пьезометр; 2 — термостат; 3 — манганиновый манометр; 4, 5 — мультипликаторы давления

зометре медленно повышается. При достижении условий фазового равновесия давление после некоторого повышения уменьшается до определенного значения вследствие образования твердой фазы вещества, сопровождающегося изменением его объема. Равновесная температура и давление фиксируются. Давление измеряется манганиновым манометром 3.

## 7.2. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КАЛОРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

### 7.2.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КАЛОРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Исследование калорических свойств веществ сводится к определению тепловых эффектов, сопровождающих изменение состояния вещества. Теплоемкость твердых тел обычно исследуется как функция температуры при атмосферном давлении [57].

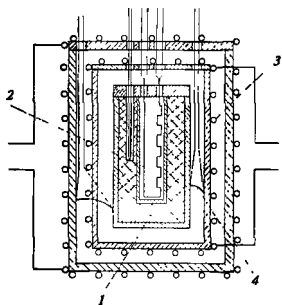


Рис. 7.21. Схема адiabатического калориметра с непосредственным нагревом

1 — образец, 2 — калориметрический нагреватель; 3 — адiabатическая оболочка; 4 — дифференциальная термопара

*Адiabатический калориметр с непосредственным нагревом* [13, 18]. Принципиальная схема калориметра приведена на рис. 7.21. Определение теплоемкости твердого тела (образца 1) проводится следующим образом. С помощью калориметрического нагревателя 2 к образцу подводится количество теплоты  $Q$ . В процессе нагрева автоматическая система регулирования поддерживает температуру адiabатической оболочки 3, равную температуре образца. В этом

случае тепловые потери практически отсутствуют и теплоемкость образца рассчитывается по формуле

$$c_p = \left( \frac{Q}{\Delta T} - A \right) \frac{1}{m}, \quad (7.15)$$

где  $Q$  — подведенное к образцу количество теплоты,  $\Delta T$  — повышение температуры образца в опыте;  $m$  — масса образца;  $A$  — тепловое значение (постоянная) калориметра.

Тепловое значение калориметра  $A = \sum m_i c_{pi}$ , где  $m_i$ ,  $c_{pi}$  — масса и теплоемкость элементов калориметра (шнуровка, изоляция и т.п.), определяется либо расчетным путем (что менее точно), либо в опытах с полностью собранным калориметром, но без исследуемого образца.

Для исследования калорических свойств твердых тел при высоких температурах широкое применение находит *метод смешения* [18], относящийся к числу наиболее совершенных и разработанных.

Идея метода состоит в том, что в печи образец нагревается до нужной температуры  $T$ , после чего сбрасывается в расположенный под печью калориметр, в котором остывает до температуры  $T_k$ , близкой к комнатной температуре  $T_0$ . В калориметре измеряется теплота, отнятая образцом при его остывании от температуры  $T$  до  $T_0$ , т.е., по существу, разность энтальпий между этими температурами.

В качестве калориметрического устройства (рис. 7.22) используется массивный, обычно медный, блок 9, окруженный несколькими экранами 14

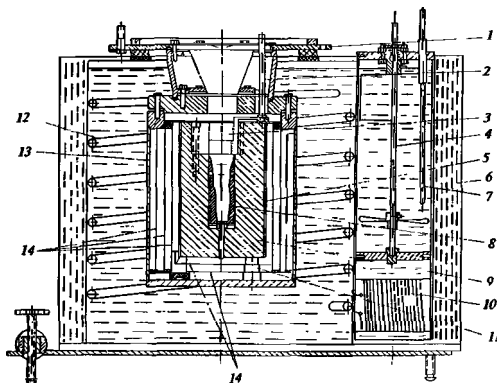


Рис. 7.22. Конструкция массивного калориметра

1 — фланец; 2 — шток, управляющий шторкой; 3 — шторка; 4 — мешалка термостата; 5 — наружный термометр сопротивления; 6 — изоляция; 7 — термометр; 8 — градуировочный нагреватель; 9 — массивный блок калориметра; 10 — нагреватель термостата; 11 — опора блока; 12 — холодильник; 13 — оболочка калориметра; 14 — экраны

для уменьшения теплообмена с оболочкой калориметра 13 и термостатирующей жидкостью термостата. Внутри калориметра смонтирован нагреватель 8, который используется для определения теплового значения калориметра. Прямая полость блока, в которую попадает образец, закрыта массивными шторками 3, которые открываются только на время пролета образца из печи в калориметр. Повышение температуры блока во время опыта определяется с помощью планшетового термометра сопротивления 5, расположенного в пазах на его внешней поверхности. Количество теплоты  $Q_k$ , внесенное с исследуемым образцом в калориметр, вычисляется по тепловому значению калориметра  $A$ , определенному в специальных опытах, и повышению температуры калориметра в опыте  $\Delta T = T_k - T_0$ :

$$Q_k = A \Delta T.$$

Разность энthalпий образца при температуре опыта  $h(T)$  и при температуре калориметра  $h(T_k)$  определяется по формуле

$$h(T) - h(T_k) = \frac{Q_k - Q_{\text{пм}} + q_{\text{п}}}{m}, \quad (7.16)$$

где  $Q_{\text{пм}}$  — теплота, внесенная в калориметр с ампулой, если образец заключен в ампулу;  $q_{\text{п}}$  — потеря теплоты образцом за время падения из печи в калориметр, определяемая в специальных опытах;  $m$  — масса исследуемого образца.

Теплоемкость образца находится по термодинамическому соотношению

$$c_p(T) = \left[ \frac{d}{dT} (h(T) - h(T_k)) \right]_p \quad (7.17)$$

*Промышленные приборы для измерения теплоемкости конструкционных и строительных материалов*. Для измерения теплоемкости конструкционных и строительных материалов различной структуры разработан ряд промышленных приборов (см. табл. 7.5).

### 7.2.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КАЛОРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Теплоемкость жидкостей исследуется в зависимости от давления и температуры. Исследуется изобарная теплоемкость  $c_p$  и режим изохорная  $c_v$ .

При исследовании *методом смешения* ампула с исследуемым веществом нагревается в печи до температуры опыта  $T$ , затем сбрасывается в калориметр. Температура калориметра в общем случае повышается от  $T_0$  до  $T_k$ , хотя в ряде случаев используются изотермические калориметры. Температура ампулы с содержимым в конце опыта также станет равной  $T_k$ . При этом энthalпия исследуемой жидкости определяется по формуле (7.16), а теплоемкость — по формуле (7.17). Теплота, внесенная в калориметр ампулой,

$$Q_{\text{ам}} = A_{\text{ам}}(T - T_k),$$

где  $A_{\text{ам}}$  — тепловое значение (постоянная) ампулы.

Таблица 7.5. Технические данные промышленных приборов для измерения теплоемкости материалов различной структуры [39]

Тип прибора	Исследуемые материалы	Интервал температур, °C	Погрешность, %
ТФП-4	Твердые, сыпучие, волокнистые	50—100	3
ГФП-3	Металлы, сплавы	50—100	5
ИТС-с-20	Твердые	50—300	7
ИТС-400	Твердые	50—400	10
ИТС-2	Теплоизоляционные	50—200	12
КДМ-с-900	Металлы, сплавы, керамика	50—900	3
ИТА-сл-400 (автоматизированный комплекс)	Твердые	-150—400	5

Примечание. Прибор типа КДМ-с-900 предназначен для проверки других приборов, остальные для экспресс-измерений.

Метод смешения получил весьма широкое применение в исследованиях при высоких температурах, например, в [42] описаны исследования при температуре до 900 °C. Их особенность состоит в том, что используется калориметр постоянной температуры — так называемый ледяной калориметр. Схема установки изображена на рис. 7.23. Нагретая в печи I до температуры опыта  $T$  ампула с исследуемым веществом сбрасывается в ледяной калориметр II. Количество теплоты  $Q_k$ , введенное с ампулой в калориметр, определяется по массе  $m_{\text{л}}$  расплавленного льда и теплоте его плавления  $L_{\text{пл}}$ . Масса  $m_{\text{л}}$  определяется по уменьшению объема системы лед — вода в калориметрическом сосуде 4, а это изменение объема, в свою очередь, определяется по количеству ртути 6, втянутому внутрь калориметра по капилляру I при плавлении льда. Количество ртути определяется весовым методом по убыли массы ртути  $m_{\text{рт}}$  в сосуде 2.

Температура калориметра во время опыта остается постоянной и равной  $t_0 = 0$  °C. Количество теплоты, внесенное в калориметр исследуемым образцом, рассчитывается по формуле

$$Q_k = \frac{m_{\text{рт}} L_{\text{пл}}}{\rho_{\text{рт}} (v_{\text{л}} - v_{\text{в}})}, \quad (7.18)$$

где  $\rho_{\text{рт}}$  — плотность ртути;  $v_{\text{л}}$ ,  $v_{\text{в}}$  — удельный объем льда и воды соответственно.

Разновидностью калориметра постоянной температуры является так называемый кипящий калориметр, используемый в исследованиях энthalпии и теплоемкости щелочных металлов и их растворов [42]. Количество теплоты в этом калориметре определяется по количеству испарившейся из него воды (находящейся в состоянии насыще-

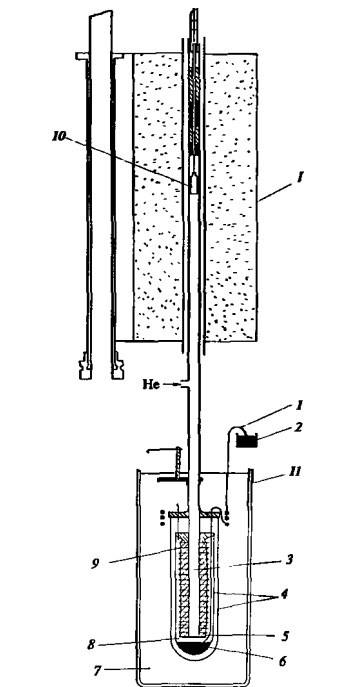


Рис. 7.23. Схема установки с ледяным калориметром

1 — электропечь; II — ледяной калориметр; 1 — капилляр для подачи ртути; 2 — чашка с ртутью; 3 — приемный канал калориметра; 4 — корпус и оболочка калориметра; 5 — замороженный лед; 6 — ртуть; 7 — ледяной термостат; 8 — вода; 9 — металлические ребра; 10 — образец

ния) за счет теплоты  $Q_k$ , введенной в калориметр с образцом. Образующийся пар конденсируется в специальном конденсаторе. Конденсат взвешивается.

Количество теплоты, внесенное в калориметр, в первом приближении определяется формулой

$$Q_k = G_{\text{конд}} t, \quad (7.19)$$

где  $G_{\text{конд}}$  — масса конденсата

Схема кипящего калориметра изображена на рис. 7.24. Образующийся в калориметрическом

сосуде 5 пар по трубке 2 направляется в конденсатор 8. Конденсат собирается в емкость 9. Приемная гильза калориметра 3 заканчивается термостатирующим блоком 6, снижающим интенсивность кипения жидкости. Калориметрический сосуд окружен термостатом 4, в котором нагревателем 7 создается режим кипения. Термостат сводит к минимуму теплообмен калориметра с окружающей средой.

Калорические свойства газов существенно зависят от давления и температуры. Для исследования теплоемкости  $c_p$  применяются главным образом метод смешения и метод потока.

В соответствии с методом смешения предварительно нагретый исследуемый газ направляется в калориметр. Протекая через калориметрическое устройство, газ охлаждается, нагревая калориметр. Искомая теплоемкость находится из уравнения теплового баланса

В методе постоянного потока, пригодном для исследования газов и жидкостей, теплоемкость определяется следующим образом. В канале создается стационарный поток исследуемого газа или жидкости. В потоке устанавливается нагреватель, мощность которого измеряется. До нагревателя и после него располагаются термометры сопротивления. В опыте измеряется расход исследуемого газа  $G$ , температуры  $T_1$  и  $T_2$  до и после нагревателя, тепловая мощность, выделяемая на нагревателе  $Q_H$ .

Тем или иным способом определяются возможные потери  $q_{\text{пот}}$ . По результатам опыта теплоемкость рассчитывается по формуле

$$c_p = \frac{Q_H - q_{\text{пот}}}{G(T_2 - T_1)}. \quad (7.20)$$

Тепловые потери  $q_{\text{пот}}$  исключаются путем проведения опытов при двух расходах  $G_1$  и  $G_2$ , при этом устанавливаются такие мощности  $Q_{H1}$  и  $Q_{H2}$ , при которых  $T_1$  и  $T_2$  остаются неизменными. Если принять, что потери теплоты калориметром в обычных случаях остаются постоянными, то

$$c_p = \frac{Q_{H2} - Q_{H1}}{(G_2 - G_1)(T_2 - T_1)}$$

Схема установки, работающей по методу потока, и изображена на рис. 7.25 [18]. Здесь  $T_1$  и  $T_2$  — температуры соответственно термостатов I и II.

Метод взрыва используется для измерения теплоемкости при постоянном объеме  $c_v$  в области высоких температур [18]. При этом используемый калориметр представляет собой прочный сосуд. Внутрь него вводится взрывчатая смесь из водорода и кислорода и подмешивается исследуемый газ.

Необходимо, чтобы газ не вступал в реакцию с продуктами взрыва.

Температура газа после взрыва (максимальная) определяется по измеряемому значению максимального давления, массе смеси веществ в газе

Рис. 7.24. Схема кипящего калориметра

1, 7 — нагреватели; 2 — патрубок; 3 — гильза; 4 — термостат; 5 — кипящая жидкость; 6 — термостатирующий блок; 8 — конденсатор; 9 — емкость

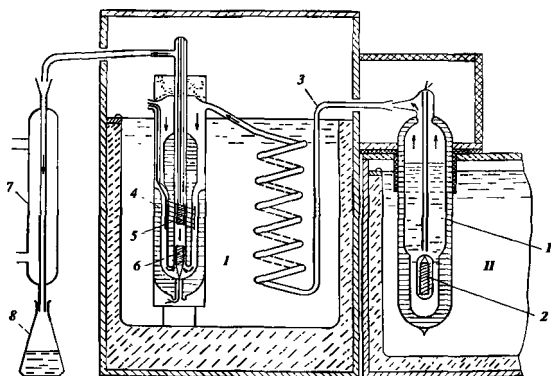
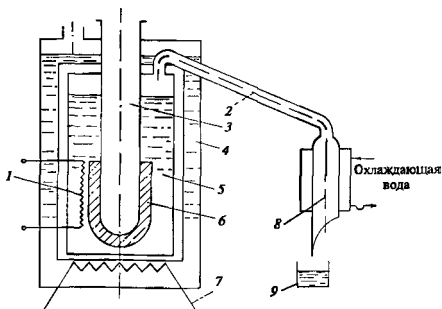
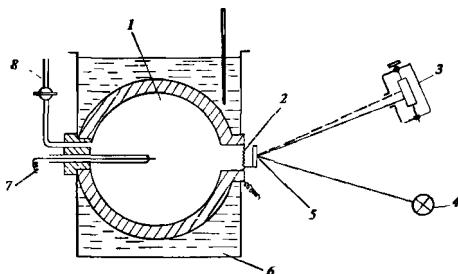


Рис. 7.25. Схема установки для измерения теплоемкости паров

1 — испаритель; 2 — нагреватель; 3 — змеевик; 4 — калориметр; 5 — нагреватель; 6 — платиновой термометр; 7 — холодильник; 8 — мерная колба; I, II — термостаты

Рис. 7.26. Схема калориметра для определения теплоемкости методом взрыва

1 — калориметрический сосуд; 2 — мембрана для регистрации изменения давления; 3 — регистрирующий прибор; 4 — источник света; 5 — зеркальце; 6 — водяной термостат; 7 — запальная свеча; 8 — трубка для заполнения калориметра



с использованием уравнения состояния. Схема установок изображена на рис. 7.26

Теплоемкость вычисляется по формуле

$$c_v = \frac{Q_{\text{взр}}}{m(T_2 - T_1)} - c_{\text{впр ст}} \frac{m_{\text{пр ст}}}{m}, \quad (7.21)$$

где  $Q_{\text{взр}}$  — теплота взрыва;  $m$  — масса исследуемого газа;  $c_{\text{впр ст}}$ ,  $m_{\text{пр ст}}$  — теплоемкость и масса продуктов сгорания;  $T_1$  — начальная;  $T_2$  — максимальная температура продуктов сгорания после взрыва.

### 7.2.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОТЫ ПЛАВЛЕНИЯ И ПАРООБРАЗОВАНИЯ

Определение теплоты плавления возможно методами смешения и методами непосредственного нагрева (см. п. 7.2.2)

Методические различия состоят в способе обработки полученных результатов [18] Ампулы с исследуемым веществом нагревают до температуры  $T_1$ , превышающей температуру плавления  $T_{\text{пл}}$ , и вносят в калориметр с начальной температурой  $T_0$ , в результате чего температура калориметра повышается до  $T_k$ . Поскольку  $T_k < T_{\text{пл}}$ , теплота, переданная ампулой с веществом калориметру, содержит и теплоту плавления (затвердевания).

Теплота фазового перехода при плавлении вычисляется по формуле

$$L_{\text{пл}} = \frac{A}{m}(T_1 - T_0) - \frac{A_{\text{ам}}}{m}(T_1 - T_0) - c_{\text{рж}}(T - T_{\text{пл}}) - c_{\text{рТВ}}(T_{\text{пл}} - T_0), \quad (7.22)$$

где  $A$ ,  $A_{\text{ам}}$  — тепловые значения калориметра и ампулы;  $c_{\text{рж}}$ ,  $c_{\text{рТВ}}$  — теплоемкость образца в жидком и твердом состояниях;  $m$  — масса образца

Аналогично этому может быть использован метод непосредственного нагрева

В методе непосредственного измерения удельная теплота парообразования  $r$  вычисляется как отношение теплоты  $Q$ , затраченной на испарение, к массе испарившейся жидкости  $m_{\text{ж}}$

$$r = Q/m_{\text{ж}}.$$

В методе конденсации [18] поток сухого насыщенного пара направляется в калориметр (удобнее всего в калориметр смешения). Теплота парообразования  $r$  находится по формуле

$$r = \frac{A}{m_{\text{ж}}}(T_2 - T_1) - c_{\text{рж}}(T_1 - T_2), \quad (7.23)$$

где  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  — соответственно конечная, начальная температура и температура насыщения;  $c_{\text{рж}}$  — теплоемкость исследуемой жидкости,  $A$  — тепловое значение калориметра;  $m_{\text{ж}}$  — количество конденсировавшейся жидкости

*Косвенный метод* определения теплоты парообразования [18] основан на использовании уравнения Клапейрона — Клаузиуса

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r}{T(v_{\text{п}} - v_{\text{ж}})}, \quad (7.24)$$

здесь  $T$  — температура опыта;  $v_{\text{п}}$ ,  $v_{\text{ж}}$  — удельные объемы пара и жидкости на линии равновесия при температуре  $T$ ,  $dp/dT$  — производная вдоль линии равновесия жидкости — пар, определяемая из опытных данных измерения давления насыщения (см. п. 7.1.4)

## 7.3. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И ВЯЗКОСТИ ВЕЩЕСТВ

### 7.3.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВЕЩЕСТВ

*Стационарные методы*, основанные на исследовании неизменных во времени температурных полей, как правило, более простые и, следовательно, более совершенные [6]

*Нестационарные методы* основаны на исследовании меняющихся во времени по определенному закону температурных полей. Они более сложны в реализации. Основная трудность состоит в том, что в эксперименте сложно реализовать условия, заложенные в теории метода. Однако нестационарные методы позволяют помимо данных о теплопроводности получить информацию о температуропроводности и теплоемкости вещества. Некоторые из нестационарных методов рассмотрены в [6, 48, 49].

**Измерение теплопроводности твердых тел.** (*стационарный метод плоского слоя*) Метод, теория которого изложена в [6, 49], может быть использован для определения теплопроводности твердых тел, жидкостей и газов

При одномерном тепловом потоке через плоский слой исследуемого вещества его теплопроводность

$$\lambda = Q\delta_0/[F(T_1 - T_2)], \quad (7.25)$$

где  $Q$  — мощность;  $\delta_0$  — толщина плоского образца,  $F$  — площадь поверхности;  $T_1$  и  $T_2$  — температуры поверхностей образца

Вариант схемы установки для определения теплопроводности твердых тел показан на рис. 7.27 Образец  $l$  в виде диска диаметром  $D$  и толщиной  $\delta_0$  расположен между нагревателем 2 и холодильником 3. Снаружи расположены изоляционные кольца 4, 5, обычно содержащие охранные нагреватели 6, обеспечивающие однородность теплового потока. С этой целью отношение  $\delta_0/D$  выбирается по возможности малым. Для измерения разности температур используется термопара 7, которые могут

Рис. 7.27. Схема измерений по методу плоско-го слоя для определения теплопроводности твердых тел

1 — образец, 2 — основной нагреватель; 3 — холодильник; 4, 5 — изоляционные кольца; 6 — охранные нагреватели; 7 — термопары; 8 — верхний нагреватель, 9 — дифференциальные термопары

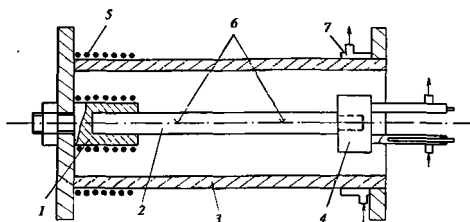
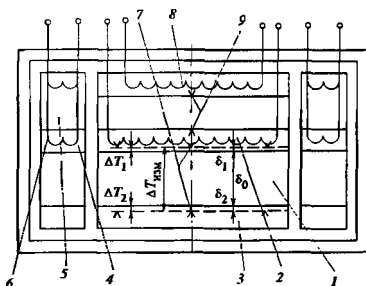


Рис. 7.28. Схема измерений по методу продольного теплового потока

1 — блок нагревателя; 2 — образец, 3 — охранный цилиндр, 4, 7 — холодильники; 5 — нагреватель охрannого цилиндра, 6 — термопары

быть включены и дифференциально. Необходимыми элементами установки по варианту рис. 7.27 являются также верхний охранный нагреватель 8 и дифференциальные термопары 9 для контроля отсутствия утечек теплоты от основного нагревателя

Источниками погрешности в схеме рис. 7.27 могут быть места заделки спаев термопар 7 и термические сопротивления в местах контактов поверхностей образца с поверхностями нагревателя 2 и холодильника 3. С учетом реального размещения спаев термопар расчетная формула для теплопроводности примет вид

$$\lambda = \frac{Q\delta_0}{F \left[ \Delta T_{\text{изм}} - \frac{Q}{F} \left( \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right) \right]}, \quad (7.26)$$

где  $\delta_1, \delta_2$  — расстояние от спаев термопары нагревателя и холодильника соответственно до поверхности образца;  $\lambda_1, \lambda_2$  — теплопроводности материалов нагревателя и холодильника.

Термические сопротивления контактов поверхностей могут быть исключены экспериментально

при проведении опытов на образцах, отличающихся только толщиной.

Метод продольного теплового потока широко применяется при исследовании металлов и других материалов с относительно большой теплопроводностью. На одном из торцов длинного образца с площадью поперечного сечения  $F$  создается равномерный тепловой поток  $Q$ . Между двумя сечениями образца, расположенными на расстоянии  $l$  один от другого, измеряют разность температур  $\Delta T = T_1 - T_2$ . При отсутствии боковых тепловых потерь теплопроводность образца рассчитывается по формуле

$$\lambda = Ql / [F(T_1 - T_2)]. \quad (7.27)$$

Основная трудность метода заключается в создании одномерного осевого теплового потока, его измерении и учете тепловых потерь с боковой поверхности образца. Защита цилиндрического образца от боковых тепловых потерь может быть осуществлена с помощью охрannого цилиндра (рис. 7.28), вдоль которого создается температурное поле, повторяющее поле образца [33]

Удачное применение метода продольного теплового потока нашел и в исследовании теплопровод-



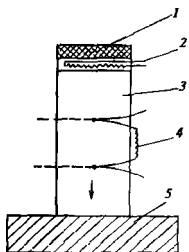


Рис. 7.29. Схема измерений по методу продольного теплового потока для криогенных температур  
1 — изоляция; 2 — нагреватель; 3 — образец; 4 — дифференциальные термопары; 5 — медный блок

ности композиционных материалов в области криогенных температур (ниже 80 К). В этом случае тепловые потери с боковой поверхности образца (рис. 7.29) в условиях вакуума определяют только излучением и при температурах ниже 80 К составляют малую долю основного теплового потока [4, 40].

При определении теплопроводности металлов и других электропроводящих материалов может быть использован метод Егера и Диссельхорста [11, 33], основанный на решении одномерного уравнения теплопроводности с внутренними источниками теплоты для стержня, нагреваемого электрическим током

При отсутствии теплоотдачи с боковой поверхности стержня (рис. 7.30) расчетная формула имеет вид

$$\frac{\lambda}{\sigma_e} = \frac{1}{8} \frac{U}{\Delta T}, \quad (7.28)$$

где  $\sigma_e$  — электрическая проводимость исследуемого образца,  $U$  — падение напряжения на образце,  $\Delta T$  — разность температур между серединой и концом стержня при условии симметричного по длине распределения температур. Если в опыте из-

мерить силу тока  $I$ , то расчетная формула будет записана как

$$\lambda = \frac{1}{8} \frac{I}{\Delta T} \frac{l}{S},$$

где  $l$  и  $S$  — длина и площадь сечения стержня соответственно.

При наличии теплообмена с боковой поверхности

$$\lambda = \frac{1}{8} \frac{I}{\Theta} \frac{l}{S},$$

где  $\Theta$  — уточненная разность температур. Для наиболее распространенного параболического распределения температур вдоль стержня и нелинейной зависимости боковых потерь от перепада температур между стержнем и печью

$$\Theta = \Delta - \varepsilon N + \frac{\Delta}{60} \varepsilon^2 + \dots$$

Здесь

$$\Delta = T_2 - (T_1 + T_3)/2, \quad \varepsilon = \frac{\alpha}{\lambda} \frac{l^2}{4r},$$

$$N = T_2 - T_{02} + \frac{\Delta}{6} - \frac{1}{6} \left( T_{02} - \frac{T_{01} + T_{03}}{2} \right);$$

$\alpha$  — коэффициент теплоотдачи от образца;  $r$  — радиус образца. Смысл температур ясен из рис. 7.30

Промышленные приборы для измерения теплопроводности твердых материалов различной структуры. Для измерения теплопроводности твердых материалов различной структуры разработан ряд промышленных приборов (табл. 7.6)

Измерение теплопроводности жидкостей и газов. Для измерения теплопроводности жидкостей и газов используются некоторые методы, применяемые для твердых тел, и ряд специфических [6, 26, 49].

Метод плоского слоя. Конструкция измерительной ячейки, используемой для определения теплопроводности жидкостей, аналогична конструкции установки, изображенной на рис. 7.27 [35]. Особенностью реализации метода для жидкостей является необходимость контроля за появлением конвекции

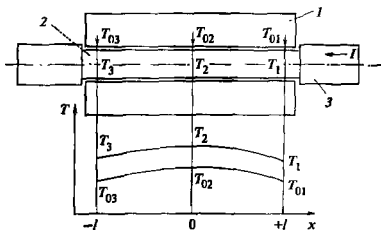


Рис. 7.30. Схема метода Егера и Диссельхорста

1 — электропечь; 2 — образец; 3 — цапфы крепления образца.  $T_{01}$ ,  $T_{02}$ ,  $T_{03}$ ,  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$  — места заделки термопар и измеряемые ими температуры

Таблица 76 Технические данные промышленных приборов для измерения теплопроводности твердых материалов различной структуры [39]

Тип прибора	Исследуемые материалы	Диапазон измерений, Вт/(м·К)	Интервал температур, °С	Погрешность, %
ИТО-20	Твердые	0,1—5	20—100	2,5
ИТЭМ-1	Металлы, сплавы, керамика	0,2—80	50—100	10
ИТЭМ-1М	То же	0,2—80	50—100	10
ИТ-Л-20	Твердые	0,1—10	20—100	7
ИТС-асЛ-20*	То же	0,1—5	20—100	7
РКТ-20	Мягкие, меха, ткани	0,03—1,5	20	5
ИТ-Л-400	Пластмассы, стекло, керамика	0,1—5	20—400	10
ИТС-2*	Теплоизоляция	0,1—5	20—400	12
КДМ-Л-900	Твердые	10—100	50—900	12
ИТСМ-1*	Грубодисперсные	0,02—1,5	-150—100	15
ИТА-сЛ-400* (автоматизируемый комплекс)	Твердые	0,2—20	-150—400	5

\* Предназначен для измерения комплекса теплофизических свойств (температуропроводности, теплопроводности, теплоемкости).

Примечание. Прибор типа ИТО-20 предназначен для проверки других приборов, остальные — для экспресс-измерений.

в исследуемом слое. Для исключения этого эффекта рекомендуется располагать рабочие поверхности строго горизонтально и осуществлять подвод теплоты к исследуемому слою только сверху.

Для измерения теплопроводности жидкостей может быть использован метод продольного теплового потока (см. рис. 7.28). В этом случае тепловой поток создается вдоль тонкостенной металлической трубки, заполненной исследуемым веществом. При расчете теплового потока следует учитывать его часть, текущую по трубке.

**Метод коаксиальных цилиндров.** В данном методе исследуемое вещество (жидкость или газ) заполняет цилиндрический зазор (рис. 7.31), образованный двумя коаксиально расположенными цилиндрами. Во внутреннем цилиндре размещается основной нагреватель 2 мощностью  $Q$ . Слой исследуемого вещества 3 ограничен внутренним цилиндром 1 с диаметром  $d_1$  и длиной  $l$  и наружным цилиндром 4 с внутренним диаметром  $d_2$ . Рабочая разность температур  $(T_1 - T_2)$  измеряется термопарами 5. Для исключения торцевых потерь теплоты с цилиндра 1 предусмотрены охранные цилиндры 6 с охранными нагревателями 7. Вся измерительная ячейка размещается в корпусе 8, рассчитанном на полное давление опыта. Теплопроводность исследуемого вещества рассчитывается по формуле

$$\lambda = \frac{\ln(d_2/d_1)}{2\pi l} \frac{Q}{(T_1 - T_2)}, \quad (7.29)$$

где  $l$  — длина образующей внутреннего цилиндра,  $T_1$  и  $T_2$  — соответственно температуры внешней поверхности внутреннего цилиндра и внутренней

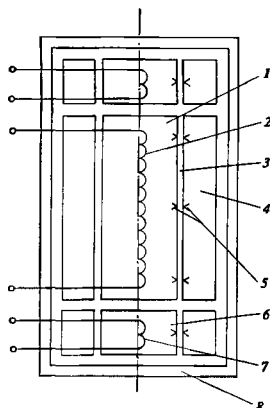


Рис. 7.31. Схема измерительной ячейки, выполненной по методу коаксиальных цилиндров

1 — внутренний цилиндр; 2 — основной нагреватель; 3 — исследуемое вещество; 4 — наружный цилиндр; 5 — термопары; 6 — охранные цилиндры; 7 — охранные нагреватели; 8 — корпус

поверхности наружного цилиндра. Подробнее об этом методе см. в [6]

**Метод нагретой проволоки.** В этом методе внутренний цилиндр заменяется нагретой проволокой (нитью), являющейся одновременно источни-

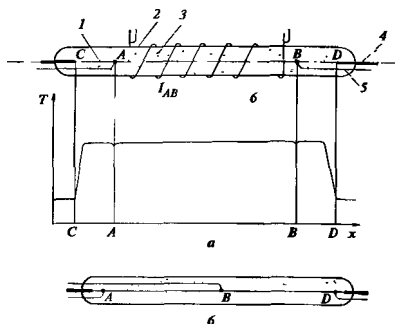


Рис. 7.32. Схема измерительной ячейки, выполненной по методу нагретой проволоки

а — ячейка без среднего потенциального отвода; б — ячейка со средним потенциальным отводом;

1 — проволока; 2 — трубка; 3 — исследуемое вещество; 4 — токоподводы; 5 — потенциальные отводы; б — наружный термометр

ком теплоты  $Q$  и термометром сопротивления для измерения температуры  $T_1$ . Благодаря этому удастся резко увеличить по сравнению с методом коаксиальных цилиндров отношение длины нагревателя  $l$  к его диаметру  $d_1$  и тем самым существенно уменьшить торцевые потери теплоты.

Из-за простоты конструкции и детальной разработки теории данный метод занимает ведущее место в исследованиях теплопроводности жидкостей и газов.

Измерительная проволока 1 (рис. 7.32, а) диаметром  $d_1$  и длиной  $l$  расположена в трубке (капилляре) 2 коаксиально. Исследуемое вещество 3 находится в зазоре между ними. Через проволоку с помощью токоподводов 4 пропускают электрический ток  $I$ . Тепловую мощность  $Q$  определяют по току  $I_{AB}$  и падению напряжения  $U_{AB}$  на длине проволоки  $l_{AB}$ , измеряемому с помощью потенциальных отводов 5. Температуру внутренней поверхности трубки  $T_2$  определяют с помощью наружного термометра б с учетом поправки на перепад температур в стенке трубки. В целях устранения этой поправки в ряде случаев вместо стеклянной или кварцевой трубки используют топкостенный металлический капилляр [27, 44], служащий одновременно и термометром сопротивления.

Если весь тепловой поток распространяется только радиально благодаря теплопроводности вещества и при этом можно считать, что  $\lambda = \text{const}$ , то теплопроводность исследуемого вещества можно определить по формуле

$$\lambda = \frac{\ln(d_2/d_1)}{2\pi l_{AB}} \frac{IU_{AB}}{(T_1 - T_2)} \quad (7.30)$$

Поправку на торцевые потери теплоты в методе нагретой проволоки можно исключить экспериментально, если провести опыты на двух измери-

тельных ячейках (рис. 7.32, а), отличающихся только длиной проволоки. Иногда используется конструкция измерительной ячейки со средним потенциальным отводом (рис. 7.32, б). В этом случае теплопроводность исследуемого вещества рассчитывается по формуле

$$\lambda = \frac{\ln(d_2/d_1)}{2\pi(I_{AD} - I_{AB})} \frac{I(U_{AD} - U_{AB})}{(T_1 - T_2)}$$

Так как конструкции измерительной ячейки рис. 7.32, б или двух ячеек с различной длиной проволоки сложны в реализации, в последнее время нашли широкое распространение расчетные способы определения торцевых потерь, основанные на решении стационарного уравнения теплопроводности для проволоки с внутренним источником теплоты [6, 26, 49].

На теплопроводность, измеренную в трубках малого диаметра, заметное влияние может оказать эксцентрическое расположение проволоки относительно трубки. Строгое решение задачи дано в [6]. При малых смещениях проволоки относительно оси трубки уточнение истинного значения теплопроводности исследуемого вещества можно провести по формуле

$$\lambda_{\text{ист}} = \lambda_{\text{изм}} \left[ 1 - \frac{4\Delta^2}{(d_2^2 - d_1^2) \ln d_2/d_1} \right],$$

где  $\Delta$  — среднее смещение оси проволоки относительно оси капилляра.

При расчете параметров установки обычно для устранения опутанной конвекции стремятся обеспечить условия  $\text{GrPr} < 1000$ .

*Модифицированный метод нагретой проволоки* [37]. Суть метода состоит в следующем. Каждому значению теплового потока, выделяемого измерительной проволокой при прохождении по ней электрического тока, соответствует определенная

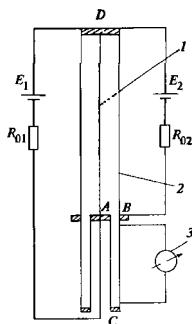


Рис. 7.33. Принципиальная схема измерений по методу нагретой проволоки с нулевым участком для агрессивных веществ

1 — проволока, 2 — трубка, 3 — гальванометр,  $E_1$ ,  $E_2$  — источники питания,  $R_{01}$ ,  $R_{02}$  — образцовые сопротивления

температура проволоки  $T_1$ . Если температура стенки трубки  $T_2$  при этом остается постоянной, то теплопроводность исследуемого вещества

$$\lambda = \frac{\ln(d_2/d_1)}{2\pi l_{AB}(F_1)} \frac{dQ_\lambda(T_1)}{dT_1}, \quad (7.31)$$

где  $Q_\lambda$  — тепловой поток, передаваемый от проволоки к стенке трубки благодаря теплопроводности исследуемого вещества

Если в процессе опытов температура  $T_2$  изменяется, выражение расчета  $\lambda$  усложняется [37].

Метод нагретой проволоки с нулевым участком [6, 44] является разновидностью метода нагретой проволоки и применяется для исследования теплопроводности агрессивных паров, в том числе паров металлов при высоких температурах. Измерительная ячейка рис. 7.33 в данном случае полностью металлическая. Для разделения токов, идущих по проволоке и стенке трубки, используют источники питания  $E_1$  и  $E_2$ , подобранные таким образом, что потенциалы точек  $A$  и  $B$  относительно точки  $D$  одинаковы. Тогда по участку  $ACB$  трубки, называемому нулевым участком, ток не течет, ток в проволоке 1 равен току в цепи источника  $E_1$ , а ток в трубке 2 — току в цепи источника  $E_2$ . Разделение токов контролируют гальванометром 3 Детализация метода дана в [44]

**Особенности исследования теплопроводности жидкостей и газов.** При исследовании теплопроводности прозрачных твердых тел, жидкостей

и газов, особенно при повышенных температурах, существенной становится поправка на передачу теплоты излучением. У твердых тел и жидкостей она обусловлена как процессом передачи теплоты от горячей поверхности к холодной, так и процессом переизлучения в самом образце. Внесение поправки на переизлучение достаточно сложно. Для простейших случаев переизлучения рекомендации по его учету можно найти в [6, 41, 48].

Если поглощение излучения в прозрачном образце отсутствует (в наибольшей степени это относится к газам), тепловая мощность, теряемая нагретой поверхностью, может быть представлена в виде суммы

$$Q = Q_\lambda + Q_\epsilon,$$

где  $Q_\lambda$  — тепловая мощность, передаваемая теплопроводностью;  $Q_\epsilon$  — тепловая мощность, передаваемая излучением,

$$Q_\epsilon = \sigma_0 \epsilon_{\text{пр}} F (T_1^4 - T_2^4), \quad (7.32)$$

здесь  $\sigma_0$  — постоянная Стефана—Больцмана;  $\epsilon_{\text{пр}}$  — приведенный интегральный коэффициент излучения ячейки. Наиболее точно поправка на передачу теплоты излучением может быть определена тогда, когда значение  $\epsilon_{\text{пр}}$  измерительной ячейки найдено в специальных вакуумных опытах

При исследовании теплопроводности разреженных газов (давление молекул 0,1 МПа), когда длина свободного пробега молекулы газа соизмерима с толщиной слоя исследуемого вещества, возникает эффект температурного скачка вблизи твердой поверхности. В измерениях он проявляется увеличением разности температур ( $T_1 - T_2$ ) при понижении давления газа в условиях постоянства тепловой мощности  $Q$ .

Из теории температурного скачка [24, 25] следует, что в наиболее распространенном случае несаггирующих газов связь между измеряемым  $\lambda_{\text{эксп}}$  и истинным  $\lambda_{\text{ист}}$  значениями теплопроводности описывается уравнениями

$$\frac{1}{\lambda_{\text{эксп}}} = \frac{1}{\lambda_{\text{ист}}} + \frac{AB(T)}{p}; \quad (7.33)$$

$$B(T) = 8 \left( \frac{2 - \xi_0 \alpha_{\text{эф}}}{2\alpha_{\text{эф}}} \right) \frac{(\gamma - 1) \bar{V}(T)}{(\gamma + 1) T}.$$

Здесь  $\alpha_{\text{эф}}$  — коэффициент accommodation энергии молекул газа на конкретной поверхности;  $\xi_0$  — множитель, зависящий от структуры молекул газа;  $\gamma = c_p/c_v$  — отношение изобарной и изохорной теплоемкостей;  $\bar{V}(T)$  — средняя тепловая скорость молекул газа. Множитель  $A$  в (7.33) является геометрическим фактором температурного скачка и равен  $A = 2/\delta_0$ ;  $A = (r_1 + r_2)/(r_1 r_2 \ln(d_2/d_1))$ ;

$A = (r_1^2 + r_2^2) / [r_1 r_2 (r_2 - r_1)]$  соответственно для плоского, цилиндрического и сферического газового слоя.

Коэффициент аккомодации энергии существенно зависит от состояния поверхности и в большинстве случаев является индивидуальной характеристикой измерительной ячейки. Поэтому поправку на температурный скачок рекомендуется исключать опытным путем, проводя измерения  $\lambda_{\text{жсп}}$  при различных давлениях газа. Построение опытных данных в координатах  $(1/\lambda_{\text{жсп}} - 1/p)$  [см. уравнение (7.33)] позволят найти значения  $\lambda_{\text{жст}}$  и  $B(T)$ .

При исследовании в области малых давлений химически реагирующих газов вид функции  $B(T)$  в (7.33) усложняется. С особенностями введения поправки на температурный скачок при измерении теплопроводности химически реагирующих газов можно ознакомиться в [24].

### 7.3.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

Вязкость — физическое свойство газов и жидкостей, характеризующее сопротивление их течению под действием внешних сил.

Если течение жидкостей описывается уравнением Ньютона

$$\tau = \eta \frac{du}{dx}, \quad (7.34)$$

где  $\tau$  — касательное напряжение сдвига;  $du/dx$  — градиент скорости в слое жидкости и  $\eta$  — динамическая вязкость, то такие жидкости называются ньютоновскими.

Многие реальные среды в текущем состоянии не подчиняются уравнению (7.34), в котором  $\eta$  принимается постоянной величиной. Жидкости, вязкость которых зависит от градиента скорости, называются неьютоновскими.

Метод капилляра широко применяется для измерения вязкости жидкостей и газов при температуре до 2000 К. Метод основан на решении уравнения Гагена—Пуазейля [5] для стационарного ламинарного течения в капилляре бесконечной длины. В реальных условиях эксперимента вносятся поправки на сжимаемость среды, эффект «скольжения» на стенке капилляра при исследовании вязкости газов в области малых давлений, на перестройку профиля скорости потока вещества на входе и выходе из капилляра. Расчетная формула для динамической вязкости  $\eta$  имеет вид

$$\eta = \frac{2\pi d^4}{1Q_1} \frac{p_1^2 - p_2^2}{2p_1} \left(1 + \frac{\alpha}{p_1}\right) - \frac{\rho Q_1}{8\pi l} \left(m + \ln \frac{p_1}{p_2}\right), \quad (7.35)$$

где  $p_1, p_2$  — давления на входе и выходе из капилляра;  $d, l$  — диаметр и длина капилляра;  $\rho$  — плот-

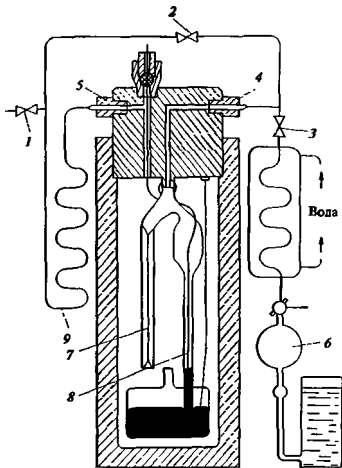


Рис. 7.34. Схема установки для определения вязкости газов при высоких давлениях

1, 2 — вентили, 3 — дроссельный вентиль, 4, 5 — штуцеры; 6 — сосуд; 7 — капилляр; 8 — проволока для измерения уровня ртути; 9 — элевик

ность вещества при давлении  $p_1$ ;  $Q_1$  — объемный расход вещества при давлении  $p_1$ ;  $(1 + \alpha/p_1)$  — множитель, учитывающий эффект «скольжения»;  $m$  — коэффициент, учитывающий перестройку профиля скорости потока на входе и выходе из капилляра, обычно  $m = 1,10 - 1,16$ .

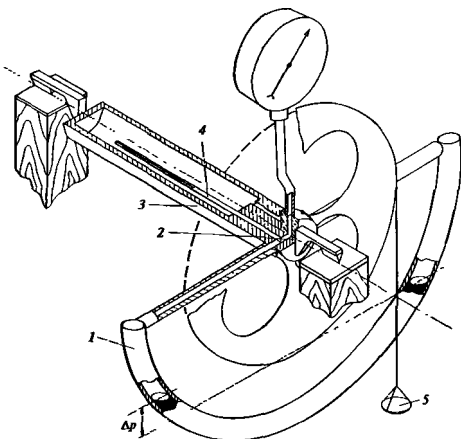
Большой набор вискозиметров различных типов описан в [5]. Некоторые из них предназначены для работы при давлениях до 100 МПа. На рис. 7.34 изображена схема установки для исследования вязкости при высоких давлениях.

Исследуемый газ через вентиль 1, подогреваясь в элевике 9, заполняет вискозиметр через штуцеры 5 при открытом вентиле 2. Во время опыта вентиль 2 закрыт и газ вентилем 3 дросселируется до атмосферного давления. Количество протекающего через капилляр 7 газа измеряется по времени наполнения сосуда 6, объем которого известен. Перепад давления на капилляре определяется по сопротивлению проволоки 8, находящейся в трубке, в которую во время опыта поднимается до некоторого уровня ртуть.

Метод кольцевых весов (кольцевые весы Тиммротта) [5] — разновидность метода капилляра. По этому методу выполнялись исследования вяз-

Рис. 7.35. Схема кольцевых весов для измерения вязкости жидкостей и газов

1 — полукольцевая трубка, 2 — центральный блок; 3 — печь; 4 — капилляр; 5 — чашка с грузами,  $\Delta p$  — перепад давлений в капилляре 4



кости воды и водяного пара в интервале температур 20—600 °С при давлениях до 35 МПа. Модифициция метода дана в [32]

*Кольцевые весы Тимрота* (рис. 7.35) состоят из трубки 1, согнутой по дуге окружности соединенной с центральным блоком 2, помещенным в печь 3. Вся конструкция кольцевых весов размещена на призматических опорах.

Трубка 1 заполнена на одну треть объема ртутью. Нагружение чашки 5 некоторым грузом приводит к повороту весов с соответствующим подъемом уровня ртути, создающим перепад давлений  $\Delta p$ , который обеспечивает протекание исследуемого вещества через капилляр. Весы находятся в равновесии (вес груза уравновешивается разницей в уровнях ртути) в течение всего опыта с сохранением практически постоянного значения  $\Delta p$ . Равномерное движение весов наблюдается через горизонтальный микроскоп, время движения измеряется секундомером.

Часто в исследованиях вязкости газов при высоких температурах используются вискозиметры со спиральным капилляром, что позволяет значительно уменьшить габаритные размеры измерительной установки. В таких случаях требуется учет влияния кривизны капилляра, так как при ламинарном течении жидкости по искривленному каналу сопротивление потоку возрастает вследствие появления вторичных течений, изменяющих профиль скоростей. Увеличение сопротивления зависит от так называемого числа Дина [58]

$$Dn = Re \sqrt{r/R},$$

где  $Re$  — число Рейнольдса,  $r$  — радиус капилляра,  $R$  — радиус спиральной закрутки. В большинстве работ, выполненных с помощью спирального капилляра,  $Dn \leq 6$ , т.е. влияние криволнейности становится незначительным (менее 0,5%). Криволинейный капилляр использовался в работе, описанной в [60]

На основе спирального капилляра разработан *реактивный метод* измерения вязкости паров металлов при высоких температурах [47]. Измерительная ячейка (рис. 7.36), состоящая из испарителя 1, двух спиральных капилляров 2, подвешена на упругой нити 3. По углу поворота ячейки на нити под действием реактивных сил струй пара, вытекающих из капилляров, определяется расход пара. Зная его и измеряя перепад давлений между испарителем и средой, в которую происходит истечение пара, можно определить вязкость.

*Метод крутильных колебаний* широко используется для определения вязкости жидкостей и газов при температуре до 2000 К. В [15, 42] исследована вязкость всех щелочных металлов при температурах до 1250 К. Схема установки изображена на рис. 7.37. Цилиндрическая ампула 3 с исследуемой жидкостью подвешена на проволоке 7 внутри печи 4. Стержень 5, помещенный внутри холодильника 2, жестко соединяет ампулу с зеркальцем 6. Амплитуда и период колебаний измеряются по отклонению луча света, отраженного от зеркала 6 через смотровое окно 1. Устройство 8 позволяет придать ампуле необходимые крутильные колебания.

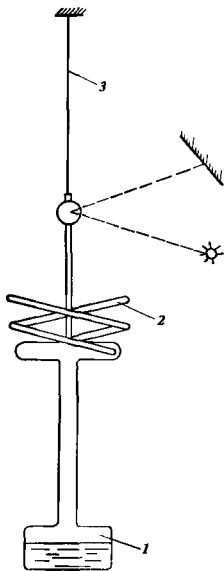


Рис. 7.36. Схема измерений вязкости шаров металлов по реактивному методу

Логарифмический декремент затухания вычисляется по формуле

$$\delta = \frac{1}{n} \ln \frac{A_1}{A_n}, \quad (7.36)$$

где  $n$  — число колебаний,  $A_1$  и  $A_n$  — амплитуды соответственно первого и  $n$ -го колебания. Период колебаний  $\tau$  непосредственно отсчитывается по секундомеру. По измеренным значениям  $\delta$  и  $\tau$  рассчитывается кинематическая вязкость по уравнению Е.Г. Швидковского [42]

$$\nu = \frac{1}{\pi} \left( \frac{K}{MR} \right)^2 \frac{[\delta - (\delta_0/\tau_0)\tau]^2}{\tau}$$

Здесь  $\delta$  и  $\delta_0$  — логарифмические декременты затухания соответственно заполненной и пустой ампулы;  $\tau$  и  $\tau_0$  — периоды колебаний заполненной и пустой ампулы,  $K$ ,  $M$ ,  $R$  — момент инерции подвешенной системы, масса жидкого металла в ампуле и внутренний радиус ампулы. Подробнее об этом методе можно узнать в [15, 42].

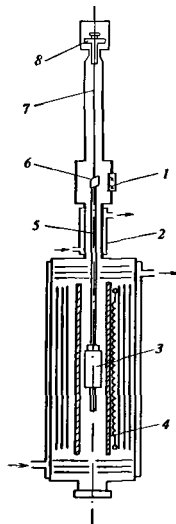


Рис. 7.37. Схема измерения вязкости по методу крутильных колебаний

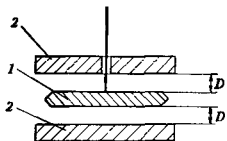


Рис. 7.38. Схема измерения вязкости по методу колеблющегося диска

Метод колеблющегося диска является относительно простым из-за сложности расчета геометрической постоянной прибора (рис. 7.38). Диск 1 подвешен на тонкой длинной упругой нити между неподвижными дисками 2. Если диску 1 придать крутильные колебания, то из-за сил внутреннего трения в слоях  $D$  исследуемого вещества и нити подвеса они будут затухающими. Динамическая вязкость вычисляется по формуле

$$\eta = C \frac{\delta - \delta_0}{\tau - \tau_0}, \quad (7.37)$$

где  $\delta$ ,  $\delta_0$  — логарифмические декременты затухания колебаний в исследуемой среде и вакууме,  $\tau$ ,  $\tau_0$  —

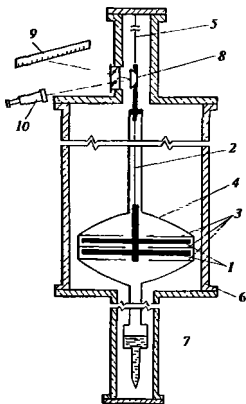


Рис. 7.39. Схема для измерения вязкости агрессивных веществ по методу двойного крутильного маятника

1 — подвижные диски; 2 — мультифилярный подвес; 3 — неподвижные диски; 4 — корпус ячейки; 5 — внешний подвес; 6 — вакуумный кожух; 7 — испарительный бачок; 8 — зеркальце; 9 — шкала; 10 — зрительная труба

периоды колебаний диска в исследуемой среде и в вакууме.  $C$  — геометрическая постоянная прибора, обычно определяемая в специальных тарировочных опытах с хорошо изученными веществами. Подробнее об использовании этого метода для определения вязкости различных веществ см в [46]

Метод колеблющихся дисков с двойным крутильным маятником [43] является разновидностью метода колеблющегося диска, он рекомендуется для исследования агрессивных веществ при высоких температурах (выше  $950^\circ\text{C}$ ) (рис. 7.39). Диски 1 подвешены на мультифилярном подвесе 2 между дисками 3. Вся система подвешена на внешнем подвесе 5. Зеркальце 8 укреплено на корпусе 4. Внутреннее пространство корпуса заполнено исследуемым веществом либо вакуумировано. Вискозиметр подвешивается в вакуумной среде.

В опыте маятник приобретает сложные колебания. внутренние диски совершают крутильные колебания на подвеске 2, наружные диски вместе с корпусом — на подвеске 5. Из-за вязкого трения колебания затухают. Декремент затухания колебаний регистрируется с помощью оптической системы. Вязкость вычисляется по формуле (7.37).

Рис. 7.40. Схема рабочего участка для измерений вязкости газов по методу потока через пористую среду



Метод течения через пористую среду [23] основан на законе Дарси, связывающем объемный расход фильтрующейся через поры при ламинарном течении жидкости  $G_v$  с перепадом давлений на входе и выходе  $\Delta p$ , динамической вязкостью жидкости и размерами фильтра. Вязкость рассчитывается по формуле

$$\eta = \frac{\varphi}{G_v} \frac{S}{L} \Delta p, \quad (7.38)$$

где  $\varphi$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от структуры пористого тела и определяемый в тарировочных опытах;  $S$ ,  $L$  — полное сечение и длина пористого тела.

Рабочий участок (рис. 7.40) установки представляет собой пористую цилиндрическую пробку из спеченного алундового порошка с размером зрен от 100 до 400 мкм. Порошок спекается при температуре  $1750^\circ\text{C}$ , что на  $50^\circ\text{C}$  превышает максимальную температуру опыта.

Метод падающего груза является достаточно простым, он широко используется в вискозиметрах, выпускаемых промышленностью для измерения вязкости нефти и нефтепродуктов. Цельнометалли-



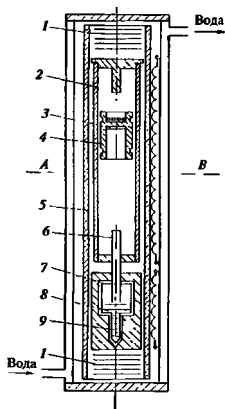


Рис. 7.41. Схема измерений вязкости агрессивных веществ по методу падающего груза

1 — экран, 2 — рабочий цилиндр, 3 — радионуклидный источник, 4 — поршень, 5 — электрическая нить, 6 — трубка для подачи пара в цилиндр; 7 — испарительный бак, 8 — исследуемое вещество, 9 — трубка для заполнения. А - В — ось поворота установки

ческий вариант установки для исследования вязкости паров щелочных металлов и других агрессивных веществ по методу падающего груза использовался в работах [2, 42] (рис 7.41). В цилиндре 2, заполненном исследуемым веществом, под действием ускорения свободного падения падает поршень 4 весом  $G$  и длиной  $L$ . Средний радиус кольцевого зазора между поршнем и цилиндром равен  $r$ , а его толщина  $\delta$ . Искомая вязкость связана со скоростью падения поршня  $w_0$  следующим соотношением:

$$\eta = \frac{G\delta^3}{6\pi r^3 L w_0} \quad (7.39)$$

Таблица 7.7. Технические данные ротационных вискозиметров отечественного производства [22]

Марка вискозиметра	Диапазон измерений, Па·с	Объем среды, см <sup>3</sup>	Диапазон температур, °С	Назначение
РВ-К70Т	5—1·10 <sup>6</sup>	50—75	10—90	Экспресс-измерения
РВ-К71Т-А	5—5·10 <sup>5</sup>	50—75	10—90	То же
РВ-65С-А	1—5·10 <sup>5</sup>	50—75	10—90	Лабораторный
РВ-65Д-А	1—5·10 <sup>4</sup>	50—75	10—90	То же
РВ-К78РИ-А	1—5·10 <sup>8</sup>	50—75	10—150	Научные исследования
РВ-К80Л	0,5—4·10 <sup>4</sup>	0,5—1,0	10—90	То же

Скорость падения поршня фиксируется с помощью радиоактивного источника 3, встроенного в поршень

Если поршень движется относительно оси трубы эксцентрично, то в значение скорости вносится поправка

$$w = w_0 \left( 1 + \frac{3}{2} \epsilon^2 \right),$$

где  $\epsilon = c/\delta$  — эксцентриситет;  $c$  — смещение оси поршня от оси цилиндра

**Ротационный метод** [30] широко применяется при исследовании вязких жидкостей. Суть метода состоит в следующем. Два коаксиально расположенных цилиндра образуют кольцевое пространство, заполняемое исследуемой жидкостью. Внешний цилиндр приводится в равномерное вращение. Благодаря вязкостному трению крутящий момент передается на внутренний цилиндр, закрепленный на упругой полвеске. Под действием этого момента внутренний цилиндр поворачивается на некоторый угол и удерживается в этом положении за счет упругих сил полвески. Чем выше вязкость среды, тем больше угол поворота.

**Вибрационный метод** [21, 36] в экспериментальной практике применяется относительно редко. Метод основан на измерении затухания и частоты поперечных колебаний натянутой проволоки (струны) в исследуемой среде. При исследовании различных маловязких жидкостей при температурах 14—300 К достигнута погрешность 2 %.

**Промышленные вискозиметры.** В табл. 7.7 приведены основные технические данные промышленных ротационных вискозиметров отечественного производства, а в табл. 7.8 — ротационных вискозиметров фирмы «Haake» (Германия).

В качестве автоматического промышленного вибрационного вискозиметра широко используется прибор марки УЗК-20В [21], который относится к классу вискозиметров с низкочастотным (около 100 Гц) вибратором. Обзор зарубежных промышленных вискозиметров с кратким их описанием и техническими данными можно найти в [30].

Таблица 7.8 Технические данные ротационных вискозиметров фирмы «Навек» (Германия) [34]

Марка вискозиметра	Диапазон измерений, Па · с	Интервал температур, °С	Назначение
RV-12	$2 \cdot 10^{-3} - 10^3$	-30—300	Экспресс-измерения
RV-2/3	$2 \cdot 10^{-3} - 10^4$	-30—300	Научные исследования
VG-181	$5 \cdot 10^{-3} - 10$	-30—150	Экспресс-измерения
VG-24	$5 \cdot 10^{-2} - 10^2$	-30—150	То же
VG-01	$3 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^{-1}$	0—150	Экспресс-измерения, переносные, с автономным питанием
VG-02	$5 \cdot 10^{-2} - 10$	0—150	Экспресс-измерения, переносные, с автономным питанием

## 7.4. СОВРЕМЕННЫЕ ДИНАМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

### 7.4.1. МЕТОД НАГРЕВА ОБРАЗЦА ИМПУЛЬСОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

Метод основан на быстром нагреве образца из проводника импульсом электрического тока  $I(t)$ . Измеряемыми величинами являются ток через образец, разность потенциалов на образце  $U(t)$  и его температура  $T(t, x)$  в зависимости от рода эксперимента можно измерять дополнительные величины (электрические и тепловые) [51, 56]

Существуют две модификации метода, различающиеся скоростью нагрева образца. В первой используются импульсы длительностью порядка секунды и аппарата, обладающая миллисекундным разрешением, во второй — импульсы длительностью порядка миллисекунды и аппарата микросекундного разрешения. Принципиального различия между модификациями нет, отличие заключается в аппаратном оформлении и возможностях.

Общая схема метода приведена на рис 7.42. Исследуемый образец 1 включается в электрическую цепь с источником тока 2, выключателем 3,



Рис. 7.42. Схема измерений теплофизических свойств с использованием нагрева образца импульсом электрического тока

1 — исследуемый образец; 2 — источник тока; 3 — выключатель; 4 — переменный резистор; 5 — образцовый резистор; 6 — быстродействующая регистрирующая система; 7 — система управления

переменным 4 и образцовым 5 резисторами. Измерение температуры и других параметров осуществляется быстродействующей регистрирующей системой 6. Запуск, синхронизация и управление работой производится системой управления 7.

В качестве образца обычно используются проволока, тонкая пластина или трубка. Типичные параметры эксперимента следующие: ток 1000—3000 А; мощность 5—15 кВт; период нагрева 0,3—0,9 с и менее, частота регистрирующей аппаратуры 20 кГц—1 МГц, разрешение определяется используемыми аналого-цифровыми преобразователями (обычно 12—14 бит).

Методом нагрева образца импульсом электрического тока можно определить многие параметры.

1. Удельное электрическое сопротивление  $\rho(T)$  находится по результатам измерений тока  $I(t)$ , напряжения  $U(t)$ , температуры  $T(t)$  при известных геометрических размерах образца.

2. Полусферический интегральный коэффициент излучения  $\epsilon(T)$  определяется из экспериментальных данных, получаемых во время нагрева и в начале охлаждения образца.

3. Нормальный спектральный коэффициент излучения  $\epsilon_\lambda$  измеряется на эффективной длине волны пирометра путем сравнения результатов измерения температуры образца пирометром, нацеленным на отверстие в образце, моделирующее абсолютно черное тело, и пирометром, нацеленным на поверхность образца.

4. Температура и теплота плавления. Температура плавления определяется по «плато» на термограмме. Теплота плавления получается интегрированием поглощенной энергии за время, в течение которого наблюдается «плато».

5. Энтальпия образца. Скорость ввода энергии в образец высока, и, следовательно, в период нагрева тепловые потери, связанные с теплопроводностью образца и конвекцией, незначительны. Поэтому удельная энтальпия образца в функции времени определяется как

$$h(\tau) = \frac{1}{m} \int_0^\tau [I(t)U(t) - \sigma \epsilon(T)(T^4(t) - T_0^4)] dt, \quad (7.40)$$

где  $m$  — масса образца;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $A$  — площадь боковой поверхности образца;  $T_0$  — температура окружающей среды

6. Теплоемкость  $c_p(\tau)$ . Так как нагрев происходит в изобарических условиях, теплоемкость может быть определена путем дифференцирования (7.40) либо как

$$c_p(\tau) = \frac{l(\tau)U(\tau) \sigma A \varepsilon (T(\tau)^4 - T_0^4)}{m[dT(\tau)/d\tau]} \quad (7.41)$$

7 Теплопроводность  $\lambda(T)$ . Уравнение теплового баланса тонкого однородного образца имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(T) \left( \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x} \right) \right] - \frac{\varepsilon \sigma P (T^4(x, \tau) - T_0^4)}{S} - \rho c_p \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\rho_a T^2(\tau)}{S^2} + \frac{\mu I(\tau)}{S} \frac{\partial T}{\partial x},$$

где  $\lambda(T) = a_1 + a_2 T + \dots + a_n T^{(n-1)}$  — теплопроводность;  $P$  — периметр образца;  $S$  — площадь его поперечного сечения;  $\rho$  — плотность образца;  $\mu$  — коэффициент Томсона;  $\rho_a$  — удельное электрическое сопротивление образца

После окончания импульса тока с учетом температурной зависимости теплопроводности уравнение имеет вид

$$\begin{aligned} & a_1 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + a_2 \left[ T \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \right] + \dots \\ & \dots + a_n \left[ T^{n-1} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right) + (n-1) T^{n-2} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \right] = \\ & = \rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial \tau} \right) + \frac{\varepsilon \sigma P}{S} (T^4 - T_0^4). \quad (7.42) \end{aligned}$$

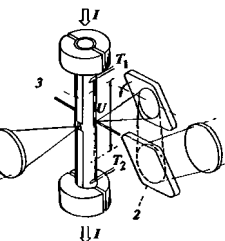
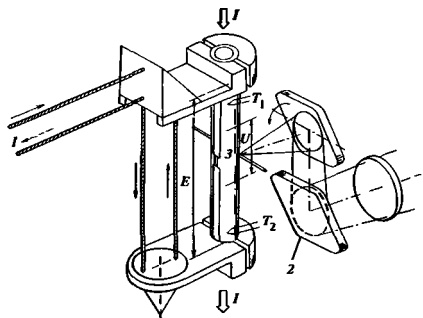


Рис. 7.43. Схема эксперимента по измерению удельного электрического сопротивления, интегрального и нормального спектрального коэффициентов излучения, температуры и теплоты плавления, энтальпии, теплоемкости и теплопроводности образца

1 — скоростной пирометр; 2 — скоростной сканирующий пирометр; 3 — образец;  $T_1$  и  $T_2$  — термопары

Определение  $\lambda(T)$  сводится к отысканию метода наименьших квадратов коэффициентов  $a_1, a_2, \dots, a_n$  на основе термограмм  $T(x, \tau)$ , полученных

скоростным сканирующим пирометром. Для измерения перечисленных параметров используется схема эксперимента, представленная на рис. 7.43

8. Температурное расширение определяется на основе измерения смещения интерференционных полос в картине, создаваемой двухлучевым поляризационным интерферометром во время нагрева образца. Измерение осуществляется по схеме, изображенной на рис. 7.44.

9. Скорость звука определяется путем измерений времени требуемого для прохождения механического возмущения, генерируемого на поверхности нагретого образца коротким (50 нс) лазерным импульсом, через толщу образца. Достиже-

Рис. 7.44. Схема эксперимента по измерению температурного расширения  
1 — лазерный интерферометр; 2 — скоростной сканирующий пирометр; 3 — образец;  $T_1$  и  $T_2$  — термопары

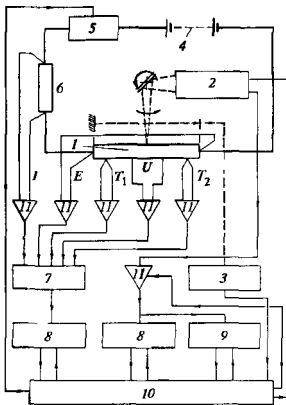


Рис. 7.45. Схема экспериментальной установки для измерения комплекса теплофизических параметров методом, использующим импульсный нагрев образца током высокой плотности

1 — образец, 2 — сканирующий пирометр, 3 — лазерный интерферометр, 4 — источник тока; 5 — выключатель, 6 — образцовый резистор, 7 — коммутатор, 8 — быстросрабатывающие регистрирующие системы, 9 — регистрирующая система; 10 — компьютер, 11 — усилители

ние возмущением противоположной поверхности образца определяется интерферометрически.

При реализации этого метода с аппаратурой микросекундного разрешения указанные параметры могут быть определены как для твердой, так и для жидкой фазы после расплавления образца, но до его разрушения под действием гравитационной силы.

Схема экспериментальной установки для измерения всего комплекса перечисленных теплофизических параметров представлена на рис. 7.45.

Структурные схемы скоростного пирометра и регистрирующей системы даны на рис. 7.46

Значения погрешностей определения различных теплофизических параметров при температуре порядка 1200 °С даны ниже:

Параметр	Погрешность, %
Теплоемкость . . . . .	2—4
Электрическое сопротивление . . . . .	0,5—1
Полусферический интегральный коэффициент излучения . . . . .	5
Нормальный спектральный коэффициент излучения . . . . .	5
Теплота плавления . . . . .	10
Температурное расширение . . . . .	2

Примером применения метода нагрева образца импульсом электрического тока при экстремальных параметрах (измерения энтальпии, теплоемкости, теплоты плавления, электросопротивления твердого и жидкого графита при температуре до 10 000 К) является работа [20]

#### 7.4.2. МЕТОД ЛАЗЕРНОЙ ВСПЫШКИ

Метод основан на быстром локальном нагреве поверхности образца лазерным импульсом до заданной температуры, при этом измеряются температура образца и поглощенная им энергия [1, 28].

Схема экспериментальной установки для исследования теплопроводности и теплоемкости твердых диэлектрических материалов представлена на рис. 7.47. Исследуемый образец 2, помещенный в сферический фотометр 1, облучается лазерным импульсом, проходящим оптическую систему 4—6. Температура фронтальной поверхности образца измеряется быстросрабатывающим яркостным микропирометром, тыльной поверхности — термпарой 3. Энергия лазерного импульса и его параметры регистрируются измерителем мощности лазерного излучения и фотодiodом 7, располо-

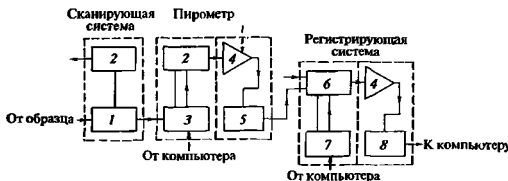


Рис. 7.46. Структурные схемы скоростного пирометра и регистрирующей системы

1 — оптическая система; 2 — электронный блок; 3 — детектор, 4 — усилитель; 5 — фильтр; 6 — коммутатор; 7 — система управления; 8 — аналого-цифровой преобразователь

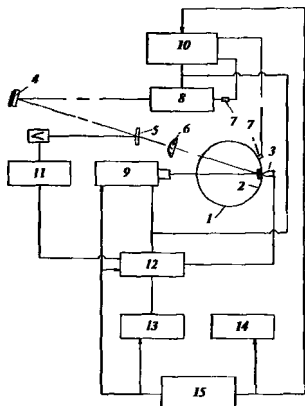


Рис. 7.47. Схема установки для измерения теплопроводности и теплоемкости твердых диэлектрических материалов с использованием лазерного нагрева

1 — сферический фотометр, 2 — образец, 3 — термометр; 4 — зеркало; 5 — полупрозрачная пластина; 6 — линза; 7 — фотоэлемент; 8 — лазер; 9 — скоростной микропирометр; 10 — цифровой осциллограф; 11 — измеритель мощности лазерного излучения; 12 — коммутатор; 13 — цифровой вольтметр; 14 — компьютер; 15 — интерфейс МЭК625.1

женным за «глухим» зеркалом резонатора лазера. Поглощенная образцом энергия определяется как разность полной энергии падающего на образец импульса и отраженной от образца энергии, измеряемой сферическим фотометром. Измерения осуществляются быстродействующим цифровым осциллографом с памятью, а управление — персональным компьютером.

Определение комплекса теплофизических параметров, включающего теплопроводность и теплоемкость в виде

$$\lambda(T) = \sum_{i=1}^n a_i T^{(i-1)} \quad \text{и} \quad c(T) = \sum_{i=1}^n b_i T^{(i-1)},$$

осуществляется путем решения обратной задачи теплопроводности. Используемое уравнение теплопроводности имеет вид

$$\rho c(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[ \lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \lambda(T) r \frac{\partial T}{\partial r} \right] + q_v,$$

где  $\rho$  — плотность материала;  $x$  и  $r$  — осевая и радиальная координаты;  $q_v$  — внутренний источник, моделирующий энергию, поглощенную образцом.

Решение обратной задачи заключается в нахождении коэффициентов  $a_i$  и  $b_i$ , дающих минимум функционала

$$\Phi = \sum_{j=1}^N (T(\tau_j)_{\text{расч}} - T(\tau_j)_{\text{эсп}})^2,$$

где  $\tau_j$  — момент времени измерения температуры образца в центральной точке пятна нагрева на фронтальной поверхности;  $T(\tau_j)_{\text{эсп}}$  и  $T(\tau_j)_{\text{расч}}$  — экспериментальное и расчетное значения температуры в той же точке.

Модификация экспериментальной установки, заключающаяся в использовании дополнительного зондирующего лазера, позволяет проводить измерения оптических характеристик исследуемого образца [1].

Перечень методов измерения температуропроводности приведен в [61]. В настоящее время примерно 75 % данных по температуропроводности получено методом лазерной вспышки. В этом методе фронтальная поверхность малого образца дискообразной формы подвергается равномерному облучению короткой вспышкой (рис. 7.48). Источником энергии обычно служит лазер или импульсная лампа. Время облучения составляет около миллисекунды и менее. Измеряется изменение температуры на тыльной стороне образца. Температуропроводность образца в направлении его толщины определяется из решения одномерного нестационарного линейного уравнения теплопроводности по формуле

$$a = 1,37L^2 / (\pi^2 \tau_{0,5}), \quad (7.43)$$

где  $L$  — толщина образца;  $\tau_{0,5}$  — время достижения на тыльной поверхности температуры, равной половине ее максимального значения.

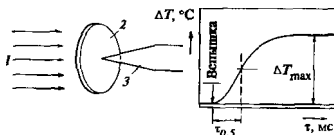


Рис. 7.48. Схема измерений температуропроводности методом лазерной вспышки

1 — лазерное излучение; 2 — образец; 3 — термопара или инфракрасный детектор

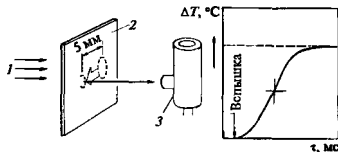


Рис. 7.49. Схема измерения температуропроводности модифицированным методом лазерной вспышки

1 — лазерное излучение; 2 — образец; 3 — сканирующий инфракрасный детектор

Модификация метода, представленная на рис. 7.49, позволяет измерять температуропроводность в плоскости образца, сравнивая ее с известной температуропроводностью стандартного образца. Погрешность определения температуропроводности составляет примерно 3%.

#### 7.4.3. МЕТОД УДАРНОГО СЖАТИЯ

Воздействие ударных волн на твердые тела сопровождается появлением экстремальных давлений, температуры, деформации, рядом структурных изменений в веществе. Измерение этих величин позволяет создавать широкодиапазонные уравнения состояния, охватывающие области от твердой фазы до плотной плазмы. Ударная волна в исследуемом веществе возбуждается ударником, разогнанным пороховой пушкой, или в электромагнитном релееотроне до скоростей, превышающих 1 км/с. Длительность ударно-волнового воздействия составляет  $10^{-9}$ — $10^{-6}$  с, давление превышает 5 ГПа.

Эффективным методом диагностики параметров ударно-сжатого вещества является импульсный рентгеноструктурный анализ. В качестве источника рентгеновского излучения используются вакуумные диоды со взрывозамесным катодом, являющиеся нагрузкой мощного емкостного генератора импульсных напряжений или формирующей линии. Разрешающая способность аппаратуры позволяет регистрировать рентгеновские дифрактограммы с экспозицией около 50 нс и угловым разрешением 0,5 — 1°. Применение преград, прозрачных для рентгеновского излучения, позволяет фиксировать давление во время экспозиции. Пример реализации метода ударного сжатия описан в [9].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башарин А.Ю., Кириллин А.В., Шейндлин М.А. Методика экспериментального исследования оптических характеристик тугоплавких металлов при сверхвысоких температурах // ТВТ 1984. Т. 22 № 1. С. 131—137.
2. Бельева О.В., Тимофеев Б.Д. Модификация метода падающего груза для исследования вязкости химических реагирующих газов в широком диапазоне температур и давлений // Теплофизические свойства газов М.: Наука, 1973 С. 9—11.
3. Борзунов В.А., Разумихин В.Н. Установка для измерения плотности жидкостей гидростатическим методом при давлениях до 10 000 кгс/см<sup>2</sup>. Тр. ин-тов Комитета стандартов, мер и измерительных приборов 1964. Т. 75 (135). С. 134—142.
4. Годовский Ю.К. Теплофизические методы исследования полимеров. М.: Химия, 1976.
5. Голубев П.Ф., Гведзидлов И.Е. Вязкость газовых смесей М. Изд-во стандартов, 1971.
6. Гориков Ю.А., Уманский А.С. Измерение теплопроводности газов. М.: Энергоатомиздат, 1982.
7. Гохштейн А.Я. Поверхностное натяжение твердых тел и адсорбция М.: Наука, 1976.
8. Грачев Н.С., Кириллов П.Л. Экспериментальное определение упругости паров калия при температурах 550—1280 °С // ИФЖ. 1960 Т. III. С. 62—65.
9. Зарешкий Е.Б., Канель Г.Н., Могилевский П.А. Установка для исследования рентгеновской дифракции на ударно-сжатом веществе // ТВТ. 1991. Т. 29. № 5 С. 1002—1008.
10. Иванов Л.Н., Матвеева М.П. Метод и установка для измерения теплот сублимации по скорости испарения с открытой поверхности. М. Изд-во АН СССР, 1956.
11. Пивничкин Г.Е. Экспериментальное исследование теплопроводности и электропроводности стали X18H9T (ЭЯИТ) // ИФЖ. 1964. Т. 4. № 6. С. 128—131.
12. Исследование  $p$ ,  $v$ ,  $T$ -зависимости двуокиси углерода / Д.С. Расказов, Е.К. Петров, Э.Р. Ушмайкин, Г.А. Спиридонов // Теплоэнергетика 1974 № 1. С. 56—59.
13. Каган Д.П. Исследование термодинамических свойств вещества методами аллибитического калориметрирования. М.: Ин-т высоких температур АН СССР, 1982.
14. Каган Д.П. Измерение активности компонентов в жидких системах щелочных металлов эффузионным методом на электронно-лучевой установке // ТВТ. 1988 Т. 26 № 2 С. 360—369. № 3. С. 478—491.
15. Калакуцкая М.А. Вязкость жидких щелочных металлов калия, натрия и лития при высоких температурах (до 1500 °С) // ТВТ 1968 Т. 6 № 3 С. 455—460.
16. Карышнин Ю.В., Топкаев Е.Е., Шпильрайн Э.Э. Экспериментальное исследование давления насыщенных паров бария // ТВТ 1974. Т. 12. № 3. С. 519—522.
17. Кивилли С.С. Плотномеры М. Энергия, 1980.
18. Кириллин В.А., Шейндлин А.Е. Исследование термодинамических свойств веществ М.: Госэнергоиздат, 1963.

- 19 Кирияненко А.А., Соловьев А.Н. Исследование поверхностного натяжения жидких металлов и фреонов в атмосфере собственных паров новым комбинированным методом // Теплофизические свойства жидкостей Повосибирск Наука, 1970 С. 130—134.
- 20 Коробенко В.П., Савватимский А.И. Удельное электросопротивление жидкого углерода // ТВТ 1998. Т. 36. № 5. С. 725—731.
- 21 Крешневский В.П., Степичев А.А. Новые автоматические вибрационные вискозиметры // Механизация и автоматизация производственных процессов и установок. Л.: Машиностроение, 1969.
- 22 Крутоголов В.Д., Кулаков М.В. Ротационные вискозиметры. Л.: Машиностроение, 1984.
- 23 Люстерник В.Е., Лавушев А.В. Исследование вязкости аргона до 2000 К методом протока через пористую среду // ТВТ. 1976 Т. 14 № 5 С. 970—978
- 24 Махров В.В. Анализ экспериментальных данных по теплопроводности паров щелочных металлов с учетом температурного скачка для химически реагирующего газа // ТВТ 1977 Т. 15. № 6. С. 1183—1188
- 25 Махров В.В. Термическая аккомодация паров щелочных металлов на вольфраме при высоких температурах // ТВТ 1978 Т. 16. № 4 С. 737—743
- 26 Методы определения теплопроводности и температуропроводности / А.Г. Шашков, Г.М. Волохов, Т.Н. Абраменко, В.И. Козлов. М.: Энергия, 1973
- 27 Мирошниченко В.И., Махров В.В. Экспериментальное исследование теплопроводности водяного пара при температурах до 100 °С // Теплоэнергетика 1984. № 1. С. 64—66
- 28 Мирошниченко В.И., Махров В.В., Ребров М.В. Экспериментальная установка с импульсным лазерным нагревом для исследования теплопроводности и теплоемкости твердых тел при высоких температурах // Тез. докл. 9-й Теплофизической конференции СНГ Махачкала, 1992. С. 22—23
- 29 Несемиев А.П. Давление пара химических элементов М.: Изд-во АН СССР, 1961.
- 30 Обзор вискозиметров Перевод № А-65891: Всесоюзный центр переводов научно-технической информации 1978 С. 1—31.
- 31 Обзор приборов для теплофизических измерений производства фирмы SINKO-RIKO, Inc // Проспект № 9302A51 Япония, 1995.
- 32 Пасеков М.Ф. Модифицированный метод «кольцевых весов» для измерения вязкости многокомпонентных газовых смесей // Сибирский физ.-техн. журнал 1991. Вып. 3. С. 116—118.
- 33 Пелецкий В.Э., Тимрот Д.Л., Воскресенский В.Ю. Высокотемпературные исследования тепло- и электропроводности твердых тел. М.: Энергия, 1971.
- 34 Производственная программа фирмы ХААКЕ // Проспект № 100.9055 6.78. Вискозиметры. Карлсруэ. Германия, 1996
- 35 Сирота А.М., Латунин В.И. Экспериментальное исследование максимумов теплопроводности воды в критической области // Теплоэнергетика. 1974 № 10 С. 52—54.
- 36 Слюсарь В.П., Карнаус А.И., Руденко Н.С. Струнный вискозиметр для измерений при повышенных давлениях и в широком интервале температур // ПТЭ 1977. № 1. С. 265—266
- 37 Стефанов Б., Заркова Л., Оливер Д. Измерение коэффициента теплопроводности газов и паров до 2500 К Дифференциальная методика. Инертные газы // ТВТ. 1976. Т. 14. № 1. С. 56—66
- 38 Стрелков П.Г. О dilatометрии твердого тела и некоторых ее применениях // ЖНХ 1956 Т. 1. Вып. 6. С. 1350—1356.
39. Теплофизические измерения и приборы / Е.С. Платунов, С.Е. Буравой, В.В. Курепин, Г.С. Петров; Под общ. ред. Е.С. Платунова Л.: Машиностроение, 1986.
40. Теплопроводность композиционных полимерных материалов в интервале температур 3,5—100 К / Е.Е. Устюжанин, А.В. Глубоков, С.Н. Назаров и др. // Изв. вузов. Сер. Энергетика, 1985. № 7 С. 106—109.
41. Теплопроводность жидкостей и газов / Н.Б. Варгафтик, Л.П. Филлипов, А.А. Тарганинов, Е.Е. Тоцкий. М.: Стандарты, 1978.
42. Теплофизические свойства щелочных металлов / Э.Э. Шпильрайн, К.А. Якимович, Е.Е. Тоцкий и др. М.: Стандарты, 1970.
- 43 Тимрот Д.Л., Варова А.П. Экспериментальное исследование вязкости паров натрия // ТВТ 1977. Т. 15 № 4 С. 750—757.
- 44 Тимрот Д.Л., Махров В.В., Пильньский Ф.И. Экспериментальное исследование теплопроводности паров лития // ТВТ. 1984. Т. 22 № 1 С. 40—45
- 45 Тимрот Д.Л., Павлович Н.В., Войнов Ю.П. Пьезометрический метод измерения плотности равновесных фаз на линии насыщения // Химическая промышленность Украины. 1967 № 3. С. 17—21
- 46 Тимрот Д.Л., Середницкая М.А., Трактеуева С.А. Исследование вязкости диссоциирующей четырехокиси азота методом колеблющегося диска // ТВТ 1969 Т. 7. № 5. С. 885—892
- 47 Тимрот Д.Л., Федорович С.Д., Еремин П.М. Разработка реактивного метода измерения вязкости паров металлов при высоких температурах // Тр. МЭИ 1983 Вып. 609 С. 41—46.
48. Филиппов Л.П. Исследование теплопроводности жидкостей. Изд-во МГУ, 1970.
- 49 Цедерберг Н.В. Теплопроводность газов и жидкостей. Л.: Гостехиздат, 1963
50. Циклис Д.С. Техника физико-химических исследований при высоких и сверхвысоких давлениях М.: Химия, 1976
51. Шейндлин М.А., Сяиченко В.П. Установка для комплексного исследования термодинамических свойств электропроводных веществ при импульсном нагреве током высокой плотности // ТВТ. 1987 Т. 25 № 2. С. 369—375.
52. Шкермонтов В.И., Шпильрайн Э.Э., Белова А.М. Экспериментальное исследование давления насыщения паров бинарных и тройных систем щелочных металлов // ТВТ. 1984. Т. 22. № 1. С. 175—178.

- 53 Шпильрайн Э.Э., Никаноров Э.В. Экспериментальное исследование давления насыщенного пара щелочных металлов // ТВТ. 1971. Т. 9. № 3. С. 434—436
- 54 Экспериментальное исследование поверхностного натяжения калия / Д.Л. Тимрот, Н.М. Еремш, Б.Ф. Реузов и др // ТВТ 1988. Т. 26 № 1. С. 174—178
- 55 Bodansky S., Schins H.E. The surface tension of alkali metals // *S Inorg Chem* 1967 № 9 P. 29—42.
56. Cezairliyan A. Advances in measurements of thermophysical properties by dynamics techniques // *High Temperatures — High Pressures* 1979 Vol 11. P. 9—27
57. Compendium of Thermophysical Property Measurement Methods / Vol. 1. Ed. By K D Maglic, A Cezairliyan, V E. Pelcitsky // Plenum Press, New York, London, 1984
58. Dean W.R. The stream-line motion of fluid in a curved pipe // *Phil. Mag.*, 1928. Vol 5 P. 673—695
- 59 Kagan D.N., Krechetova G.A., Fomin I.L., Shpilvain E.E. Liquid metals accomodation coefficients determining by the Langmuir method with use of electron bombardment of skull crucible // 15-th European Conference on Thermophysical Properties. Würzburg, Germany, 1999. P. 173.
- 60 Lee D.S., Bonilla C.F. The viscosity of the Alkali Metal vapors // *Nucl. Eng. and Design*. 1968. Vol. 7. № 5 P. 455—469
61. Taylor R.E. Heat-pulse thermal diffusivity measurements // *High Temperatures—High Pressures* 1979 Vol 11 P. 43—58.



## АВТОМАТИЗАЦИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

## 8.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

*Теплофизический эксперимент* включает в себя многообразные экспериментальные исследования теплофизических свойств веществ и тепловых процессов, а также лабораторные и промышленные испытания тепловых машин и энергетического оборудования. Внедрение комплексной *автоматизации научных исследований* (АНИ) является одним из основных средств повышения эффективности и качества научного эксперимента. Информатизация основных методов и средствах автоматизации научных исследований приводится в [23, 38]

*Автоматизация эксперимента* возможна при наличии и взаимодействии двух компонентов: объекта исследования и автоматизирующей системы

*Объект исследования* (ОИ) — это лабораторная или промышленная установка (стенд) и процессы, протекающие в ней. Теплофизические ОИ обладают рядом существенных особенностей [20]

1) умеренный темп протекания процессов, который характеризуется диапазоном частот  $0 - 10^5$  Гц, редко до  $10^6$  Гц;

2) сложный характер многих исследуемых процессов (турбулентность, кипение и др.), представляющих собой случайные процессы, как правило, с неизвестной функцией распределения;

3) большое число величин, измеряемых в рамках одного эксперимента. — от 10 до  $10^3$  и более;

4) разнообразие измеряемых величин (температура, давление, расход, скорость, ускорение, электрические и магнитные величины и т.д.), следовательно, необходимо оснащение ОИ различными датчиками;

5) весьма высокие требования к метрологическим характеристикам средств измерений, как правило, следующего порядка:

Погрешность измерения, % . . . . .	0.1—0.01
Чувствительность по напряжению постоянного тока, В . . . . .	$10^{-5}$ — $10^{-7}$
Разрешающая способность по амплитуде измеряемого сигнала, десятичные разряды	5—6

*Автоматизированная система* (АС) — система, включающая в себя персонал и комплекс средств автоматизации его деятельности [25]. В зависимости от вида деятельности выделяют, например, следующие виды АС: автоматизируемые системы управления технологическими процессами (АСУТП, см.

разд 8 книги 4 настоящей справочной серии), системы автоматизированного проектирования (САПР), автоматизированные системы научных исследований (АСНИ) и др

*Автоматизированная система научных исследований* представляет собой аппаратно-программный комплекс на базе средств измерительно-вычислительной техники, предназначенный для экспериментального изучения объектов (процессов) исследования и построения их математических моделей.

Основные части АСНИ [11]:

*научно-методическое обеспечение* — методы, алгоритмы проведения эксперимента, обработки и представления опытных данных, в том числе специальное научно-методическое обеспечение, характерное для данной предметной области, и научно-методическое обеспечение общего применения:

*технические средства* — ЭВМ, средства измерения, средства формирования сигналов управления, линии связи, средства телекоммуникации, средства представления результатов и др..

*программные средства* — системное программное обеспечение (ПО), позволяющее реализовать функции технических средств АСНИ, и прикладное ПО, реализующее алгоритмы и методики конкретных исследований;

*информационное обеспечение* — базы и банки данных, информационно-поисковые, справочные и обучающие системы, а также программные средства поддержки компьютерных сетей,

*метрологическое обеспечение* — дополнительные аппаратные и программные средства, методические материалы, регламентирующие документы и инструкции, предназначенные для обеспечения метрологических характеристик системы, контроля за ними, аттестации и поверки измерительных и управляющих каналов,

*организационно-методическое и правовое обеспечение* — методические материалы, инструкции для пользователя, документы, регламентирующие доступ к системе, порядок ее эксплуатации и развития. Сюда же следует отнести способы организации разработки, создания и внедрения АСНИ, обучения пользователей

Автоматизированная система научных исследований имеет существенные отличия от других АС, например от АСУТП [48]. Для АСНИ, с одной стороны, характерна *уникальность*, которая выра-

жается в том, что каждая система строго индивидуальна, так как предназначена для решения уникальной научной задачи или группы родственных задач в рамках определенной области научных исследований. С другой стороны, АСНИ обычно создается в условиях дефицита информации о свойствах изучаемого объекта или класса объектов, т. е. в условиях высокого уровня неопределенности. Это требует реализации АСНИ в виде гибкой и изысканной по характеристикам системы, имеющей возможность быстрой перестройки с учетом новой информации о свойствах объекта исследования, полученной уже в ходе функционирования системы.

Таким образом, состав и структура АСНИ определяющим образом зависят от особенностей ОИ. Поэтому понятие АСНИ в широком смысле включает в себя не только измерительные, управляющие и вычислительные средства, но и сам ОИ с экспериментальной установкой.

## 8.2. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ АСНИ

### 8.2.1. СОСТАВ И СТРУКТУРА АСНИ

В составе АСНИ (рис. 8.1) имеются следующие основные элементы:

*объект исследования;*

*экспериментальная установка (ЭУ), предназначенная для проведения опытов над ОИ в определенных (заданных) условиях, а также для изменения этих условий в соответствии с выбранным планом эксперимента. Данная часть АСНИ всегда специализирована и строится с учетом конкретных особенностей ОИ и способа экспериментирования;*

*датчики (Д) — измерительные преобразователи, реагирующие своим чувствительным элементом на изменения того или иного физического параметра и преобразующие эти изменения в форму, удобную для последующей передачи информации (обычно в электрический сигнал);*

*исполнительные механизмы (ИМ) — устройства, воздействующие на элементы экспериментальной установки или непосредственно на ОИ путем преобразования электрических сигналов управления в соответствующие изменения того или иного физического параметра;*

*линии связи (ЛС), используемые в АСНИ, различаются как по способу передачи информации (электрические кабелиные, оптоволоконные и радиочастотные), так и по типу передаваемых сигналов (аналоговые и цифровые),*

*кондиционеры сигналов (КС) — устройства, осуществляющие преобразование электрических сигналов и приведение их к удобному для дальнейшего использования уровню или виду. К ним относятся усилители, нормализаторы, гальванические развязки, искрогасящие барьеры, преобразователи типа ток-напряжение, частота-напряжение и другие подобные устройства. Кондиционеры сигналов используются как в виде самостоятельных устройств, так и в виде встроивших элементов и схем, входящих в состав подсистем измерения и управления, или датчиков и органов управления (интеллектуальные Д и ИМ);*

*подсистема измерения (ПИ) предназначена для измерения и регистрации аналоговых, частотных, цифровых и других электрических сигналов, для преобразования их в кодированную информацию и передачи ее в ЭВМ. В состав ПИ входят такие функциональные устройства, как аналого-цифровые преобразователи, мультиметры, частотомеры, коммутаторы и т. п.,*

*подсистема управления (ПУ) служит для приема от ЭВМ управляющих воздействий в кодированном виде, преобразования полученных цифровых кодов в электрические сигналы аналоговой, импульсной, частотной или дискретной формы и передачи их в органы управления. В состав ПУ входят следующие функциональные устройства аналого-цифровые преобразователи, генераторы, управляемые реле и ключи и т. п.;*

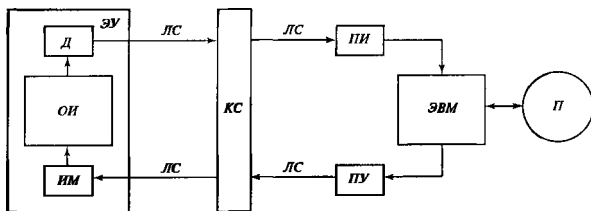


Рис. 8.1. Структурная схема АСНИ

ОИ — объект или процесс исследования; ЭУ — экспериментальная установка; Д — датчики, ИМ — исполнительный механизм; ЛС — линии связи, КС — кондиционеры сигналов; ПИ — подсистема измерения; ПУ — подсистема управления; ЭВМ — электронно-вычислительная машина; П — пользователь

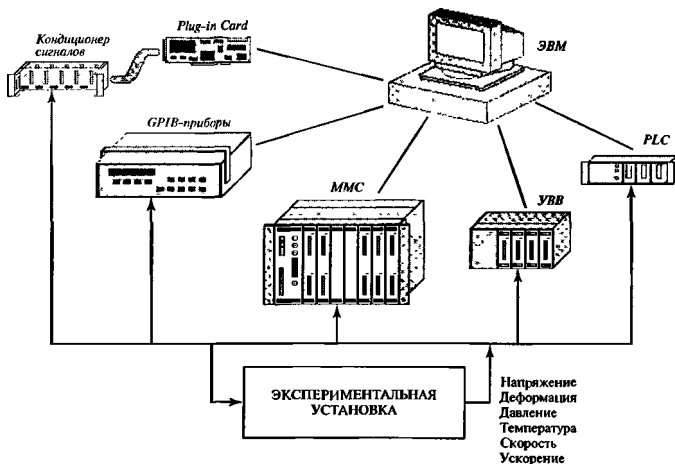


Рис. 8.2. Основные конфигурации ИИС, используемых при построении АСНИ

ЭВМ — центральный элемент автоматизированной системы научных и экспериментальных исследований. В настоящее время в АСНИ используются практически все типы серийно выпускаемых ЭВМ — от простейших настольных, переносных или встроенных персональных компьютеров (ПК) до мощных рабочих станций и крупных вычислительных комплексов.

пользователем (П) АСНИ является один (или несколько) человек, эксплуатирующий систему при проведении экспериментальных исследований и непосредственно участвующий в функционировании человеко-машинного комплекса в качестве субъекта (субъектов), задающего план и способ реализации исследований, изменяющего работу функциональных узлов АСНИ в ходе экспериментирования, а также интерпретирующего результаты научного эксперимента. Современные средства создания АСНИ позволяют пользователю самостоятельно, без услуг разработчика, осуществлять расширение, модернизацию и перепрограммирование системы при изменении задач экспериментальных исследований.

При описании элементов АСНИ используют понятие *интерфейса* — наиболее устойчивое понятие, которое представляет собой совокупность технических, программных и конструктивных средств, необходимых для реализации взаимодей-

ствия различных функциональных элементов в автоматизированных системах и направленных на обеспечение информационной, электрической и конструктивной совместимости указанных элементов [31]. Интерфейс — более широкое понятие по сравнению с другими терминами, оно распространяется не только на АС, но и на средства вычислительной техники (СВТ), системы обработки информации (СОИ), системы и сети передачи данных (СПД) и др. [30].

Применительно к АСНИ такие понятия, как *понятия устройство связи с объектом (УСО), измерительно-управляющий комплекс (ИУК), система сбора информации (ССИ), информационно-измерительная система (ИИС)* тождественны, под ними подразумевается комплекс, включающий в себя линии связи, кондиционеры сигналов, подсистему измерения и подсистему управления. Эта совокупность элементов АСНИ называется в различных отечественных и зарубежных документах и источниках по-разному. Далее используется понятие ИИС.

Основные конфигурации ИИС, наиболее часто применяемые при создании современных АСНИ (рис. 8.2), включают в себя следующие технические средства:

*измерительно-управляющие платы (Plug-in Card) с использованием стандартных компьютерных шин.*

*цифровые измерительные приборы* (GPIB-приборы), основанные на применении приборного интерфейса,

*магистрально-модульные системы* (MMC), использующие различные стандарты на интерфейс, построенные по магистрально-модульному принципу,

*локальные устройства ввода-вывода* (VBB), подключаемые к стандартным последовательным или параллельным интерфейсам ЭВМ;

*программируемые логические контроллеры* (PLC), подключаемые к ЭВМ через стандартные промышленные сети.

Выделяют информационную, электрическую и конструктивную совместимость отдельных составных частей ИИС.

*Информационная совместимость* — согласованность действий функциональных элементов, обеспечиваемая совокупностью условий, определяющих структуру и состав информационных шин, единство способов кодирования и форматов команд и данных, совместимость адресов и временных характеристик передачи данных. Условия информационной совместимости влияют на объем и сложность схемотехнического оборудования и программного обеспечения, а также на основные технико-экономические показатели интерфейса.

*Электрическая совместимость* — согласованность параметров электрических сигналов на шинах и линиях связи. Условия электрической совместимости определяют тип приемопередающих элементов (ППЭ); соотношение между логическими и электрическими состояниями сигналов и пределы их изменений; коэффициенты нагрузочной способности ППЭ и значения допустимой емкости и резистивной нагрузок в устройстве; схему согласования линий, допустимую длину линий и порядок их подключения к разъемам, требования к источникам и цепям электрического питания, требования по помехоустойчивости. Условия электрической совместимости влияют на скорость обмена данными, предельно допустимое число подключенных устройств, их конфигурацию и расстояние между устройствами, помехозащищенность.

*Конструктивная совместимость* — согласованность конструктивных элементов интерфейса, предназначенных для обеспечения механического соединения и механической замены схемных элементов, блоков и устройств. Условия конструктивной совместимости определяют: типы соединительных элементов и распределение линий связи внутри соединительного элемента; конструкцию платы, каркаса, стойки; конструкцию кабельного соединения. Условия конструктивной совместимости в рекомендациях стандартных интерфейсов не всегда указаны полностью, а в некоторых могут отсутство-

вать или иметь несколько вариантов использования соединителей (разъемов), типов кабеля.

## В.2.2. ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ И ТРЕБОВАНИЯ К ЭЛЕМЕНТАМ АСНИ

Основные принципы построения современных систем автоматизации в целом и их отдельных элементов и узлов — стандартизация и открытость.

*Стандартизация* элементов и узлов АСНИ в целом и ИИС в частности предопределяет их информационную, электрическую и конструктивную совместимость. Стандартизация большинства технических и программных решений, применяемых в современных ИИС, привела к главенству ряда стандартов на мировом рынке средств автоматизации. Среди лидирующих стандартов выделяются следующие [24, 40].

стандарты на конструктивное исполнение плат, модулей, приборов и стоков: DIN, Евромеханика;

стандарты на приборные интерфейсы — IEEE-488 1, IEEE-488 2,

стандарты расширения ввода-вывода ПЭВМ для использования серийных компьютеров в системах управления и измерений — ISA, EISA, PCI, PCMCIA, NEC;

стандарты на интерфейсы магистрально-модульных ИИС — VME, VXI, SCXI, PXI;

стандарты на интерфейсы внешних устройств ПЭВМ — RS-232, RS-422, RS-485, USB, Centronics;

стандарты на средства связи и локальные сети для распределенных систем контроля и управления C1, C2, MIL-STD/1553B, Ethernet, группа fieldbus;

промышленные стандарты на системное программное обеспечение и операционные системы — DOS, Windows, MAC OS, OS-9, OS-900, LynxOS, HP-UX, VxWorks;

стандарты на языки и средства программирования для построения интерфейсов пользователя — HP VEE, LabWindows/CVI, LabVIEW, BridgeVIEW, ComponentWorks, Visual Basic, C/C++, InTouch, Citect, ТРЕЙС МОУД.

*Открытость* системы обеспечивает гибкость ее архитектуры, доступ к любому элементу системы, возможность ее расширения и модификации, объединения с другими системами. В АСНИ особенно важно построить ИИС таким образом, чтобы были возможны ее быстрая перестройка, оперативное изменение характеристик, подключение новых блоков и устройств. Для реализации этих требований современные стандарты на ИИС строятся с учетом принципов модульности, магистральности, программной управляемости, избыточности.

*Модульность* — это принцип изготовления отдельных элементов ИИС, выполняющих определенные функциональные преобразования, в виде

заключенных функциональных модулей (блоков) фиксированного назначения

*Магистральный принцип* организации ИИС основан на наличии некоторой общей системы шин — магистралей, к которой подключаются отдельные модули, устройства и в некоторых случаях ЭВМ.

*Программная управляемость* устройств ИИС означает такую их схемную реализацию, которая дает возможность программным путем с помощью определенного набора команд, подаваемых от специальных блоков (контроллеров) или ЭВМ, изменять их технические характеристики и алгоритм функционирования

*Избыточность* ИИС определяется тем дополнительным запасом функциональных и технических возможностей элементов системы, который может быть оперативно задействован для автоматизации более сложного и объемного экспериментального исследования.

### 8.3. ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДАТЧИКОВ В АСНИ

В разд. 5 настоящей книги и приведены характеристики некоторых серийно выпускаемых датчиков, которые могут быть использованы в АСНИ.

Несмотря на то что в настоящее время отсутствует единая система классификации датчиков, их маркировки, а также единая система специфических требований к датчикам для АСНИ, измерительные возможности современных средств автоматизации настолько широки, что в состав АСНИ может быть включен практически любой датчик, выходной сигнал которого представляет собой ту или иную электрическую величину (силу тока, напряжение, электрическое сопротивление). При этом дополнительная полезная информация может содержаться в амплитудных, частотных или фазовых характеристиках сигнала датчиков [15].

Правильный выбор схемы подключения датчиков и измерительных проводников в системах передачи и обработки сигналов зачастую играет такую же важную роль при защите системы от помех, как и выбор компонентов и параметров измерительных схем. Игнорирование влияния помех на измерительные линии и линии передачи сигналов может привести к существенным погрешностям

На рис. 8.3 представлены наиболее часто используемые в АСНИ типы проводников. Необходимо иметь в виду, что степень влияния помех для каждого типа проводника зависит также от уровня сигнала, расстояния и конфигурации измерительной системы [53]

По месту возникновения помехи делятся на три типа [43]

1) локальные помехи в цепи прохождения сигнала (обусловленные, например, паразитными емкостями, индуктивностями и терморезистивными эффектами, активным сопротивлением контактов переключателей и соединителей и т.п.).

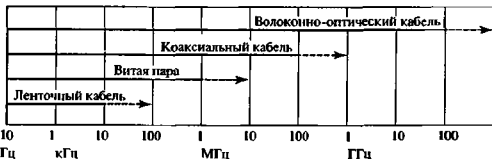
2) помехи, возникающие внутри какой-либо подсистемы (например, в общем проводе).

3) помехи, обусловленные внешними источниками (например, помехи от электрических и магнитных полей, а также радиочастотные помехи)

Помехи классифицируют также по способу воздействия на полезный сигнал или по типу взаимодействующих цепей. Выделяют два основных типа помех: общего вида и нормального вида [52]

*Помехи общего вида* обусловлены разностью потенциалов «точек заземления» различных элементов АСНИ (в том числе датчиков) и «земли» измерительного устройства. (Пример: корольки термометра, приваренных к стенке теплообменника, обогреваемого прямым пропускаемым электрического тока, находятся под разными потенциалами относительно «земли» измерительного прибора, что является типичным источником помехи общего вида (рис. 8.4)) Поэтому в нижних линиях связи ( $I$  — Low) между устройствами вместе с полезным сигналом присутствует уравнительный ток, который является источником помехи, не затрагивающей верхнюю измерительную линию ( $H$  — High) Один из эффективных способов борьбы с помехами общего вида — использование третьего (защитного) проводника ( $G$  — Guard), который шунтирует паразитный ток, образуя дополнительный контур и защищая измерительные цепи High и Low. На рис. 8.4 приведены схемы, передающие принципы образования помехи общего вида и борьбы с ней с помощью дополнительного провода во входных цепях измерительных приборов. Поэтому измерительные устройства высокого качества, как правило, имеют специальный зажим Guard для использования за-

Рис. 8.3. Типы проводников и соответствующие им полосы частот, передаваемые с минимальными помехами



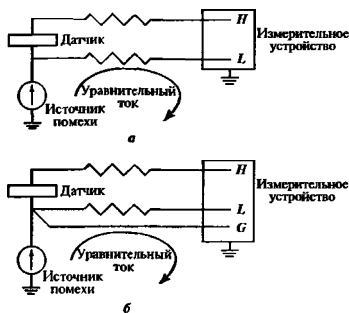


Рис. 8.4. Влияние помехи общего вида на входные цепи измерительных устройств

*a* — в двухпроводных цепях, *б* — в трехпроводных цепях

щитного провода, что совершенно необходимо при измерении сигналов малого уровня (от единиц микровольт до десятков милливольт).

Помехи нормального вида обусловлены, как правило, наличием емкостной (электрические поля) и индуктивной (магнитные поля) связей между измерительными цепями и устройствами, с одной стороны, и промышленными источниками электромагнитных помех — с другой. Этот вид помех в системах полностью исключить невозможно, так как помехи нормального вида образуются в обоих проводниках измерительной цепи совместно с полезным сигналом в виде результирующего напряжения или тока. Для уменьшения помехи нормального вида обычно используется комплекс защитных мер, включающих экранирование измерительных устройств и цепей, применение специальных фильтров (в частности, узкополосных фильтров, ослабляющих сигналы промышленной частоты 50 Гц и кратной ей частот), а также применение измерительных устройств интегрирующего типа. Рис 8.5 иллюстрирует механизм возникновения

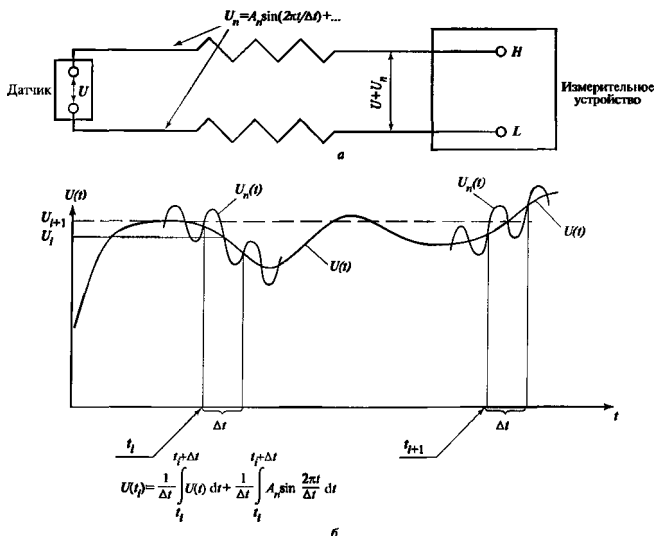


Рис. 8.5. Применение измерительного устройства интегрирующего типа для устранения помех нормального вида

*a* — влияние помехи нормального вида на верхний *H* и нижний *L* проводники измерительной цепи; *б* — компенсация помехи нормального вида путем интегрирования сигнала за время  $\Delta t$ ;  $U(t)$  — полезный сигнал с датчика,  $U_n(t)$  — сигнал помехи,  $\Delta t$  — время интегрирования;  $t_i$  — точка отсчета

помехи нормального вида и принцип работы измерительного устройства интегрирующего типа

В целях снижения в системах помех различного вида существует ряд практических мер, которые рекомендуются применять при разработке, создании и эксплуатации АСНИ в целом и ИИС в частности:

экранировать все возможные источники электромагнитных и радиочастотных помех;

экранировать все чувствительные элементы АСНИ и ИИС, включая и оборудование компьютеров;

использовать разделенное «заземление» источников полезного сигнала и возможных источников помех;

применять максимально короткие сигнальные цепи и линии заземления;

по возможности использовать в качестве измерительных проводников витую пару или экранированные кабели,

в коммутирующих устройствах применять специальные измерительные (с малым собственным шумом) релейные и полупроводниковые ключи.

использовать трехпроводные измерительные цепи,

по возможности применять измерительные устройства интегрирующего типа.

в случае необходимости применять специальные фильтры

## 8.4. АППАРАТНЫЕ СРЕДСТВА АСНИ

### 8.4.1. ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ НА БАЗЕ КОМПЬЮТЕРНЫХ ШИН

Встраиваемые в компьютер измерительно-управляющие платы (Plug-in Card) предназначены для создания персональных измерительно-управляющих систем экономичного и среднего классов с небольшим (до 100) числом каналов

Встраиваемые Plug-in Card ориентированы на использование в серийно-выпускаемых ПЭВМ настольного и портативного исполнения, имеющих стандартные компьютерные шины XT, AT, PCI, NEC, PCMCIA и др. Plug-in Card программно доступны, так же как и стандартные устройства ПЭВМ. Аппаратно-программное обеспечение Plug-in Card позволяет выполнять в программном режиме различные функции: измерение, управление, а также накопление информации, ее обработку и отображение как после эксперимента, так и в режиме реального времени.

Встраиваемые Plug-in Card различаются по своим функциональным возможностям (табл. 8.1—8.4).

Широкая номенклатура плат специального назначения включает в себя такие устройства, как платы динамического анализа сигналов и идентификации объектов, платы управления шаговыми двигателями и робототехническим оборудованием,

Таблица 8.1. Многофункциональные Plug-in Card

Серия плат	Шина	Аналого-вые каналы АЦП	Скорость преобразования	Разрешение АЦП, бит	Входной диапазон, коэффициент усиления	Число аналоговых каналов ЦАП	Разрешение ЦАП, бит	Число цифровых каналов	Счетчик-таймеры
Lab-1200 NI	PCI, AT, XT, PCMCIA	8 — од. 4 — диф.	100 кГц	12	± 5 В, 0—10 В, 1,2—100	2	12	24	3
PCI-1800 Advantech	AT	16 — од. 8 — диф.	330 кГц	12	0—10 В	1	12	32	1
МО-6011E NI	AT, PCI, NEC	16 — од. 8 — диф.	20 кГц	16	± 10 В, 0—10 В; 1—100	2	12	8	2
АДС 12/200 «Инструментальные системы»	AT	16 — од. 8 — диф.	166 кГц	12	0—2,5В, 0—5 В, 0—10 В, 1, 2, 4	1	12	16	—
ЛА-1,5-1 «Руднев-Шняльс»	AT	16 — од. 32 — диф.	500 кГц	12	± 5В, ± 0,05 В, 1—800	—	—	8	3

Примечания 1 АЦП — аналого-цифровой преобразователь; ЦАП — цифроаналоговый преобразователь, од — одиночные каналы с общей «землей»; диф. — дифференциальные каналы.

2 В графе «Шина» указаны типы шин компьютера, в котором может использоваться данная плата. Шина PCMCIA является стандартной шиной для портативных компьютеров типа Notebook.

Таблица 8.2 Plug-in Card цифрового ввода-вывода

Наименование	Шина	Число каналов	Максимальная скорость обмена	Уровень сигнала
PCI-DIO-32HS NI	PCI	32	76 МБ/с	ТТЛ*
PCL-722 Advantech	XT	144	Статический ввод-вывод	ТТЛ
PCL-731 Advantech	AT	48	1,8 МГц	ТТЛ, оптическая изоляция
DAQCard-DIO-24 NI	PCMCIA	24	420 кГц	ТТЛ
ЛА-96Д «Руднев — Шилев»	XT	96	500 кГц	ТТЛ

\* ТТЛ — транзисторно-транзисторная логика

платы ввода и обработки изображений, платы мультиметров, осциллографов, генераторов и т.п.

Устройства и системы на базе компьютерной шины PCI. С начала 90-х годов по инициативе PCI-группы (PCI Special Interest Group) в качестве стандартной компьютерной магистрали используется шина PCI (Peripheral Computer Interconnect), на базе которой создаются ИИС [41].

Адаптация стандарта PCI к задачам контроля и управления проведена в 1995 г. группой производителей и пользователей промышленных компьютеров на базе шины PCI — PISMG (PCI Industrial Computer Manufacturers Group) в рамках стандарта CompactPCI

CompactPCI — в настоящее время одна из быстро развивающихся промышленных шинных архитектур [17, 37]. Этот стандарт поддерживается более чем 300 фирмами — разработчиками и производителями CompactPCI. Конструктивно модули и кардасы CompactPCI базируются на стандарте Евромеханика, в них использованы два унифицированных типоразмера плат 100×160 мм (3U) и 233×160 мм (6U).

Таблица 8.3 Plug-in Card цифраналогого вывода

Серия платы	Шина	Число ЦАП	Скорость	Разрешение	Диапазон по напряжению	Диапазон по току	Число цифровых каналов
AT-AO-10 NI	AT	10	300 кГц	12 бит	± 10 В, 0—10 В	4—20 мА	8
PCL-816-DA-1 Advantech	XT	2	200 кГц	16 бит	± 10 В	—	—
ДАС12 «Инструментальные системы»	XT	8	90 кГц	12 бит	0—10 В	—	—
ЛА-2ЦАПн15 «Руднев — Шилев»	XT	2	20 кГц	16 бит	± 5 В, ± 2,5 В	—	—

Таблица 8.4 Счетчики-таймеры на базе Plug-in Card

Наименование	Шина	Число счетчиков	Частота, МГц	Разрешение, бит	Число цифровых каналов
PC-TIO-10 NI	XT	10	7	16	16
PCL-836 Advantech	AT	6	10	16	32

Применительно к измерительным задачам АСНИ на базе стандарта CompactPCI разработана спецификация на ИИС в стандарте PXI, о котором более подробная информация представлена ниже в п 8.4.3

**Мезонинные архитектуры.** В современных магистрально-модульных ИИС все чаще используют мезонинную архитектуру построения измерительно-управляющих модулей и шинг

Мезонинная плата представляет собой малагабритную плату, которая самостоятельно выполняет одну или несколько функций измерения, управления, преобразования или обработки информации. Мезонинные платы устанавливаются в специальные посадочные места на унифицированных соединителях базовых плат (плат-носителей), представляющих собой многофункциональные высокопроизводительные измерительно-управляющие или вычислительные модули [36]. Мезонинные технологии широко используются в модулях и платах таких стандартных шин и магистралей ИИС, как ISA, PCI, CompactPCI, VME, VXI, PXI.

Существует несколько типов мезонинных плат, применяемых производителями различных стандартных шин ИИС. Среди них можно выделить:

**IndustryPack (IP)** - спецификация логического интерфейса мезонинных контроллеров разработана американской фирмой Green-Spring Computers в 1990 г [10].

**M-Module** — тип мезонинных плат, используемый фирмой Hewlett-Packard при создании многофункциональных модулей VXI с перестраиваемой структурой.

**PCI Mezzanine Card (PMC)** — мезонинные платы, разработанные для использования в шине



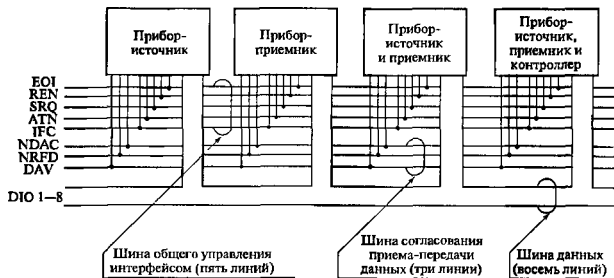


Рис. 8.6. Структура магистрали приборного интерфейса GPIB (на рисунке слева — стандартные наименования линий шины)

CompactPCI Соответствие уровней совместимости IP и PMC плат и перечень основных производителей имеется в [9].

*PC-MIP* — проект нового стандарта на мезонинные архитектуры, который призван решить такие вопросы, как подная совместимость с шиной PCI на электрическом и логическом уровне, применимость как в персональных компьютерах, так и в магистрально-модульных системах (VME, VXI); максимально простое управление и обслуживание в соответствии с технологией Plug&Play («включил и работай») [50]

#### 8.4.2. ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ НА БАЗЕ ПРИБОРНОГО ИНТЕРФЕЙСА IEEE-488

*Приборный интерфейс (IP-IB)* разработана фирмой Hewlett-Packard в 1972 г. и принят советом IEEE в качестве международного стандарта IEEE-488 в 1975 г. В СССР введен соответствующий ГОСТ 26.003-80 [16]. В современной литературе используются также другие названия этой стандартной шины: КОП (канала общего пользования), МЭК 625 1, GPIB

Интерфейс GPIB предназначен для объединения в единую информационно-измерительную систему серийно выпускаемых цифровых приборов (мультиметров, частотомеров, осциллографов и др.) и компьютеров [14, 35]. В качестве объединительной информационной магистрали используется специальный гибкий кабель.

Магистраль GPIB содержит 16 информационных линий, функции которых строго установлены. Для каждой линии указаны ее назначение, способы использования, порядок работы и взаимодействия с другими линиями, а также временные ограничения на передачу сообщений. Магистраль включает в себя три шины (рис. 8.6):

*шина данных* (восемь линий DIO 1 — DIO 8), по которым параллельным 8-разрядным кодом передаются информационные сигналы (байт информации), а также интерфейсные команды и адреса устройств. Максимальная скорость передачи данных (с использованием высокоскоростного протокола) до 8 Мбайт/с.

*шина синхронизации* (три линии: DAV — «Данные выставлены на шину данных», NRFD — «Не готов к приему», NDAC — «Данные не приняты»;

*шина управления* (пять линий IFC — «Очистить интерфейс», ATN — «Внимание», REN — «Дистанционное управление», SRQ — «Запрос на обслуживание», EO1 — «Конец передачи»).

Комбинации различных состояний линий DIO, ATN, SRQ позволяют организовать передачу самой разной информации по приборной магистрали от одного устройства к другому. Всего в стандарте задано 47 кодов дистанционных (управляемых от компьютера) сообщений и команд различных типов.

Различают три типа функций для устройств, включаемых в магистраль GPIB:

*функция интерфейса «источник»* (И) — обеспечивает устройству возможность посылать информационные сообщения через магистраль другим устройствам системы. В системе может присутствовать одно или несколько таких устройств;

*функция интерфейса «приемник»* (П) — обеспечивает устройству возможность получать данные и команды от других устройств системы. Таких устройств в одной системе может быть несколько,

*функция интерфейса «контроллер»* (К) — позволяет устройству осуществлять управление всеми интерфейсными функциями на магистрали. Как правило, контроллер имеет также функции И и П. Функции текущего контроллера в системе выполняются только одним устройством.

Таблица 8.5 Платы приборного интерфейса

Тип шины	Тип платы	Технология Plug&Play	Максимальная скорость по IEEE-488.1	Максимальная скорость по HS488	Программное обеспечение
ISA, PCMCIA	AT-GPIB/TNT (NI)	Нет	1,5 Мбайт/с	1,6 Мбайт/с	DOS, Windows
ISA, EISA, PCMCIA	HP 82335B (HP)	Нет	355 Кбайт/с	—	DOS/Windows
PCI	PCI GPIB (NI)	Да	1,5 Мбайт/с	7,7 Мбайт/с	Windows NT/95
PCI	HP 82350A (HP)	Нет	750 Кбайт/с	—	Windows NT/95
PC Ethernet	GPIB-ENET (NI)	—	50 Кбайт/с	—	Windows NT/95/3/1/
LAN/HP-IB	HP E2050A (HP)	—	50 Кбайт/с	—	HP-UX, Win NT/95

По условиям программной совместимости и переносимости прикладного ПО из одной операционной среды (ОС) в другую различают два подмножества стандарта GPIB: IEEE-488.1 и IEEE-488.2. При реализации стандарта IEEE-488.1 не обеспечиваются автоматический перенос и совместимость ПО между разными ОС и различными платформами компьютеров. При развитии стандарта IEEE-488.2 сохраняется совместимость программных драйверов с множеством установленных на различные платформы прикладных программ и возможными вариантами аппаратного исполнения средств GPIB.

Другое направление развития стандарта IEEE-488.1 связано с повышением скорости передачи информации по стандартной магистрали GPIB. Запатентованной фирмой National Instruments (NI) протокол HS488 обуславливает увеличение скорости передачи данных до 8 Мбайт/с.

Максимально в одну систему могут быть включены (без дополнительных средств расширения) 15 устройств. Максимальная длина кабельной линии в системе должна быть не более 20 м, иначе не обеспечиваются предусмотренные стандартом скорость и достоверность передачи информации.

Для функционирования системы на базе приборного интерфейса GPIB необходимо в каждом приборе иметь интерфейсные карты, обладающие одной или несколькими функциями (И, П, К), а в компьютере — соответствующую плату, выполняющую

функции К, И, П. В настоящее время практически все зарубежные и отечественные цифровые измерительные приборы могут быть поставлены с такими картами, поэтому при выборе и заказе приборов, которые предполагается использовать в ИИС, необходимо оговаривать наличие интерфейса GPIB для зарубежных и КОП для отечественных изделий.

Интерфейсные платы GPIB для компьютеров, поддерживаемые современными программными пакетами, выпускаются в основном двумя фирмами: Hewlett-Packard (HP) и National Instruments (NI).

В табл. 8.5 приведены некоторые типы и технические данные интерфейсных карт GPIB для персональных настольных и портативных компьютеров.

#### 8.4.3. ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ НА БАЗЕ МАГИСТРАЛЬНО-МОДУЛЬНЫХ СИСТЕМ

Архитектура современных и перспективных магистрально-модульных систем, ориентированных на применение в АСНИ (рис. 8.7), базируется на интерфейсах второго поколения (к первому поколению можно отнести широко использовавшиеся в 70—80-х годах интерфейсы KAMAK и Multibus).

Отдельные функциональные устройства (*модули*), входящие в состав ММС, связываются *системной магистралью* (СМ), выполненной в виде

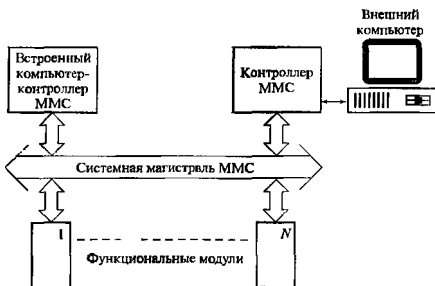


Рис. 8.7. Обобщенная структура ММС

Таблица 8.6 Технические данные измерительных MMC

Параметр или техническая характеристика	Тип MMC		
	VME	VXI	PXI
Максимальное число линий системной магистрали (с учетом спецификаций расширения)	192	288	288
Общее число шин магистрали	6	8	7
Число линий шины данных	32	32	64
Число линий шины адреса	32	32	64
Тип адресации	Логическая	Географическая и логическая	Логическая
Быстродействие	До 57 Мбайт/с	До 57 Мбайт/с по основной магистрали и до 100 Мбайт/с по локальной шине	До 264 Мбайт/с
Число посадочных мест (модулей) в крейте	До 20	До 20	До 11
Гиповые размеры используемых плат Евромеханики, мм	100×160, 233×160	100×160, 233×160, 233×340, 366×340	100×160, 233×160,

объединительной печатной платы. Отдельные модули могут соединяться посредством параллельной локальной шины (ЛШ) или последовательной магистралью (ПМ)

Для объединения определенного числа модулей, составляющих функционально законченный сегмент MMC, в единый конструктивный блок применяются стандартные конструктивные элементы — *каркасы*, или *крейты*

Основной магистралью, реализующей взаимодействие и объединение всех модулей в рамках одного крейта, служит СМ. Самой быстродействующей магистралью, используемой обычно для организации быстрого обмена информацией между двумя или несколькими (но не всеми) модулями в крейте, является ЛШ. Последовательная магистраль применяется, как правило, для связи между крейтами при создании многокрейтовых систем

Характеристики MMC делят на следующие основные группы: *принципы управления* (синхронное или асинхронное, централизованное или децентрализованное); *режимы передачи данных* (одиночный, блочный, широковещательный), *типы адресации* (логическая, географическая), *разрядность и мультиплексирование адреса и данных* (раздельные или совмещенные шины данных и адреса)

При *синхронном протоколе* (СП) все сигналы устанавливаются и проверяются относительно тактового синхронимпульса, а при *асинхронном* (АП) — в произвольное время, по мере готовности модулей, участвующих в обмене информацией. СП обеспечивает большую помехозащищенность, он проще в реализации, отладке и тестировании, но менее гибок по сравнению с АП, который особенно удобен при использовании на магистрали модулей с различными скоростями работы. Недостатком СП является наличие централизованного генератора тактовых синхронимпульсов

*Централизованное управление* возможно только при наличии в системе лишь одного управляющего модуля (контроллера), организующего работу магистрали при обмене информацией между любыми устройствами MMC

При *децентрализованном управлении* возможно управление магистралью любым устройством MMC, имеющим текущие функции контроллера. Для организации децентрализованного управления MMC необходимо наличие в системе специального устройства — *арбитра шины*, который регулирует процессы «захвата» магистрали одним из модулей и ее освобождение для другого. Такой вид управления характерен для мультипроцессорных MMC. В табл. 8.6 приведены основные технические данные современных измерительных MMC

**Стандарт VMEbus.** Стандарт на интерфейс VMEbus (Versabus Module Eurocard), разработанный на основе документа Versabus (IEEE P-961), предназначен первоначально для построения систем, использующих микропроцессоры фирмы Motorola типов 6800, 68000, 68020 [32, 40, 49]

*Общие сведения о стандарте.* Системная магистраль VMEbus содержит три основные шины: две параллельные VME, VMX и последовательную VMS. В архитектуре магистрали VME предусмотрены разделенные 8- и 16-разрядные тракты данных и 16- и 24-разрядные тракты адреса в первом соединителе (разъеме) платы. При использовании второго соединителя на плате реализуются 32-разрядные тракты данных и адреса. В магистрали VME возможна многопроцессорная работа с четырьмя линиями арбитража и семью линиями прерывания. Магистраль VME служит главным трактом обмена данными в системе.

В магистрали VMX использованы оставшиеся контакты второго соединителя и предусмотрены 32-разрядные тракты данных и 24-разрядный мульт-

Таблица 8.7. Основные типы продукции в стандарте VME

Фирма-производитель	Встроенные компьютеры и системные контроллеры	Измерительно-управляющие модули	Контроллеры и интерфейсы связи	Модули специального назначения	Крейты и блоки питания, размер	Программное обеспечение
Eltec Elektronik (Германия)	Более 10 типов на процессорах MC68030/40	До 20 типов, типоразмер 6U	—	Модули графики, ввода изображений	До 10 типов крейтов на 5—21 слот, 6U	X-Windows для OS-9
Force Computers (США, Германия)	До 20 типов на процессорах MC68020-40, RISC, SPARC	—	Интеллектуальные последовательные интерфейсы	—	—	Фирменное ПО совместимое с OS-9, VxWorks, SunOS, UNIX
Motorola Inc (США)	Более 30 типов на процессорах MC68010-400	До 10 типов; 6U	До 20 типов для различных интерфейсов	Модули памяти	До 10 типов, 6U	Фирменное ПО
PEP Modular Computers (Германия)	До 20 типов на процессорах MC68000-40	До 30 типов; 3U	До 10 типов для различных интерфейсов	—	До 10 типов, 3U	OS-9, WmDOS-9
Rudstone Technology Corp. (США, Англия)	До 10 типов на процессорах MC68000-40	До 20 типов; 6U	То же	Модули графики и ввода изображений	До 10 типов, 6U, военное исполнение	VxWorks, OS-9, XD-Ada
VMC (США)	До 10 типов контроллеров для различных компьютеров	Более 50 типов, 6U	Расширители VMEbus	Модули управления шаговыми двигателями	—	UNIX, VxWorks

типлексированный тракт адреса. Магистраль обеспечивает расширение локальной шины на пять соседних гнезд объединительной платы, что позволяет одному устройству обращаться к любому другому устройству, расположенному в данном сегменте из пяти модулей, без затрат времени на арбитраж и освобождает основную магистраль VME. Магистраль VMX осуществляет связь процессорных модулей и модулей памяти с контроллером прямого доступа к памяти. Имеется вариант магистрали MVMX-32, обеспечивающий мультиплексированный 32-разрядный тракт адреса/данных.

В последовательной магистрали VMS с автоматическим арбитражем использовано две линии для передачи данных. Она предназначена для обмена короткими и срочными сообщениями в системах с непосредственной связью и с гибко связанными процессорами. Магистраль VMS можно использовать для связи как в одном крейте, так и между процессорами разных крейтов

Конструктивно в основу VMEbus положен наиболее популярный механический стандарт — Евромеханика. В VMEbus используются два основных типоразмера Европлат. 6U (233 × 160) — для модулей двойной высоты и 3U (100 × 160) — для модулей одинарной высоты

Для размещения модулей применяются крейты (картасы для установки модулей с объединительной магистралью, источником питания и вентиляцией), в каждом из которых могут размещаться до 21 моду-

ля VMEbus. В качестве соединителей используются высоконадежные соединители DIN602-3 (отечественный аналог ОНП-ВН-105(106)-96/94X11); 8- и 16-разрядные модули имеют один соединитель, 32- и 64-разрядные — два

Законченные VME-системы — это, как правило, крейты настольного исполнения или крейты, встраиваемые в стандартную стойку (taskmount), хотя VME-система может быть размещена в любом корпусе, имеющем стандартную объединительную панель и посадочные места (слоты) для установки модулей.

*Характеристика продукции в стандарте VMEbus.* Продукцию в стандарте VMEbus, выпускаемую более чем 300 фирмами-производителями (табл. 8.7), можно разделить на следующие основные группы

встроенные компьютеры и системные контроллеры, предназначенные для управления системой в рамках одного или нескольких крейтов Встроенные компьютеры, как правило, выполняют одновременно функции управляющей ЭВМ и функции контроллера, управляющего системной магистралью (системного контроллера)

измерительно-управляющие модули, включающие в себя различные устройства ввода-вывода измерительной и управляющей информации, такие как АЦП, ЦАП, коммутаторы, цифровой ввод и вывод и т.п.

Таблица 8.8. Технические данные модулей в стандарте VME

Тип модуля	Число каналов	Разрешение*	Скорость преобразования	Уровень сигнала	Типоразмер платы	Дополнительные возможности
АЦП-VMIC, VMIVME-3116	32 — од., 16 — диф.	16 бит	58 Кслов/с	± 5 В, ± 10 В	6U	Автокалибровка
АЦП-PEP, VAD1-4	16 — од., 8 — диф.	16 бит	300 Кслов/с	± 5 В, 0—10 В	3U	2 Кбайт FIFO
ЦАП-VMIC, VMIVME-4116	8	16 бит	100 Кслов/с	± 5 В, ± 10 В	6U	—
Цифровой ввод-вывод — VMIC, VMIVME-2532A	32-вх., 32-вых.	—	—	ТТЛ. 5. 12, 24, 48 В	6U	Оптическая изоляция
Цифровой ввод-вывод — PEP VIOP	16-вх., 16-вых.	—	—	ТТЛ	3U	Оптическая изоляция, специальная конфигурация

\* Для модулей аналогового ввода-вывода, од., диф. — соответственно одиночный, дифференцированный каналы; для модулей цифрового ввода-вывода: вх., вых. — входной и выходной каналы.

контроллеры и интерфейсы связи, предназначенные для сопряжения и связи с другими стандартными интерфейсами измерительных и вычислительных систем, например GPIB, RS-232 и др.;

модули специального назначения, входящие в группу узкоспециализированных модулей, например модулей управления шаговыми двигателями, модулей ввода и обработки изображений и т.п.;

крейты и блоки питания, выпускаемые в различных вариантах, отличающиеся размерами, числом посадочных мест в крейте, мощностью источника питания;

программное обеспечение, которое может включать в себя специализированные операционные системы, специальные языки и системы программирования, средства автоматизации программирования.

Технические данные типовых измерительно-управляющих модулей VMEbus на примере продукции фирмы VMIC и PEP Module Computers приведены в табл. 8.8.

**Стандарт VXI.** Одним из прогрессивных направлений развития шины VMEbus является ее расширение VXI (VMEbus eXtension for Instrumentation — расширение VMEbus для измерительной техники) [24, 42, 45]. Основанный на шине VMEbus и полностью ее включающий интерфейс VXI представляет собой самостоятельный стандарт на контрольно-измерительную и управляющую аппаратуру высшего класса точности. Первоначально стандарт был разработан для создания контрольно-диагностического и радиоизмерительного оборудования в основном в военно-промышленном комплексе. В связи с тем что стандарт создавался специально для такого класса задач, он удовлетворяет большинству военно-промышленных стандартов, включая MIL-45662A, и соответствует промышленному

стандарту качества ISO 9000, а также стандартам на электромагнитную совместимость и помехозащищенность (EN 55011, EN 50082-1)

*Общие сведения о стандарте.* В стандарте на шину VXIbus совмещаются преимущества двух стандартов GPIB и VMEbus. Сохраняя полную информационную совместимость с приборным интерфейсом GPIB, VXI-стандарт включает в себя шину VMEbus, обеспечивая конструктивную и электрическую совместимость с VME-аппаратурой. Поэтому описание шины VMEbus применимо и к базовой части шины VXI.

Для расширения возможностей и улучшения технических данных шины VMEbus в стандарт VXI были включены следующие дополнительные функции:

повышенные требования к качеству электропитания в крейте;

унификация регистровой структуры модулей; наличие функции «Менеджер ресурсов»;

выделение функций «Командный модуль и Слот 0»;

введение дополнительной 32-битовой локальной шины;

расширение системы синхронизации;

введение аналоговой шины и шины идентификации.

Расширение функций VXIbus также включает в себя использование дополнительных типоразмеров плат в стандарте Евромеханика и применение увеличенного шага межмодульных соединений в крейтах дополнительных размеров — C и D. Увеличение размеров используемых плат диктуется необходимостью применения одноплатной технологии для модулей повышенной чувствительности (до единиц нановольт), для высокоскоростных регистраторов и осциллографов (до десятков

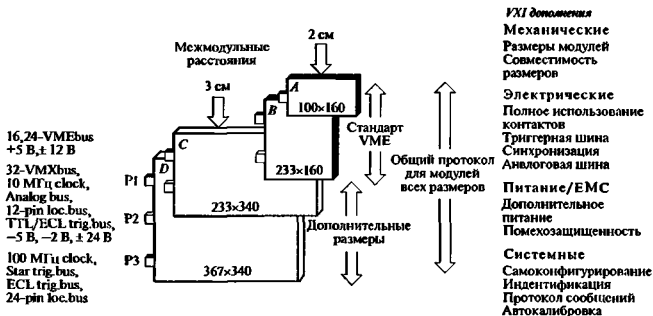


Рис. 8.8. Модель интерфейса VXIbus

пиггерд), а также для многоканальных (более 100 каналов) измерительных коммутаторов

Дополнительные шины и линии магистрали VXI занимают неиспользуемые в VMEbus контакты на разъеме P2, а также контакты разъема P3 (для плат размером D) Распределение шин по разъемам показано на рис. 8.8. Назначение всех шин и линий, входящих в состав магистрали VXI-bus приводится в системных спецификациях на стандарт, например System Specification VXI-1, Revision 1 4 (April 21, 1992)

**Замечание.** Все модули VME могут быть использованы в VXI-системах размерами A или B, но не все модули VXI размерами A и B могут включаться в VME-системы.

Базовые конфигурации VXI-систем можно разделить на два типа В конфигурациях первого типа в качестве управляющей ЭВМ используется внешний стандартный компьютер, к которому подключаются один или несколько крейтов VXI. В конфигурациях второго типа использованы встроенные в VXI-крейт компьютеры, выполняющие также функции командного модуля (контроллера) шины VXI Различные варианты этих конфигураций отличаются скоростью передачи информации, возможностью удаления VXI-аппаратуры от компьютера и числом крейтов, подключаемых без специальных средств расширения.

В настоящее время имеются готовые технические и программные средства для подключения VXI-аппаратуры практически к любому современному стандартному компьютеру: PC совместному (PC AT/386/486/Pentium), IBM PS/2, Macintosh/Power Macintosh, Notebook (PCMCIA), с рабочим станцией HP PA-RISC/9000, Sun SPARCstation, IBM RISC System/6000, DEC Alpha, DEC VAXstation, DEC MicroVAX В качестве системного интерфейса

связи VXIbus с внешним компьютером могут использоваться:

последовательные интерфейсы RS-232, RS-422, RS-485;

приборный интерфейс GPIB (IEEE-488);  
высокоскоростные параллельные интерфейсы MXI, VXIlink.

**Характеристика VXI-продукции** Технические средства VXI-систем можно разделить на три основные группы: крейты и источники питания, системные модули и функциональные модули.

1 Крейты и источники питания Большинство фирм-изготовителей VXI-продукции выпускает крейты (mainframes) с установленными источниками питания. Раздельно крейты и блоки питания, как правило, не поставляются. Используются три типоразмера крейтов (B, C, D) Для обеспечения конструктивной совместимости снизу вверх имеются специальные переходные адаптеры, позволяющие вставлять и использовать модули меньших размеров в крейтах большего габарита. Так, модули размером A могут быть использованы в крейтах всех размеров, модули размером B — в крейтах размерами B, C, D и т.д. Крейты отличаются не только основным размером устанавливаемых плат, но и числом посадочных мест (slot) на магистрали (backplane) Из большого числа имеющихся на рынке вариантов крейтов наиболее часто употребляемые, размером B на 5, 7, 12 и 20 посадочных мест, размером C на 5, 6 и 13 посадочных мест; размером D на 5 и 13 посадочных мест. Некоторые крейты выпускаются в переносном варианте с возможностью питания от аккумуляторной батареи

Мощность используемых источников питания определяется основным размером устанавливаемых в крейты плат и числом посадочных мест из расчета максимального энергопотребления, указанного в паспорте на каждый модуль VXI Харак-

терная мощность источников для крейтов размером  $B$  от 120 до 570 Вт, размером  $C$  — от 350 до 1200 Вт, размером  $D$  — от 1000 до 1500 Вт.

2. Системные модули К системным модулям прежде всего относятся командные модули и встроенные компьютеры, осуществляющие управление шиной VXI и синхронизацию работы крейта с внешними устройствами. Командные модули и встроенные компьютеры размещаются в крейге в левой позиции (слот 0) и в зависимости от конфигурации занимают от одного до трех посадочных мест. Командные модули занимают одно (для размеров  $C$ ,  $D$ ) или два (для размера  $B$ ) посадочных места. Командный модуль определяет тип интерфейса связи с внешним компьютером последовательный (типа RS), GPIB, VXIlink или MXI.

К системным модулям относятся также модули памяти, модули специализированных интерфейсов связи и адаптеров интерфейсов. К ним относятся адаптеры VXI/MXI, GPIB/VXI, а также модули стандартных интерфейсов MIL-STD-1553B, ARINC-429, ARINC-629 и т.п.

3. Функциональные модули. Состав функциональных модулей определяет прикладное (функциональное) назначение системы, а также ее технические возможности. Основные группы функциональных модулей:

а) измерительные модули, включающие в себя цифровые мультиметры с классом точности до 0,001 и разрешением до 7,5 десятичных знаков, аналого-цифровые преобразователи с разрешением до 20 бит и быстродействием до 5 Мсл/с, осциллографы и дигитайзеры с частотой регистрации сигналов до 1 ГГц; счетчики-таймеры с диапазоном измерения от 0,001 Гц до 5 ГГц.

б) генераторы и источники — это многоканальные (до 16 каналов) аналого-цифровые преобразователи с потенциальным и токовым выходами, функциональные генераторы с программно-изменяемыми формой и параметрами выходных сигналов, генераторы импульсов с программно-задаваемой частотой и формой импульсных сигналов,

в) модули цифрового ввода-вывода, отличающиеся числом каналов (от 16 до 128) и уровнем сигналов (от 5 до 48 В), выпускаемые, как правило, в виде перепрограммируемых двунаправленных параллельных интерфейсов;

г) мультиплексоры и переключатели, разделяемые на релейные и полупроводниковые мультиплексоры, среди которых выделяют измерительные модули (с низким уровнем собственного шума до 1 мкВ), модули общего применения и модули для радиочастотных сигналов с числом каналов от 16 до 256. Различают также матричные переключатели с различной размерностью (16×16, 8×32 и др.) и модули силовых ключей, реализованные на релейных и полупроводниковых элементах с на-

пряжением коммутируемых цепей до 250 В и током до 5 А и более.

д) модули специального назначения, к которым относятся модули для виброакустических измерений, модули управления шаговыми двигателями и электроприводами, измерители мощности сигналов, модули тестирования различных интерфейсов и систем связи и т.п.

Технические данные и возможности VXI-аппаратуры таковы, что позволяют напрямую, без дополнительных преобразователей, подключать различные типы датчиков: термоэлектрические преобразователи, терморезисторы и термисторы, тензодатчики, вибродатчики и микрофоны, датчики с потенциальным и токовым выходом различного уровня, обеспечивая при этом максимальную точность и помехозащищенность.

Наиболее крупными и известными производителями VXI-продукции являются Hewlett-Packard (HP), National Instruments (NI), Tektronix, Kinetic System, Racal-Dala, Wavetek, Bruel & Kjaer, Augat, а также отечественные НИПИ «Кварц» и «Информтест» (табл. 8.9).

Стандарт PXI. Стандарт на модульную измерительную систему PXI [54] предложен фирмой National Instruments в 1997 г. (PXI-спецификация, версия 1.0, август 1997 г.). Стандарт PXI (PCI eXtensions for Instrumentation) является расширением шины PCI для измерительной аппаратуры. Основные характеристики PXI-систем: стандартное и совместимое с другими ММС программное обеспечение для Windows NT/95, PCI-архитектура основной магистрали, семь посадочных мест в одном крейте, защищенное промышленное исполнение, встроенные функции синхронизации и тактирования, портативное, настольное и стоечное исполнение.

Общие сведения о стандарте. В стандарте PXI совмещаются современные технологии промышленных стандартов для построения измерительно-управляющих систем и систем автоматизации. Специальные измерительные дополнения шины PCI, включающие встроенные триггеры и локальную шину, заимствованы у шины VXIbus. Механический конструктив определяется стандартом Евромеханика (Eurocard) и использует спецификацию CompactPCI с механическими характеристиками, удовлетворяющими промышленным условиям эксплуатации. Спецификация стандарта PXI вводит дополнительные требования по активному охлаждению, температурному диапазону и электромагнитной совместимости, что обеспечивает повышенные помехозащищенность и точность системы в целом.

Системная магистраль PXI имеет конструктивную, электрическую и информационную совместимость с модулями CompactPCI, которые производятся более чем 300 фирмами и могут быть использованы в PXI-системах.

Таблица 8.9. Основные виды VXI-продукции

Тип изделия	Фирма-производитель	Описание и основные технические данные	VXI-размер
<i>Крейты</i>			
I261	Rascal-Dana	VXI-крейт, 12 слотов, источник питания 700 Вт	C
14X-076-RDV12	Elma Electronics	VXI-крейт, 12 слотов, источник питания 500 Вт	B
HP E1401B	HP	VXI-крейт, 13 слотов, источник питания 900 Вт	C
VXI-1200	NI	VXI/VME-крейт, 6 слотов VXI-размером C и 3 слота VME/VXI-размером B	C, B
Базовый блок	НИПИ «Кварц»	VXI-крейт, 13 слотов, источник питания 520 Вт	C
<i>Системные модули</i>			
VXI-PC18000	NI	Командный модуль VXI для интерфейса MXI-PCI, Windows NT/95/3.1, совместимость с VXIplug&play, скорость обмена 23 Мбайт/с	C (занимает 1 слот)
HP E8491A	HP	Командный модуль VXI для интерфейса IEEE-1394 (PC Link), шина PCI, поддерживает до 16 крейтов по последовательному интерфейсу, Windows NT/95	C (1 слот)
Контроллер гнезда «0»	НИПИ «Кварц»	Командный модуль VXI для интерфейса КОП (GP1B)	
VXIpc-860/200	NI	Встроенный компьютер Pentium Pro, PCI-шина, 200 МГц, ОЗУ до 256 Мбайт, диск — 2,2 Гбайт, Ethernet, SCSI-2, GPIB, SuperVGA, Windows NT/95/3.1, VxWorks, совместимость с VXIplug&play	C (2 слота)
<i>Функциональные модули</i>			
3001	Bruel & Kjaer	4-канальный АЦП, 300 кГц на канал, разрешение 15 бит, антиалиазинговые фильтры, буфер 256 Кслов	C (1 слот)
HP E1418A	HP	8/16-канальный ЦАП, разрешение 16 бит, время установления выходного сигнала до 300 мкс, диапазон выходного сигнала $\pm 16$ В	C (1 слот)
HP E1312A/E1412A	HP	Цифровой мультиметр (6,5 десятичных знака), измеряемые параметры: постоянные и переменные ток (0—3 А) и напряжение (0—300 В), сопротивление (0—100 МОм), частота (0—300 кГц), период (разрешение до 3,3 мкс), «0», MIN/MAX, LIMIT, быстродействие до 1 Кслова/с	B (2 слота) C (1 слот)
HP E1428A	HP	2-канальный цифровой осциллограф — 1 Кслово/канал, разрешение 8 бит, входной сигнал до $\pm 250$ В, разрешение по времени 20 пкс	C (1 слот)
V215	Kymatic Systems	32-канальный АЦП, разрешение 16 бит, быстродействие 4 Кслова/канал, программируемый усилитель ( $K_u = 1-1024$ ), диапазон входного сигнала $\pm 10$ В, фильтр низких частот	C (1 слот)
VXI-MIO-64E	NI	Многофункциональный измерительно-управляющий модуль 64-канальный АЦП (12 бит, 1,25 МГц), 2 счетчика-таймера (24 разряда), 8 каналов цифрового ввода-вывода, VXIplug&play-совместимость	C (1 слот)
VXI-AO-48XDC	NI	Многофункциональный модуль выходных сигналов, разрешение 18 бит, 48 каналов $\pm 10$ В, 48 каналов 0,1—2,01 мА, 32 двунаправленных цифровых канала TTL-уровня	C (1 слот)
2251	Rascal-Dana	Универсальный счетчик-таймер, разрешение 1 нс, частотный диапазон до 1,3 ГГц	C (1 слот)
VX4342	Tektronix	Модуль программируемых резисторов, два 4-декадных программируемых резистора, диапазон от 10 Ом до 500 кОм	C (1 слот)
1362	Wavetek	Цифровой мультиметр (6,5 десятичных знака), постоянный и переменный ток, напряжение, сопротивление, 1000 изв/с	C (1 слот)
Вольтметр универсальный	НИПИ «Кварц»	Диапазоны измерения: постоянного напряжения 10 мкВ — 300 В, переменного напряжения 1 мВ — 300 В, токов 0,1 мкА — 2 А, сопротивление 0,01 Ом — 2 МОм	C (1 слот)
Осциллограф ВЧ	НИПИ «Кварц»	1-канальный цифровой осциллограф, 50 МГц, разрешение 8 бит, диапазон входного сигнала 0,1—250 В, погрешность 3 %	C (1 слот)
INTE 024	«Информ-тест»	Мультиметр-компаратор, диапазоны измерения по напряжению 1 мВ—100 В, по току 1 мкА — 10 мА, по сопротивлению 0,1 Ом — 1 МОм, максимальная погрешность 0,5 %	C (1 слот)
INTE 059	«Информ-тест»	2-канальный цифровой осциллограф, 25 МГц, разрешение 10 бит, диапазон входного сигнала $\pm 200$ В, погрешность 5 %	C (1 слот)



Таблица 8.10. Аппаратные средства в стандарте PXI

Тип изделия	Описание и основные технические данные	PXI-размер
<i>Крейты и источники питания</i>		
PXI-1000	Крейт, 8 слотов, источник питания 300 Вт, принудительная вентиляция	—
PXI-1010	Крейт, 8 слотов для PXI-модулей, 4 слота для SCXI-модулей, источник питания 400 Вт	—
<i>Системные модули</i>		
PXI-8155	Встроенный Pentium MMX компьютер, 233 МГц, 132 Мбайт/с, ОЗУ до 128 Мбайт, Ethernet, GPIB, жесткий и гибкий магнитные диски, Super VGA, стандартные порты, WindowsNT/95	4 слота
PXI-8320	MXI-2 интерфейсный модуль, скорость обмена 23 Мбайт/с, связь с VME или VXI, совместимость с VXIplug&play	1 слот
<i>Функциональные модули</i>		
PXI-4060	Цифровой мультиметр (5,5 десятичных знака). $U_{\text{пост}}$ (20 мВ — 250 В, 0,01 %), $U_{\text{пер}}$ (20 В — 250 В, 0,8 %), $I_{\text{пост}}$ (20 мА — 10 А, 0,1 %), $I_{\text{пер}}$ (20 мА — 10 А, 0,8 %), $R$ (200 Ом — 20 МОм, 0,01 %), 10, 50, 60 изм/с	1 слот
PXI-5102	2-канальный цифровой осциллограф, 20 МГц в реальном времени, 1 ГГц в стробоскопическом режиме, разрешение 8 бит, полоса пропускания 15 МГц, диапазон измерения от 50 мВ до 5 кВ	1 слот
PXI-6070E	Многофункциональный измерительно-управляющий модуль, АЦП (16/8 каналов, 1,25 МГц, 12 бит, программируемый усилитель $K_y = 0,5—100$ ), ЦАП (2 канала, 12 бит), счетчик-таймер (2 канала, 24 разряда), цифровой ввод-вывод (8 двунаправленных каналов), программная калибровка	1 слот
PXI-6533	Цифровой ввод-вывод, 32 канала, 20 МГц	1 слот

Замечание. Не все модули PXI можно использовать в системах CompactPCI, так как шина PCI является подмножеством шины PXI.

Характеристика продукции PXI, которая так же, как и аппаратура в стандарте VXI, разделяется на три основные группы: крейты и источники питания, системные модули и функциональные модули. Основные технические данные некоторых изделий в стандарте PXI, производимых фирмой National Instruments, приведены в табл. 8.10.

#### 8.4.4. ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ НА БАЗЕ ЛОКАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ ВВОДА-ВЫВОДА

При разработке и создании АСНИ в качестве подсистем измерения и управления можно использовать локальные устройства ввода-вывода, подключаемые к управляющему компьютеру с помощью стандартных последовательных или параллельных интерфейсов.

SCXI-устройства. Signal Conditioning eXtention for Instrumentation (SCXI) — система согласования сигналов для расширения измерительных систем, которая представляет собой многоканальную систему согласования и ввода-вывода сигналов для работы с аппаратурой Plug-in Card, PXI, VXI. Систему SCXI можно использовать как дополнение к измерительно-управляющим платам и модулям для согласования сигналов или как самостоятельную законченную систему ввода-вывода. Система SCXI

состоит из одного или нескольких крейтов для размещения в каждом 4 или 12 модулей различного функционального назначения (табл. 8.11)

Устройство ввода-вывода FieldPoint представляет собой модульную распределенную систему ввода-вывода FieldPoint, предназначенную для ввода данных с территориально разнесенных источников информации, для контроля, мониторинга и управления распределенными объектами в условиях промышленной эксплуатации при температуре от  $-40$  до  $70^\circ\text{C}$ . В составе FieldPoint представлены модули защищенного промышленного исполнения различного функционального назначения. Удаление и замена модулей производится без отключения питания и отсоединения сигнальных проводов. Благодаря технологии HotPnP («горячая замена») установленные модули автоматически идентифицируются системой для автоконфигурации. Модульный принцип построения системы FieldPoint позволяет легко адаптировать ее к новым сетевым интерфейсам по мере их появления.

Система FieldPoint включает в себя три класса устройств (табл. 8.12), обеспечивающих гибкость конфигурации: модули ввода-вывода, терминальные блоки для подключения модулей ввода-вывода и сигнальных проводов; модули коммуникации. Модули ввода-вывода устанавливаются в терминальные блоки, содержащие зажимы для подключения сигнальных проводов.

Терминальные блоки являются универсальным основанием для любого модуля ввода-вывода. Они

Таблица 8.11 Модули в стандарте SCXI

Тип модуля	Каналы*	Описание	Наименование датчика и уровень сигналов	Напряжение пробоя, В
SCXI-1200	8 а вх, 2 а.вых., 24 д, 3 сч	Многофункциональный модуль ввода-вывода. АЦП 12 бит, усиление, ЦАП 12 бит, счетчики-таймеры, дискретный ввод-вывод	мВ, В (0—10 В, ±5 В), ТТЛ	—
SCXI-1102	32 а вх	Усилитель сигналов термопар	Термопары, мВ, В, 0—20 мА	—
SCXI-1100	32 а вх	Мультиплексор сигналов	мВ, В, 0—20 мА	—
SCXI-1122	16 а.вх	Изолированный мультиплексор	Тензодатчики, терморезисторы, термисторы, термопары, мВ, В	480
SCXI-1140	8 а.вх	Усилитель с УВХ	мВ, В	—
SCXI-1141	8 а вх	Программируемый фильтр низких частот	мВ, В	—
SCXI-1124	6 а вх	Изолированный аналоговый выход	мВ, В, 0—20 мА	250
SCXI-1160	16 реле	Реле с фиксацией положения	Переключение до 250 В переменного и постоянного напряжения	250
SCXI-1162/IV	32 д	Изолированный дискретный ввод	ТТЛ, КМОП, 24 В, 120/240 В	300

\* а.вх — аналоговые вход; а.вых — аналоговый выход; д — дискретный вход/выход; сч — счетный вход.

Таблица 8.12 Основные технические данные модулей FieldPoint

Тип модуля	Технические данные
FP-1000	Коммуникационный сетевой модуль для связи с RS-232 и RS-485, подключение до 225 модулей
FP-TV-1, FP-TV-2	Универсальный терминальный модуль, подключение сигнальных проводов под винт (FP-TV-1), под зажим (FP-TV-2)
FP-AI-110	АЦП, 8 входов, разрешение 16 бит, быстродействие 400 слов/с, диапазоны входных сигналов: мВ, В, мА, фильтр 50/60 Гц, напряжение пробоя 3 кВ
FP-TC-120	8-канальный модуль ввода сигналов с термопар, термопары типов J, K, T, R, S, N разрешение 16 бит, быстродействие 400 слов/с, фильтр 50/60 Гц, напряжение пробоя 3 кВ
FP-DI-301	16-канальный дискретный ввод, диапазон входных сигналов 18—30 В, напряжение пробоя 3 кВ
FP-DO-401	16-канальный дискретный вывод, диапазон выходных сигналов 10—30 В, напряжение пробоя 3 кВ
FP-AO-200	8-канальный аналоговый выход, разрешение 12 бит, выходной сигнал 0—20 и 4—20 мА, автоматическое определение разомкнутой токовой цепи

монтажируются на стандартный DIN-рельсе или панель, которая может быть помещена в защитный пластиковый или металлический корпус. Несколько (обычно четыре или восемь) установленных терминальных модулей образуют единую секцию и объединяются высокоскоростной магистралью для обмена данными между модулями ввода-вывода и коммуникационным модулем сетевого интерфейса. Сетевые коммуникационные модули обеспечивают подключение секций системы FieldPoint к промышленным сетям RS-485, RS-232, Foundation Fieldbus (FF), возможность «горячей замены», задание состояния при включении питания, работу сторожевого таймера (watchdog) и самодиагностику.

Кондиционеры и УВВ сигналов серий 3В, 5В, 6В, 7В. Устройства ввода-вывода серий 3В, 5В и 7В представляют собой одноканальные устройства со-

гласования или ввода-вывода сигналов. УВВ серии 3В, 5В, 7В (табл. 8.13) и аналогичные им используются для ввода сигналов от одиночных или небольших групп датчиков, а также для преобразования сигналов из одного вида в другой, например частоту и напряжение. Часто это позволяет экономить средства на создание ИИС при наличии датчиков и органов управления с различными типами сигналов. С помощью УВВ данных серий можно привести все сигналы от различных датчиков к единому унифицированному уровню, например 0—5 В, и далее использовать только мультиплексор и один АЦП.

Модули серии 6В отличаются от устройств других серий тем, что они имеют собственные средства преобразования измерительного сигнала в цифровой код и далее в протоколы стандартных последовательных интерфейсов RS-232C или RS-485. На

Таблица 8.13 Технические данные УВВ серий 3В, 5В, 6В, 7В

Модель	Тип датчика, уровень входного сигнала	Уровень выходного сигнала	Погрешность	Потребляемая мощность
<i>Устройства ввода-вывода аналоговых сигналов</i>				
3В30	$\pm (10-100)$ мВ	$\pm 10$ В, 4—20 мА/0—20 мА	0,05 %	30 мА, +5 В
5В31	$\pm (1-20)$ В	$\pm 5$ В	0,05 %	30 мА, +5 В
6В11 01	$\pm 50$ мВ	RS-232C, RS-485	0,03 %	250 мА, +5 В
7В35	4—20 мА	1—5 В/2—10 В	0,1 %	60 мА, +18—35 В
<i>Устройства ввода частотных сигналов</i>				
5В45/46	0—500 Гц, 0—100 кГц	0—5 В	0,05 %	110 мА, +5 В
<i>Устройства подключения термосопротивлений</i>				
5В34	Pt, 100 Ом, -100—+100 °С	0—5 В	0,05 %	30 мА, +5 В
6В13	Cu, 10 Ом, 0—120 °С	RS-232C, RS-485	0,15 %	200 мА, +5 В
7В14-N-I	Ni, 120 Ом, 0—300 °С	1—5 В	0,05 %	60 мА, +18—35 В
<i>Устройства подключения терморпар</i>				
3В37-J	J, -100—+760 °С	0—10 В	1,1 °С	30 мА, +5 В
5В47	K, 0—1000 °С	0—5 В	1,3 °С	30 мА, +5 В
6В11 10	T, -100—+400 °С	RS-232C, RS-485	1,4 °С	200 мА, +5 В
7В37-B-I	B, 8000—1800 °С	1—5 В	5,1 °С	25 мА, +14—35 В

базе этих интерфейсов можно собирать распределенные многоканальные системы ввода-вывода подключаемые к управляющему компьютеру через стандартные порты RS-232C и RS-485.

Устройства всех серий можно объединять на специальной монтажной плате в секции по 8 или 16 каналов. На монтажных платах установлены унифицированные объединительные разъемы для подключения Plug-in Card или стандартных кабелей интерфейсов RS-232C и RS-485 (для серии 6В)

Для использования с другими стандартными ИИС на плате имеются индивидуальные (для каждого канала) зажимы для соединения с датчиком и измерительным устройством. Монтажные платы имеют также зажимы для подключения питания, их можно помещать в пластмассовые или металлические защитные корпуса

В ряде случаев, когда в состав АСНИ включены подсистемы, удовлетворяющие требованиям промышленной эксплуатации, наряду с системами PXI и FieldPoint могут быть использованы промышленные контроллеры (PLC), объединенные стандартными промышленными сетями [26, 51] (подробнее см. разд. 7 книги 4 настоящей справочной серии)

## 8.5. ПРОГРАММНЫЕ СРЕДСТВА АСНИ

### 8.5.1. СТРУКТУРА И СОСТАВ ПРОГРАММНЫХ СРЕДСТВ

Программное обеспечение АСНИ представляет собой иерархическую структуру взаимосвязанных средств программной поддержки функционирова-

ния системы в целом и ее отдельных компонентов (рис. 8.9). В состав комплекта ПО обычно входят.

- 1) драйверы аппаратных средств, используемых в системе;
- 2) пакет программ системного интерфейса, с помощью которого обеспечивается подключение той или иной ИИС к управляющему компьютеру.
- 3) операционная система, используемая в данной системе;
- 4) библиотека ввода-вывода, определяющая способ программирования операций ввода-вывода;
- 5) языки и средства прикладного программирования;
- 6) прикладные пользовательские программы — программный «человечно-машинный» интерфейс (Man-Machine Interface — MMI)

### 8.5.2. ОПЕРАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ

Операционные системы (ОС) делят на два основных класса: ОС общего назначения и ОС реального времени (ОСРВ), хотя в последнее время границы между ними заметно стираются. Многие задачи реального времени успешно решаются современными версиями систем общего назначения.

Операционные системы общего назначения. Применительно к задачам автоматизации научных исследований наиболее популярны такие ОС, как Windows 3.1/95/NT, HP-UX, Solaris, MacOS, UNIX (табл. 8.14). Все они являются многозадачными системами и в основном применяются в системах автоматизации с централизованным управлением, когда имеется ярко выраженная управляющая ЭВМ. Для ОС общего назначения характерна еди-

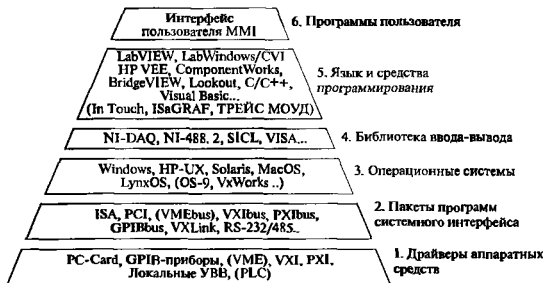


Рис. 8.9. Программно-аппаратная модель АСНИ

Таблица 8.14. Операционные системы общего назначения для АСНИ

Наименование ОС	Типы компьютеров	Типы интерфейсов	Типы ИИС
Windows 3.1/95/NT	PC-Intel, PC-HP, Power PC, микроVAX	ISA, EISA, PCI, PCMCIA, MXI, VXLink, VMEbus, VXIbus, PXIbus, GPIBbus, RS-232/485, Ethernet, пром сети	PC-Card, GPIB, VME, VXI, PXI, локальные УВВ, PLC, нестандартные УВВ
HP-UX	HP Workstation, HP PA-RISC	MXI, VXLink, VXIbus, GPIBbus, Ethernet	GPIB, VME, VXI
Solaris	Sun Ultra SPARC, Sun SPARCstation	SBus, PCI, GPIBbus, MXIbus	GPIB, VME, VXI
MacOS	Macintosh	NuBus, PCI, GPIBbus, MXIbus, VMEbus, Ethernet	PC-Card, GPIB, VME, VXI, PXI
Digital Unix	DEC-Alpha	PCI, GPIBbus, Ethernet	GPIB, VXI, PXI

Таблица 8.15. Операционные системы реального времени, встречающиеся в АСНИ

ОСРВ	Тип микропроцессора	Время реакции, мкс. не более	Сетевые возможности	Типы возможных ИИС
VMEexec	68K, Power PC	10	TCP/IP/OSI, Streams, X 25/FDDI, NFS/Telnet	VME, PLC
OS-9/OS-9000	68K, i486, Power PC-IQ95	20	TCP/IP, NFS, X 25/ISDN	VME, PLC, VXI
VxWorks	68K, 683xx, AMD 29000, i960, i486, RS/4000, Power PC-IQ95	10	TCP/IP, Internet, NFS	VME, PLC, VXI
LynxOS	68K, i486, Sparc-2, MicroSparc, Power PC-IQ95, HP Pentium	20	TCP/IP, LAN	VME, VXI, PLC, GPIB

ная среда, используемая как для разработки прикладных программ, так и для их исполнения. Операционные системы общего назначения по сравнению с ОСРВ дешевле, проще в применении и отладке прикладных задач.

**Операционные системы реального времени.** Основными преимуществами ОСРВ по сравнению с ОС общего назначения являются [8]

гарантированное время реакции системы на запросы и прерывания от внешних устройств при возникновении непредсказуемых ситуаций,

разделение среды разработки прикладного ПО и среды его исполнения

Операционные системы реального времени предназначены, как правило, для применения в распределенных многопроцессорных системах с децентрализованным управлением, поэтому они дороже и сложнее в использовании.

Для рассмотренных выше вариантов построения ИИС ОСРВ наиболее часто используются в системах с VMEbus и PLC, основанных на базе промышленных сетевых архитектур. Среди наиболее известных ОСРВ в АСНИ применяются следующие системы реального времени: OS-9/OS-9000, VxWorks, LynxOS, VMEexec (табл. 8.15)

### 8.5.3. СРЕДСТВА И ЯЗЫКИ ПРОГРАММИРОВАНИЯ

**Инструментальные программные средства.** Обеспечение программного ввода-вывода информации между компьютером и измерительно-управляющим оборудованием обеспечивается *инструментальными программными средствами*, включающими в себя *библиотеки ввода-вывода и драйверы аппаратных средств*

Для программирования операций ввода-вывода, ориентированных на определенный вид аппаратуры, используются библиотеки программ ввода-вывода:

NI-DAQ — для встраиваемых в компьютер PC-Card;

NI-488 2 — для GPIB-приборов на базе приборного интерфейса IEEE-488,

HP SICL (Standard Instrument Control Library) для управления операциями ввода-вывода для VXIbus.

Начиная с 1993 г. с целью получить возможность интеграции в единую систему различных измерительно-управляющих систем производители VXI-аппаратуры начали использовать plug&play технологию. Технология plug&play («Включил и работай») определяет наличие встроенных аппаратно-программных средств, обеспечивающих автоматическую настройку и конфигурирование устройства в системе. В рамках данной технологии разработаны 18 спецификаций, направленных на стандартизацию библиотек ввода-вывода. В основе всех этих спецификаций лежит *программная архитектура виртуальных устройств* (Virtual Instrument Software Architecture — VISA) [23], позволяющая существенно сократить издержки на ПО и обеспечить независимость всего ПО контроллерного ввода-вывода от поставщика и типа системного интерфейса ИИС.

Стандарт VISA унифицирует операции ввода-вывода для VXI-систем, адаптируется для PC-Card, PXI, GPIB, USB Field Point.

**Средства и языки прикладного программирования.** Современные средства создания прикладного ПО позволяют создавать пользовательские программы непосредственно на стандартных языках программирования, например C/C++, Basic, а также с помощью специальных прикладных пакетов программ, которые позволяют сократить время разработки и отладки пользовательского ПО в несколько раз. Пакеты прикладного программирования для систем автоматизации по своему основному назначению делятся на две основные группы:

Группа пакетов программ HP VEE, LabVIEW, BridgeVIEW, LabWindows/CVI, Component Works и др. ориентированы в основном на использование в системах автоматизации лабораторного эксперимента и испытаний, хотя их можно применять и при создании других систем компьютерной автоматизации.

Пакеты Lookout, InTouch, Citect, ТРЕЙС МОУД предназначены для создания прикладного ПО в системах АСУТП и промышленной автоматизации (система SCADA—Supervisory Control And Data Acquisition).

По способу программирования эти пакеты делятся.

на тексто-графические (LabWindows/CVI, ComponentWorks, Visual Basic), использующие элементы текстового программирования и ориентированные на опытных программистов;

графические, объектно-ориентированные (InTouch, Citect, ТРЕЙС МОУД), основанные на применении графических образов объектов АСУТП в качестве элементов программирования.

графические функционально ориентированные (HP VEE, LabVIEW, Lookout, BridgeVIEW), использующие функционально-логический принцип построения и графического представления алгоритмов программ.

Графические пакеты легко осваиваются не только программистами, но пользователями, не имеющими опыта программирования, поэтому они имеют все большее применение.

## 8.6. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

### 8.6.1. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Математические методы (алгоритмы), наиболее часто используемые при обработке экспериментальных данных, обычно делят на две большие группы: методы первичной (предварительной) обработки информации и методы вторичной (основной) обработки [2, 4, 7].

*Методы первичной обработки*, в свою очередь, разделяют на две подгруппы. К алгоритмам первой подгруппы относят различного рода процедуры фильтрации как простейшие (низкочастотная, высокочастотная, полосовая фильтрация, разделение на отдельные частотные составляющие с помощью «ребенки» полосовых фильтров), так и более сложные (оптимальная фильтрация с помощью фильтров Винера, Калмана — Бьюси и др.). К ним относятся и методы обнаружения и исключения аномальных наблюдений, алгоритмы сглаживания, направленные на выделение детерминированных компонентов сигнала (выявление трендов полиномиального, циклического или заранее неизвестных видов), а также методы согласованной фильтрации, при которых характеристики фильтра выбираются с учетом формы полезного сигнала (обычно импульсного) и статистических свойств шума.

Основное назначение методов данной подгруппы — повышение качества исходной информации,

устранение различного рода неоднородностей данных, нестационарности наблюдаемых сигналов

Во вторую подгруппу входят алгоритмы получения основных вероятностных характеристик [2, 7, 46] К ним прежде всего относят такие характеристики, как функция распределения вероятности (интегральный закон распределения вероятности) случайной величины  $X$  (стационарного случайного процесса  $X(t)$ ); дифференциальный закон распределения вероятности (функция плотности вероятности), числовые характеристики случайных величин и их функций распределения — математическое ожидание (среднее значение) случайной величины  $X$ , ее дисперсия, среднеквадратическое отклонение; коэффициенты асимметрии и эксцесса.

При анализе стационарных случайных процессов основное внимание обычно уделяют определению корреляционной (автокорреляционной) функции  $R_{XX}(t)$  или нормированной корреляционной функции  $\rho_{XX}(t)$ , спектральной плотности  $S_{XX}(\omega)$  (или  $S_{XX}(f)$ ), взаимных корреляционных функций  $R_{XY}(t)$  и  $\rho_{XY}(t)$  и взаимных спектральных плотностей  $S_{XY}(\omega)$  (или  $S_{XY}(f)$ ) двух случайных процессов  $X(t)$ ,  $Y(t)$ .

В ряде случаев в ходе первичной обработки приходится и некоторые другие характеристики сигналов (функция когерентности, среднее число экстремумов случайного процесса или его производных, число выбросов процесса за некоторый уровень, распределение выбросов по длительности и т. п. [7])

Методы вторичной (основной) обработки информации в зависимости от общей целевой направленности проводимого исследования могут быть различными. Одной из важнейших задач, наиболее часто решаемых на практике, является задача построения математической модели изучаемого явления, процесса, объекта Для ее решения с учетом конкретных особенностей данного исследования могут быть использованы разные математические методы.

Дисперсионный анализ [34] — метод исследования объектов, состояние которых определяется входными переменными, имеющими качественный характер (например, такими, как метод исследования, разновидность используемого оборудования, и т.п.) При этом ставится задача на фоне случайных помех выяснить, является ли данная переменная влияющей, и если да, то насколько сильно это влияние по сравнению с другими переменными Основной математический прием, с помощью которого решается указанная задача, состоит в расщеплении общей дисперсии, характеризующей степень рассеяния выходного показателя объекта исследования, на отдельные компоненты, оценивающие влияние каждой переменной, их возможных взаимодействий и случайной помехи (шумов).

Регрессионный анализ [3, 5, 22] предназначен для получения математической модели в виде уравнения регрессии

$$y = \varphi(X_1, X_2, \dots, X_n, \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_d) + \epsilon, \quad (8.1)$$

где  $y$  — показатель выхода объекта исследования;  $X_1, X_2, \dots, X_n$  — входные переменные, имеющие в данном случае количественный характер;  $\varphi$  — известная с точностью до коэффициентов  $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_d$  функция;  $\epsilon$  — случайная помеха

Основная задача регрессионного анализа — оценка неизвестных коэффициентов  $\theta_i$  ( $i = 1, \dots, d$ ) по экспериментальным данным

На практике чаще всего функция  $\varphi$  оказывается неизвестной, поэтому используется ее разложение в ряд по некоторой системе базисных функций  $f_i$  ( $i = 1, \dots, d$ ) (например, в ряд Тейлора, Фурье и т.д.). В этом случае регрессионная модель примет следующий вид:

$$y = \sum_{i=1}^d \theta_i f_i(X_1, X_2, \dots, X_n) + \epsilon \quad (8.2)$$

В регрессионном анализе не накладываётся ограничений на характер независимых (входных) переменных. Они могут быть как самопроизвольно изменяющимися (например, некоторыми случайными процессами), так и переменными, которые исследователь варьирует по определенной программе В настоящее время метод регрессионного анализа в различных модификациях — наиболее распространенный метод нахождения математического описания различных объектов.

Для получения математической модели вида (8.1) можно использовать и иной подход, основанный на кусочно-полиномиальной аппроксимации функции  $\varphi(X_1, X_2, \dots, X_n)$  с помощью сплайнов (см. разд 5 книги 1) При использовании сплайн-аппроксимации нет необходимости задавать вид функции  $\varphi(X_1, X_2, \dots, X_n)$  или ее разложение (8.2), но возникает проблема выбора порядка сплайна  $k$  (порядка используемого полинома), числа и положения его узлов

Ковариационный анализ [5] сохраняет многие общие черты, присущие дисперсионному и регрессионному анализам Он предназначен для построения моделей объектов, содержащих как качественные, так и количественные переменные.

Корреляционный анализ [5] по своему назначению во многом аналогичен регрессионному анализу, но имеет более ограниченное применение, поскольку в этом методе предполагается, что вся совокупность исследуемых переменных  $X_1, X_2, \dots, X_n$  подчиняется многомерному нормальному распределению. Фактически это ограничение означает, что объект исследования характеризуется

возможным наличием только линейных связей между отдельными переменными. Изучение этих связей производится путем определения коэффициентов корреляции различного вида (парных, частных, множественных) и применения статистических процедур для оценки их значимости. Корреляционный анализ чаще всего применяется при изучении объектов, переменные  $X_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) которых изменяются естественным образом (самопроизвольно).

*Факторный анализ* [1, 5, 34] также опирается в основном на наблюдения над переменными, которые варьируются самопроизвольно. Основная идея факторного анализа заключается в следующем предположении, что изучаемое явление, несмотря на изменчивость и разнородность, может быть описано относительно небольшим числом первичных функциональных единиц (причин, влияний, основных показателей, факторов). При этом в качестве исходного описания явления используется корреляционная матрица  $R$  переменных  $X_1, X_2, \dots, X_n$ . Требуется найти минимальное число основных показателей  $I_1, I_2, \dots, I_k$ , после учета которых матрица  $R$  превращается в диагональную и, следовательно, все корреляции между переменными  $X_i$  оказываются незначимыми. Тогда можно говорить, что указанное небольшое число  $k$  основных переменных (факторов) вполне «объясняет» все рассеяние переменных  $X_i$ , характеризуемое корреляционной матрицей  $R$ . Факторный анализ чаще всего применяется на ранних этапах исследования, когда лишь начинают поиск закономерностей, присущих тому или иному явлению.

*Метод главных компонент* [1, 5, 34], как и факторный анализ, опирается на определение с помощью корреляционной матрицы  $R$  набора  $p$  новых переменных  $u_j$ , называемых главными компонентами, являющихся некоррелированными нормированными линейными комбинациями исходных переменных  $X_i$ :

$$u_j = \sum_{i=1}^n a_{ij} x_i, \quad j = 1, 2, \dots, p.$$

При этом подобные линейные комбинации строятся так, что их дисперсии  $s_{u_j}^2$  располагаются в убывающем порядке  $s_{u_1}^2 \geq s_{u_2}^2 \geq \dots \geq s_{u_p}^2$ .

Считается, что сравнительно небольшое число главных компонент ( $p < n$ ) могут выбрать (объяснить) большую часть общего рассеяния переменных  $X_i$ .

*Методы идентификации динамических объектов* [46] включают в себя самые разные алгоритмы, предназначенные для получения математических моделей, учитывающих динамические свойства

изучаемых объектов. Подобные алгоритмы позволяют определять динамические характеристики во временной области (переходные, импульсные переходные функции), в частотной области (амплитудно-фазочастотные характеристики), путем оценки неизвестных коэффициентов дифференциальных или разностных уравнений, уравнений в частных производных и других уравнений, описывающих поведение ОИ.

*Авторегрессионные схемы* [6] предназначены для выявления внутренней структуры случайных процессов или их дискретных аналогов — временных рядов. В последнем варианте авторегрессионная модель может быть записана следующим образом

$$x_t = \beta_1 x_{t-1} + \dots + \beta_m x_{t-m} + \varepsilon_t, \quad (8.3)$$

где  $x_t$  ( $j = t, t-1, \dots, t-m$ ) — значение временного ряда в момент  $j = t, t-1, \dots, t-m$ ;  $\varepsilon_t$  — значение случайного шума в момент  $t$  (при этом предполагается, что  $\varepsilon$  — чисто случайный процесс, т.е. дискретный аналог «белого» шума);  $\beta_k$  ( $k = 1, \dots, m$ ) — неизвестные коэффициенты авторегрессии.

Авторегрессионная модель (8.3) по своей структуре во многом подобна регрессионной модели (8.2) и может быть использована для предсказания будущих значений временного ряда. В некоторых случаях строятся более сложные модели *авторегрессии — скользящего среднего*:

$$x_t = \beta_1 x_{t-1} + \dots + \beta_m x_{t-m} + \varepsilon_t + a_1 \varepsilon_{t-1} + \dots + a_l \varepsilon_{t-l}.$$

Другой важнейшей задачей, достаточно часто встречающейся на этапе вторичной обработки информации, является задача оптимизации [5, 34], т.е. нахождение такой комбинации влияющих факторов, при которой выбранный показатель оптимальности принимает экстремальное значение. При экспериментальном решении задачи оптимизации, когда экстремум находится при наличии случайных шумов, наибольшее распространение имеют поисковые процедуры как градиентные (методы градиента, наискорейшего спуска, сопряженных градиентов), так и неградиентные (прямой поиск, симплексный метод, метод Гаусса—Зейделя, случайный поиск, комплекс-метод).

Наконец, вторичная (основная) обработка информации включает в себя методы, предназначенные для оказания помощи исследователю на этапе *интерпретации результатов* [1—5]. Здесь можно выделить методы:

проверки статистических гипотез (при фиксированной выборке и последовательные).

дискриминации моделей, используемые в случае, когда необходимо выбрать одно из нескольких конкурирующих представлений (моделей) о свойствах изучаемого объекта;

классификации, при которых главная задача состоит в обоснованной классификации ситуаций, явлений, объектов. При этом полагается, что объекты одного класса обладают некоторыми общими свойствами, отсутствующими у представителей других классов. Методы классификации очень многообразны и охватывают большое число различных ситуаций и подходов. Можно выделить в них несколько главных направлений: классические методы математической статистики (так называемый дискриминантный анализ), алгоритмы распознавания образов (хотя зачастую термины «классификация» и «распознавание образов» просто отождествляются), кластер-анализ и т. д.

### 8.6.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ И АНАЛИЗ ОСНОВНЫХ ВЕРОЯТНОСТНЫХ СВОЙСТВ СЛУЧАЙНЫХ ВЕЛИЧИН

Определение основных характеристик случайных величин по экспериментальным данным, анализ элементарных вероятностных свойств информации, поступающей от ОИ — одна из наиболее распространенных задач, решаемых обычно на этапе первичной обработки информации. Методы решения этой задачи — важная составная часть *математической статистики* — прикладной науки, занимающейся разработкой математических методов систематизации и анализа экспериментальных данных, подверженных влияниям случайного характера.

Фундаментальными понятиями математической статистики являются понятия генеральной совокупности и выборки.

*Генеральная совокупность* есть совокупность всех мыслимых результатов наблюдений над случайной величиной  $X$ , которые могут быть в принципе получены в ходе данного эксперимента. Предполагается, что этой совокупности присущи вполне определенные свойства, неслучайные закономерности, представляющие интерес для исследователя, но в деталях ему не известны.

*Выборка*  $x_1, x_2, \dots, x_N$  — это конечный набор значений случайной величины, получаемый в ходе наблюдений. Число элементов выборки  $N$  называют ее объемом. Выборка считается *репрезентативной* (представительной), если она достаточно полно характеризует генеральную совокупность. Для обеспечения репрезентативности зачастую приходится принимать специальные меры, обеспечивающие равную возможность появления в выборке любого элемента генеральной совокупности.

Назначение статистических методов заключается в том, чтобы по выборке ограниченного объема  $N$ , т. е. по некоторой части генеральной совокупности, высказать обоснованное суждение о ее свойствах в целом. Подобное суждение может быть сформировано путем построения эмпирических

(выборочных) аналогов вероятностных характеристик исследуемой случайной величины, или, иными словами, путем оценивания параметров (характеристик) генеральной совокупности с помощью каких-либо подходящих функций (*статистик*) от наблюдений  $x_1, x_2, \dots, x_N$ . Фиксированная статистика, пригодная для оценивания того или иного параметра генеральной совокупности, называется *статистической оценкой* (выборочным значением) данного параметра.

Произвольная оценка (статистика) как функция случайных наблюдений, попавших в выборку, сама является случайной величиной. В этом ее принципиальное отличие от неизвестного оцениваемого параметра, являющегося неслучайным. Именно поэтому для параметров генеральной совокупности и их оценок вводятся разные обозначения — либо специальные, либо знак  $\hat{\theta}$  для обозначения оценки произвольного параметра, так что, например, параметру  $\theta$  соответствует оценка  $\hat{\theta} = \hat{\theta}_N(x_1, x_2, \dots, x_N)$ .

Вероятностные свойства оценки, как и любой другой случайной величины, могут быть описаны соответствующей функцией распределения вероятностей, теми или иными параметрами распределения (математическим ожиданием оценки, ее дисперсией и т. п.). Все характеристики такого рода зависят от вероятностных свойств генеральной совокупности и объема выборки  $N$ .

Для оценивания одного и того же параметра можно использовать различные оценки (статистики). Чтобы можно было их сопоставить, вводят показатели качества оценивания, характеризующие точностные свойства оценок. Важнейшими из них являются свойства *несмещенности*, *эффективности* и *состоятельности* [2, 28].

1. Оценка  $\hat{\theta}_N$  произвольного параметра  $\theta$  называется *несмещенной*, если при любом конечном  $N$  математическое ожидание оценки равно истинному значению оцениваемого параметра, т. е.  $M\hat{\theta}_N = \theta$ . Разность

$$\Delta\hat{\theta}_N = M\hat{\theta}_N - \theta \quad (8.4)$$

называют смещением оценки  $\hat{\theta}_N$ . Смещение  $\Delta\hat{\theta}_N$  определяет значение систематической погрешности, имеющей место при оценивании параметра  $\theta$ .

Для несмещенной оценки  $\Delta\hat{\theta}_N = 0$ . Если  $\Delta\hat{\theta}_N \neq 0$  при любом конечном  $N$ , но  $\lim_{N \rightarrow \infty} \Delta\hat{\theta}_N = 0$ , то та-

кая оценка  $\hat{\theta}_N$  называется *асимптотически несмещенной*.



2. Оценка  $\hat{\theta}_N$  произвольного параметра  $\theta$  называется *эффективной*, если она среди всех прочих оценок того же параметра обладает наименьшей мерой рассеяния относительно истинного значения параметра  $\theta$ . В качестве такой меры обычно используется средний квадрат отклонения  $M(\hat{\theta}_N - \theta)^2$ , что для несмещенных оценок совпадает с их дисперсией  $D\hat{\theta}_N$ :

$$D\hat{\theta}_N = \sigma_{\hat{\theta}_N}^2 = M(\hat{\theta}_N - M\hat{\theta}_N)^2 = M(\hat{\theta}_N - \theta)^2. \quad (8.5)$$

Показатель эффективности произвольной оценки  $\hat{\theta}_N$  параметра  $\theta$  может быть введен соотношением  $e\{\hat{\theta}_N\} = \sigma_{\theta_N}^2 / \sigma_{\hat{\theta}_N}^2$ , где  $\sigma_{\theta_N}^2$  — дисперсия эффективной оценки. Ясно, что данный показатель изменяется в диапазоне 0—1, причем он равен единице для эффективной оценки. Если  $e\{\hat{\theta}_N\} < 1$  для любого конечного  $N$ , но  $\lim_{N \rightarrow \infty} e\{\hat{\theta}_N\} = 1$ , то оценка  $\hat{\theta}_N$  называется *асимптотически эффективной*.

3. Оценка  $\hat{\theta}_N$  произвольного параметра  $\theta$  называется *состоятельной*, если при неограниченном возрастании объема выборки  $N$  ее значение с полной мерой достоверности (с вероятностью единицы) стремится к своему истинному значению  $\theta$ . Состоятельная оценка должна быть, по крайней мере, асимптотически несмещенной; кроме того, для нее справедливо  $\lim_{N \rightarrow \infty} D\hat{\theta}_N = 0$ .

Известны общие методы, позволяющие во многих случаях решить задачу нахождения «хороших» с позиций указанных показателей качества оценок для различных статистических параметров. Наиболее распространенными из них являются [2, 3] *метод максимального правдоподобия* и *метод наименьших квадратов* (см п. 8.6.4).

В табл. 8.16 приведены наиболее употребительные оценки основных статистических характеристик

Приведенные оценки относятся к категории *точечных*, т.е. представляющих собой некоторое число. Подобные оценки не дают информации о степени их близости к соответствующему теоретическому параметру. Поэтому более информативный способ оценивания неизвестных параметров заключается не в определении единичного точечного значения, а в построении интервала, в котором с заданной степенью достоверности будет нахо-

диться оцениваемый параметр, т.е. в построении так называемой интервальной оценки параметра  $\theta$ .

*Интервальной оценкой* параметра  $\theta$  называется интервал, границы которого  $I_1(x_1, x_2, \dots, x_N)$ ,  $I_2(x_1, x_2, \dots, x_N)$  являются функциями выборочных значений и который с заданной вероятностью  $p$  «накрывает» оцениваемый параметр  $\theta$ :

$$P(I_1 \leq \theta \leq I_2) = p. \quad (8.6)$$

Интервал  $(I_1, I_2)$  называется *доверительным*, его границы  $I_1$  и  $I_2$ , являющиеся *случайными* величинами, — соответственно нижним и верхним доверительным пределом, вероятность  $p$  — *доверительной вероятностью*, а величина  $q = 1 - p$  — *уровнем значимости*, используемым при построении доверительного интервала.

Чем уже доверительный интервал, тем в вероятностном смысле ближе оценка  $\hat{\theta}$  к истинному значению параметра  $\theta$ . Однако сама по себе ширина доверительного интервала  $L = (I_2 - I_1)$  еще не свидетельствует о высоком качестве оценки, если узкому доверительному интервалу соответствует невысокая доверительная вероятность. Доверительную вероятность  $p$  и доверительный интервал  $(I_1, I_2)$  всегда следует рассматривать лишь в совокупности. При фиксированной ширине доверительного интервала для состоятельных и несмещенных оценок доверительная вероятность  $p$  будет возрастать по мере увеличения объема выборки  $N$ .

Выбор  $p$  осуществляется исследователем, исходя из предположения, что событие, вероятность осуществления которого близка к единице, является в единичном испытании практически достоверным. Приемлемый для данного исследования уровень достоверности, хотя в определенной степени и зависит от необходимой надежности результатов, в целом выбирается достаточно произвольно. Практический опыт показывает, что чаще всего используется значение  $p = 0,95$  (т.е. уровень значимости  $q = 0,05$ ), несколько реже  $p = 0,9$  ( $q = 0,1$ ) и  $p = 0,99$  ( $q = 0,01$ ).

Доверительные интервалы для параметров нормальных распределений приведены в табл. 8.17. Практически для их получения необходимо использовать соответствующую оценку из табл. 8.16 и табличные значения нормированного нормального распределения ( $U$ -распределения), распределения Стьюдента ( $t$ -распределения),  $\chi^2$ - или  $F$ -распределения для выбранной доверительной вероятности  $p$  (уровня значимости  $q$ ). Фрагменты которых представлены в табл. 8.18—8.21. Более подробные таблицы можно найти в [7, 22, 46].

Результаты наблюдений могут быть использованы для проверки различного рода *статистических гипотез*, т.е. определенных предположений относительно свойств генеральной совокупности,

Таблица 8.16. Основные вероятностные характеристики случайных величин и их оценки по выборкам объемом  $N$

Параметр, характеристика	Оценка	Свойства оценки: примечания
Математическое ожидание $Mx$	$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$	Состоятельная, несмещенная; эффективная для нормальной случайной величины $X$
Дисперсия $Dx$ ( $Mx$ известно)	$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - Mx)^2$	Состоятельная, несмещенная; эффективная для нормальной случайной величины $X$ , $v = N$ — число степеней свободы
Дисперсия $Dx$ ( $Mx$ неизвестно)	$\hat{\sigma}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$	Состоятельная, асимптотически несмещенная, эффективная для нормальной случайной величины
Дисперсия $Dx$ ( $Mx$ неизвестно)	$S^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$	Состоятельная, несмещенная; асимптотически эффективная для нормальной случайной величины, $v = N - 1$ — число степеней свободы
Коэффициент корреляции $\rho_{12}$	$r_{12} = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\left[ \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2 \right]^{1/2}}$	Состоятельная, асимптотически несмещенная; асимптотически эффективная для нормальной совокупности случайных величин $X$ и $Y$
Интегральная функция распределения $F(x)$	$\hat{F}(x) = v_N(x)/N,$ $v_N(x)$ — число элементов выборки, удовлетворяющих условию $x_j < x$	Состоятельная, несмещенная
Функция плотности вероятности $p(x)$	$\hat{p}(x) = \frac{1}{N\Delta x} n_j(x),$ $n_j$ — число элементов выборки, попавших в $j$ -й интервал группирования ( $t_j - \Delta x/2, t_j + \Delta x/2$ ), $t_j$ — центры интервалов; $\Delta x$ — длина интервала	Состоятельная, асимптотически несмещенная при $\Delta x \rightarrow 0$ ; рекомендуется выбирать $\Delta x$ из условия $\Delta x \leq (x_{\max} - x_{\min})/3.2 \lg N$

Таблица 8.17. Доверительные интервалы для основных параметров нормальных распределений (выборки объемом  $N$ )

Параметр	Доверительный интервал (доверительная вероятность $p$ , уровень значимости $q = 1 - p$ )
$Mx$ (дисперсия $Dx = \sigma^2$ известна)	$\bar{x} - U_{q/2}(\sigma/\sqrt{N}) \leq Mx \leq \bar{x} + U_{q/2}(\sigma/\sqrt{N})$
$Mx$ (дисперсия $Dx = \sigma^2$ неизвестна)	$\bar{x} - t_{N-1; q/2}(S/\sqrt{N}) \leq Mx \leq \bar{x} + t_{N-1; q/2}(S/\sqrt{N})$
$Dx = \sigma^2$ ( $Mx$ известно)	$s^2 \frac{N}{\chi_{N; q/2}^2} \leq \sigma^2 \leq s^2 \frac{N}{\chi_{N; 1-q/2}^2}$
$Dx = \sigma^2$ ( $Mx$ неизвестно)	$S^2 \frac{N-1}{\chi_{N-1; q/2}^2} \leq \sigma^2 \leq S^2 \frac{N-1}{\chi_{N-1; 1-q/2}^2}$
$\rho_{12}$	$\text{th} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{1+r_{12}}{1-r_{12}} - \frac{r_{12}}{2(N-1)} - \frac{U_{q/2}}{\sqrt{N-3}} \right\} \leq \rho_{12} \leq \text{th} \left\{ \frac{1}{2} \ln \frac{1+r_{12}}{1-r_{12}} - \frac{r_{12}}{2(N-1)} + \frac{U_{q/2}}{\sqrt{N-3}} \right\}$

Таблица 8 18. Значения  $U_{\alpha}$  в зависимости от вероятности  $\alpha$  для нормальной случайной величины  $U$  с  $MU = 0$ ,  $DU = 1$  (нормальной нормированной случайной величины)

$\alpha = P\{U > U_{\alpha}\}$	0,05	0,025	0,01	0,005
$t'_{\alpha}$	1,64	1,96	2,33	2,58

Таблица 8 19  $t$ -распределение Стьюдента: значения  $t'_{\nu, \alpha}$  в зависимости от числа степеней свободы  $\nu$  и вероятности  $\alpha = P\{t > t'_{\nu, \alpha}\}$

Число степеней свободы $\nu$	Вероятность $\alpha$			
	0,05	0,025	0,01	0,005
1	6,31	12,71	31,82	63,66
2	2,92	4,30	6,97	9,93
3	2,35	3,18	4,54	5,84
4	2,13	2,78	3,75	4,60
5	2,02	2,57	3,36	4,03
6	1,94	2,45	3,14	3,71
7	1,90	2,36	3,00	3,50
8	1,86	2,31	2,90	3,36
9	1,83	2,26	2,82	3,25
10	1,81	2,23	2,76	3,17
12	1,78	2,18	2,68	3,06
15	1,75	2,13	2,60	2,95
20	1,73	2,09	2,53	2,85
25	1,71	2,06	2,48	2,79
30	1,70	2,04	2,46	2,75

Таблица 8 20. Распределение  $\chi^2$ : значения  $\chi^2_{\nu, \alpha}$  в зависимости от числа степеней свободы  $\nu$  и вероятности  $\alpha$

Число степеней свободы $\nu$	$\alpha = P\{\chi^2 > \chi^2_{\nu, \alpha}\}$			
	0,975	0,95	0,05	0,025
2	0,0506	0,103	5,99	7,38
3	0,216	0,352	7,81	9,35
4	0,484	0,711	9,49	11,14
5	0,831	1,15	11,07	12,83
6	1,24	1,64	12,59	14,45
7	1,69	2,17	14,07	16,01
8	2,18	2,73	15,51	17,53
9	2,70	3,33	16,92	19,02
10	3,25	3,94	18,31	20,48
12	4,40	5,23	21,03	23,34
14	5,63	6,57	23,68	26,12
16	6,91	7,96	26,30	28,85
18	8,23	9,39	28,87	31,53
20	9,59	10,85	31,41	34,17
22	10,98	12,34	33,92	36,78
24	12,40	13,85	36,42	39,36
26	13,84	15,38	38,88	41,92
28	15,31	16,93	41,34	44,46
30	16,79	18,49	43,77	46,98

Таблица 8 21  $F$ -распределение: значения  $F_{\nu_1, \nu_2, \alpha}$  в зависимости от числа степеней свободы

числителя  $\nu_1$ , числа степеней свободы знаменателя  $\nu_2$  и вероятности  $\alpha = P\{F > F_{\nu_1, \nu_2, \alpha}\}$  (обычный

шрифт —  $\alpha = 0,05$ ; жирный шрифт —  $\alpha = 0,025$ )

$\nu_2$	$\nu_1$																	
	1	2	3	4	5	6	8	10	12	14	18	24	30	40	50	100	200	500
1	161 648	200 800	216 864	225 900	230 922	234 937	239 957	242 969	244 977	245 983	247 990	249 997	250 1001	251 1006	252 1008	253 1013	254 1016	254 1017
2	18,5 38,5	19,0 39,0	19,2 39,2	19,2 39,2	19,3 39,3	19,3 39,3	19,4 39,4	19,4 39,4	19,4 39,4	19,4 39,4	19,4 39,4	19,5 39,5	19,5 39,5	19,5 39,5	19,5 39,5	19,5 39,5	19,5 39,5	19,5 39,5
3	10,1 17,4	9,55 16,0	9,28 15,4	9,12 15,1	9,01 14,9	8,94 14,7	8,85 14,5	8,79 14,4	8,74 14,3	8,71 14,3	8,67 14,2	8,64 14,1	8,62 14,1	8,59 14,0	8,59 14,0	8,55 14,0	8,54 13,9	8,53 13,9
4	7,71 12,2	6,94 10,6	6,59 9,98	6,39 9,60	6,26 9,36	6,16 9,20	6,04 8,98	5,96 8,84	5,91 8,75	5,87 8,69	5,82 8,60	5,77 8,51	5,75 8,46	5,72 8,41	5,70 8,38	5,66 8,32	5,65 8,29	5,64 8,27
5	6,61 10,0	5,79 8,43	5,41 7,76	5,19 7,39	5,05 7,15	4,95 6,98	4,82 6,76	4,74 6,62	4,68 6,52	4,64 6,46	4,58 6,37	4,54 6,28	4,50 6,23	4,46 6,18	4,44 6,14	4,41 6,08	4,39 6,05	4,32 6,03
6	5,99 8,81	5,14 7,26	4,76 6,60	4,53 6,23	4,39 5,99	4,28 5,82	4,15 5,60	4,06 5,46	4,00 5,37	3,96 5,30	3,90 5,21	3,84 5,12	3,81 5,07	3,77 5,01	3,75 4,98	3,71 4,92	3,69 4,88	3,68 4,86
8	5,32 7,57	4,46 6,06	4,07 5,42	3,84 5,05	3,69 4,82	3,58 4,65	3,44 4,43	3,35 4,30	3,28 4,20	3,24 4,13	3,17 4,03	3,12 3,95	3,08 3,88	3,04 3,84	3,02 3,81	2,97 3,74	2,95 3,70	2,94 3,68
10	4,96 6,94	4,10 5,46	3,71 4,83	3,48 4,47	3,33 4,24	3,22 4,07	3,07 3,85	2,98 3,72	2,91 3,62	2,86 3,55	2,80 3,45	2,74 3,37	2,70 3,31	2,66 3,26	2,64 3,22	2,59 3,15	2,56 3,12	2,55 3,09
12	4,75 6,55	3,89 5,10	3,49 4,47	3,25 4,12	3,11 3,89	3,00 3,73	2,85 3,51	2,75 3,37	2,69 3,28	2,64 3,21	2,57 3,11	2,51 3,02	2,47 2,96	2,43 2,91	2,40 2,87	2,35 2,80	2,32 2,76	2,31 2,74

Окончание табл. 8 21

$v_2$	$v_1$																	
	1	2	3	4	5	6	8	10	12	14	18	24	30	40	50	100	200	500
14	4,60	3,74	3,35	3,11	2,96	2,85	2,70	2,60	2,53	2,48	2,41	2,25	2,31	2,27	2,24	2,19	2,16	2,14
	6,30	4,86	4,24	3,89	3,66	3,50	3,29	3,15	3,05	2,98	2,88	2,79	2,73	2,67	2,64	2,56	2,53	2,50
18	4,41	3,55	3,16	2,93	2,77	2,66	2,51	2,41	2,34	2,29	2,22	2,15	2,11	2,06	2,04	1,98	1,95	1,93
	5,98	4,56	3,95	3,61	3,38	3,22	3,01	2,87	2,77	2,70	2,60	2,50	2,44	2,38	2,35	2,27	2,23	2,20
24	4,26	3,40	3,01	2,78	2,62	2,51	2,36	2,25	2,18	2,13	2,05	1,98	1,94	1,89	1,86	1,80	1,77	1,75
	5,72	4,32	3,72	3,38	3,15	2,99	2,78	2,64	2,54	2,47	2,36	2,27	2,21	2,15	2,11	2,02	1,98	1,95
30	4,17	3,32	2,92	2,69	2,53	2,42	2,27	2,16	2,09	2,04	1,96	1,89	1,84	1,79	1,76	1,70	1,66	1,64
	5,57	4,18	3,59	3,25	3,03	2,87	2,65	2,51	2,41	2,34	2,23	2,14	2,07	2,01	1,97	1,88	1,84	1,81
40	4,08	3,23	2,84	2,61	2,45	2,34	2,18	2,08	2,00	1,95	1,87	1,79	1,74	1,69	1,66	1,59	1,55	1,53
	5,42	4,05	3,46	3,13	2,90	2,74	2,53	2,39	2,29	2,21	2,11	2,01	1,94	1,88	1,83	1,74	1,69	1,66
50	4,03	3,18	2,79	2,56	2,40	2,29	2,13	2,03	1,95	1,89	1,81	1,74	1,69	1,63	1,60	1,52	1,48	1,46
	5,34	3,98	3,39	3,06	2,83	2,67	2,46	2,32	2,22	2,14	2,03	1,93	1,87	1,80	1,75	1,66	1,60	1,57
100	3,94	3,09	2,70	2,46	2,31	2,19	2,03	1,93	1,85	1,79	1,71	1,63	1,57	1,52	1,48	1,39	1,34	1,31
	5,18	3,84	3,25	2,92	2,70	2,54	2,32	2,18	2,08	2,00	1,89	1,78	1,71	1,64	1,59	1,48	1,42	1,38
200	3,89	3,03	2,65	2,42	2,26	2,14	1,98	1,88	1,80	1,74	1,66	1,57	1,52	1,46	1,41	1,32	1,26	1,22
	5,10	3,76	3,18	2,85	2,63	2,47	2,26	2,11	2,01	1,93	1,82	1,71	1,64	1,56	1,51	1,39	1,32	1,27
500	3,86	3,01	2,62	2,39	2,23	2,12	1,96	1,85	1,77	1,71	1,62	1,54	1,48	1,42	1,38	1,28	1,21	1,16
	5,05	3,72	3,14	2,81	2,59	2,43	2,22	2,07	1,97	1,89	1,78	1,67	1,60	1,51	1,46	1,34	1,25	1,19

Примечание Обычный шрифт —  $\alpha = 0.05$ ; жирный шрифт  $\alpha = 0.025$ .

из которой извлекается выборка. Такие проверки осуществляются с помощью специальных правил — критериев статистической гипотезы, позволяющих отвергнуть или принять данную гипотезу на основании выборки. При построении критерия используются некоторые функции результатов наблюдений, составляющих выборку. Эти функции  $g(x_1, x_2, \dots, x_N)$  называются статистиками для проверки гипотез.

Множество возможных значений статистики, подходящей для проверки той или иной гипотезы, делится на две части: область принятия гипотезы и критическую область. Критическая область состоит из всех значений статистики, при которых принимается решение отвергнуть проверяемую гипотезу как ложную.

Проверка гипотезы сводится к выяснению, попадает или нет значение используемой статистики в критическую область. Если нет, гипотеза принимается как не противоречащая результатам наблюдений, если да — гипотеза отвергается. Так как эти решения базируются на статистиках, найденных по выборкам ограниченного объема, то при выработке решения всегда возможны ошибки.

Вероятность отвергнуть правильную гипотезу, т. е., как говорят, совершить ошибку первого рода, называется уровнем значимости критерия  $q$ . Вероятность ошибки второго рода  $\beta$ , т. е. вероятность принятия неверной гипотезы, связана с понятием мощности критерия. Мощность критерия — вероятность отбросить неверную гипотезу равна  $1 - \beta$ .

Ясно, что при построении статистических критериев желательно, чтобы вероятность принять неверное решение была достаточно мала.

Известно несколько разновидностей статистических критериев [2]. На практике чаще всего используются критерии значимости и критерии согласия.

Критерии значимости — это критерии, с помощью которых проверяются гипотезы о значениях параметров или о соотношениях между ними для генеральной совокупности с известной (с точностью до параметров) функцией распределения вероятностей. При проверке подобных гипотез, если распределение генеральной совокупности определяется целой группой параметров, а проверяемая гипотеза касается лишь части их, остальные параметры полагаются известными или же вычисляются по данным выборки.

Наиболее употребительные критерии для проверки различных гипотез, касающихся значений математического ожидания, дисперсии и коэффициента корреляции, даны в табл. 8.22. Их можно использовать, если выполняются следующие условия:

выборки являются случайными, с независимыми наблюдениями;

исследуемые совокупности подчиняются нормальному распределению.

Критерием согласия называют критерий проверки гипотезы о виде функции распределения вероятностей. С его помощью можно, например, проверить гипотезу о нормальности распределения исследуемой случайной величины  $X$ . Важнейшим критерием из них является критерий согласия  $\chi^2$ .

Таблица 8.22. Критерии значимости для проверки гипотез относительно основных параметров нормальных распределений

Проверяемая гипотеза	Дополнительная информация	Статистика $g$ для проверки	Критическая область
$Mx = m_0$	Дисперсия $Dx = \sigma^2$ известна, $m_0$ — фиксированное число	$\bar{x} - m_0$ $\sigma/\sqrt{N}$	$ g  > U_{q/2}$
$Mx \leq m_0$			$g < -U_q$
$Mx \geq m_0$			$g > U_q$
$Mx = m_0$	Дисперсия $Dx = \sigma^2$ неизвестна; $m_0$ — фиксированное число	$\bar{x} - m_0$ $S/\sqrt{N}$	$ g  > t_{N-1; q/2}$
$Mx \leq m_0$			$g < -t_{N-1; q}$
$Mx \geq m_0$			$g > t_{N-1; q}$
$Dx = \sigma_0^2$	Математическое ожидание $Mx$ известно; $\sigma_0^2$ — фиксированное число	$Ns^2$ $\sigma_0^2$	$g < \chi_{N-1; 1-q/2}^2$ или $g > \chi_{N-1; q/2}^2$
$Dx \leq \sigma_0^2$			$g < \chi_{N-1; 1-q}^2$
$Dx \geq \sigma_0^2$			$g > \chi_{N-1; q}^2$
$Dx = \sigma_0^2$	Математическое ожидание $Mx$ неизвестно; $\sigma_0^2$ — фиксированное число	$\frac{(N-1)S^2}{\sigma_0^2}$	$g < \chi_{N-1; 1-q/2}^2$ или $g > \chi_{N-1; q/2}^2$
$Dx \leq \sigma_0^2$			$g < \chi_{N-1; 1-q}^2$
$Dx \geq \sigma_0^2$			$g > \chi_{N-1; q}^2$
$Dx = Dy$	Математические ожидания $Mx, My$ неизвестны; $S_x^2$ — оценка $Dx$ по выборке объемом $N_x$ (число степеней свободы $v_x = N_x - 1$ ); $S_y^2$ — оценка $Dy$ по выборке объемом $N_y$ (число степеней свободы $v_y = N_y - 1$ )	$S_1^2/S_2^2$ , где $S_1^2$ — большее из $S_x^2$ и $S_y^2$	$g > F_{v_1, v_2; q/2}$ , $v_1$ — число степеней свободы числителя; $v_2$ — число степеней свободы знаменателя
$Dx \leq Dy$			$g > F_{v_1, v_2; q}$ $v_1 = v_y = N_y - 1, v_2 = v_x = N_x - 1$
$Dx \geq Dy$			$g > F_{v_1, v_2; q}$ $v_1 = v_x = N_x - 1, v_2 = v_y = N_y - 1$
$\rho_{12} = 0$	Математические ожидания $Mx, My$ неизвестны	$\sqrt{N-2} \frac{r_{12}}{\sqrt{1-r_{12}^2}}$	$ g  > t_{N-2; q/2}$

Если весь диапазон значений  $x$  в данной выборке объемом  $N$  разбить на  $k$  неперекрывающихся интервалов и число элементов выборки, попавших в  $j$ -й интервал, обозначить как  $n_j$ , то статистика  $g(x_1, x_2, \dots, x_N)$  будет иметь следующий вид:

$$g = g(x_1, x_2, \dots, x_N) = \sum_{j=1}^k \frac{(n_j - Np_j)^2}{Np_j} \quad (8.7)$$

где  $p_j$  — гипотетические вероятности того, что  $x$  принадлежит  $j$ -му интервалу, определяемые с помощью гипотетической функции плотности  $p(x)$ .

Гипотеза о виде  $p(x)$  отвергается, если  $g \geq \chi_{v; q}^2$ , где  $\chi_{v; q}^2$  — табличное значение  $\chi^2$ -распределения с числом степеней свободы  $v = k - d - 1$ ;

$d$  — число неизвестных и определяемых по той же выборке параметров распределения  $p(x)$ . Если же

$g < \chi_{v; q}^2$ , то проверяемая гипотеза принимается.

Согласно данному правилу, вероятность отвергнуть правильную гипотезу равна  $q$ .

### 8.6.3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ

В теплоэнергетике, теплотехнике и теплофизическом эксперименте можно встретить разнообразнейшие случайные процессы, например:

флуктуации скорости, давления, температуры и других величин в турбулентном потоке,

колебания толщины паровой пленки на стенке теплообменника;

вибрации элементов тепловых машин и оборудования

Для задачи анализа случайных процессов необходимо предварительное их отнесение к определенной разновидности (классу), обладающей некоторыми характерными свойствами

При анализе непрерывных случайных процессов обычно предполагают, что данный процесс относится к категории стационарных эргодических случайных процессов. Такие процессы характеризуются тем, что одна единственная бесконечная реализация процесса несет всю информацию о его вероятностных свойствах и может быть использована для определения любой его характеристики путем усреднения по времени. С практической точки зрения эргодичность процесса позволяет в ходе исследования одного источника сигнала (одного объекта) получить полное представление о свойствах определенного класса объектов. В этом смысле понятие эргодичности является некоторым эквивалентом понятия представительности выборки в классической математической статистике.

В ряде случаев, даже если процесс, строго говоря, не является эргодическим, имеет смысл изучить его временные характеристики, поскольку зачастую полезная информация содержится в самом факте постоянства этих характеристик во времени или факте их внезапного изменения, хотя точные количественные результаты, полученные в ходе эксперимента с одним объектом, не могут быть отнесены ко всей совокупности в целом.

Произвольная оценка  $\hat{\theta}_T = \hat{\theta}_T[x(t)]$  неизвестного вероятностного параметра  $\theta$ , вычисленная путем соответствующей обработки реализации  $x(t)$ , заданной на временном интервале  $(0, T)$ , является случайной величиной, обладающей определенными свойствами, зависящими от свойств исходного процесса, алгоритма (метода) оценивания и длины реализации  $T$ . Как и для независимых наблюдений, качество оценки  $\hat{\theta}_T$  может быть охарактеризовано с помощью введенных ранее понятий состоятельности, несмещенности и эффективности

Практически для выяснения точности оценивания необходима существенная дополнительная априорная информация о вероятностных свойствах изучаемого процесса [7, 28]

В настоящее время обработка данных почти всегда осуществляется с помощью средств цифровой вычислительной техники. Наибольший интерес представляют дискретные варианты алгоритмов оценивания. При этом параметры аналого-цифрового преобразователя могут оказывать существенное влияние на свойства получаемых оценок. Для того чтобы минимизировать степень этого влияния, относительный шаг квантования по уровню  $q_0 =$

$$= \frac{\Delta U}{2^n \sqrt{Dx}} \quad (\Delta U \text{ — диапазон изменения входного}$$

сигнала АЦП,  $n$  — его разрядность) должен быть достаточно малым (по крайней мере,  $q_0 \leq 0,05$ ).

Точно так же весьма важно правильно выбрать шаг дискретизации по времени  $\Delta$  (частоту сема данных  $f_{\Delta} = 1/\Delta$ ). Этот выбор особенно существен, когда речь идет об анализе спектральных свойств сигнала. В этом случае в соответствии с теоремой Котельникова—Найквиста частота  $f_{\Delta}$  должна не менее чем в 2 раза превышать верхнюю граничную частоту  $f_{\text{верх}}$  исследуемого сигнала, обычно с некоторым запасом выбирают

$$f_{\Delta} = (2.1 - 2.3) f_{\text{верх}} \quad (8.8)$$

Это позволяет избежать явления наложения частот, искажающего форму кривой спектральной плотности

Далее при анализе статистических свойств оценок будут рассматриваться два прелельных варианта

а) оценка по непрерывной реализации длиной  $T$  (аналоговая оценка); отметим, что получаемые для данного варианта рекомендации и выводы с достаточной точностью оказываются справедливыми и для дискретного случая, когда  $f_{\Delta}$  выбрана в соответствии с условием (8.8);

б) оценка по дискретным отсчетам, когда  $\Delta \geq \tau_{\text{мк}}$  ( $\tau_{\text{мк}}$  — максимальный интервал корреляции, когда  $R_{XY}(\tau) \geq \tau_{\text{мк}} = 0$ ), т. е. когда оценка осуществляется по некоррелированной выборке

В табл. 8.23 для обоих вариантов указаны наиболее часто используемые оценки и характеристики, описывающие свойства (смещение и дисперсию оценки) применительно к задаче оценивания таких характеристик, как функции распределения вероятности, математическое ожидание, корреляционные функции. На рис. 8.10 даны графики зависимостей относительных статистических погрешностей оценок функций распределения вероятностей  $\delta_p =$

$$= \sqrt{D\hat{F}(x)/F^2(x)}, \quad \delta_p = \sqrt{D\hat{p}(x)/p^2(x)}$$

от отношения  $T/\tau_{\text{кх}}$  для аналогового варианта (от числа наблюдений  $N$  для дискретной некоррелированной выборки). На рис. 8.11 представлены аналогичные зависимости относительной максимальной погрешности оценивания автокорреляционной функции

$$\delta_R = \sqrt{DR_{XX}(\tau)/\sigma_X^4}$$

для процессов с различными одномерными функциями распределения вероятности. На рис. 8.11 приведены и графики зависимостей относительных дисперсий оценивания нормированной автокорреляционной функции  $\delta_p$

При оценивании спектральной плотности чаще всего применяется метод Фурье-преобразования отрезка реализации. Простейшая аналоговая оцен-

Таблица 8.2.3 Оценки основных характеристик случайных процессов и свойства оценок

Характеристика (параметр $\theta$ )	Оценка $\hat{\theta}$	Дисперсия оценки $D\hat{\theta}$	Смещение	Примечание
Интегральный закон распределения вероятности $F(x)$	$\hat{F}(x) = \frac{1}{T} \int_0^T \zeta(t, x) dt, \quad \zeta(t) = \begin{cases} 1, & \text{если } x(t) \leq x \\ 0, & \text{если } x(t) > x \end{cases}$	$D\hat{F}(x) < \frac{2F(x)[1-F(x)]}{T} \tau_{кх}$ (Аналоговый вариант)	Оценка несмещенная	$\tau_{кх}$ — интервал корреляции процесса $x(t)$ , $\tau_{кх} = \int_0^{+\infty} \rho_{XX}(\tau) d\tau$
	$\hat{F}(x) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \zeta_j(x), \quad \zeta_j(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x_j \leq x \\ 0, & \text{если } x_j > x \end{cases}$	$D\hat{F}(x) = \frac{F(x)[1-F(x)]}{N}$ (Дискретный вариант)	То же	$D\hat{F}(x)$ для некоррелированной выборки ( $\Delta \geq \tau_{кх}$ )
Функция плотности вероятности $p(x)$	$\hat{p}(x) = \frac{1}{\Delta x T} \int_0^T \zeta(t, x, \Delta x) dt, \quad \zeta(t, x, \Delta x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x - \Delta x/2 \leq x(t) \leq x + \Delta x/2 \\ 0, & \text{если } x(t) \text{ вне указанного интервала} \end{cases}$	$D\hat{p}(x) < \frac{2p(x)}{\Delta x T} \tau_{кх}$ (Аналоговый вариант)	$\Delta \hat{p}(x) = \frac{p''(x)}{2} (\Delta x)^2$	$\tau_{кх}$ — интервал корреляции процесса $x(t)$ , $\tau_{кх} = \int_0^{+\infty} \rho_{XX}(\tau) d\tau$
	$\hat{p}(x) = \frac{1}{\Delta x N} \sum_{j=1}^N \zeta_j(x, \Delta x), \quad \zeta_j(x, \Delta x) = \begin{cases} 1, & \text{если } x - \Delta x/2 \leq x(j\Delta) \leq x + \Delta x/2 \\ 0, & \text{если } x(j\Delta) \text{ вне указанного интервала} \end{cases}$	$D\hat{p}(x) = \frac{p(x)}{\Delta x N}$ (Дискретный вариант)		$D\hat{p}(x)$ для некоррелированной выборки ( $\Delta \geq \tau_{кх}$ )
Математическое ожидание $Mx$	$\bar{x} = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt$	$D\bar{x} = \frac{2\sigma_x^2}{T} \tau_{кх}$ (Аналоговый вариант)	Оценка несмещенная	$\tau_{кх}$ — интервал корреляции процесса $x(t)$ , $\tau_{кх} = \int_0^{+\infty} \rho_{XX}(\tau) d\tau$
	$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x(j\Delta)$	$D\bar{x} = \frac{\sigma_x^2}{N}$ (Дискретный вариант)	То же	$D\bar{x}$ для некоррелированной выборки ( $\Delta \geq \tau_{кх}$ )

Окончание табл. 8.23

Характеристика (параметр $\theta$ )	Оценка $\hat{\theta}$	Дисперсия оценки $D\hat{\theta}$	Смещение	Примечание
Автокорреляционная функция $R_{XX}(\tau)$	$\hat{R}_{XX}(\tau) = \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t+\tau) dt \quad \tau \leq 0, \tau_{\text{мк}}$ <p>(Аналоговый вариант)</p>	$D\hat{R}_{XX}(\tau) \leq D\hat{R}_{XX}(0) = \frac{4\sigma_X^4}{T} \tau_{\text{кв}} \times \left\{ k_a^2 + \frac{3(k_2 - k_a^2 - 1)^2}{4k_2 - 3k_a^2} \right\}$	Оценка несмещенная	$M\hat{x} = 0; \tau_{\text{кв}}$ — квадратичный интеграл корреляции $\tau_{\text{кв}} = \int_0^{+\infty} R_{XX}(\tau) d\tau$
	$\hat{R}_{XX}(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x(i\Delta T)x(i\Delta T + k\Delta)$ <p><math>\tau = k\Delta; \Delta T \geq \tau_{\text{мк}}</math> (Дискретный вариант)</p>	$D\hat{R}_{XX}(\tau) \leq D\hat{R}_{XX}(0) = \frac{\sigma_X^4}{N} (k_2 - 1)$	То же	$M\hat{x} = 0$ ; некоррелированная выборка
Нормированная автокорреляционная функция $\hat{\rho}_{XX}(\tau)$	$\hat{\rho}_{XX}(\tau) = \frac{\hat{R}_{XX}(\tau)}{\hat{R}_{XX}(0)}$	$D\hat{\rho}_{XX}(\tau) \leq \frac{\tau_{\text{кк}}}{T}$ <p>(Аналоговый вариант)</p>	Оценка асимптотически несмещенная	$D\hat{\rho}_{XX}(\tau) = 0$ при $\tau = 0$  $D\hat{\rho}_{XX}(\tau)$ для некоррелированной выборки $D\hat{\rho}_{XX}(\tau) = 0$ при $\tau = 0$
		$D\hat{\rho}_{XX}(\tau) \leq \frac{1}{N}$ <p>(Дискретный вариант)</p>		

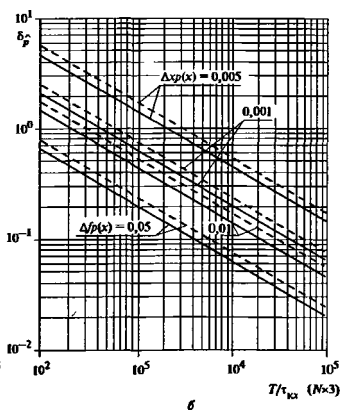
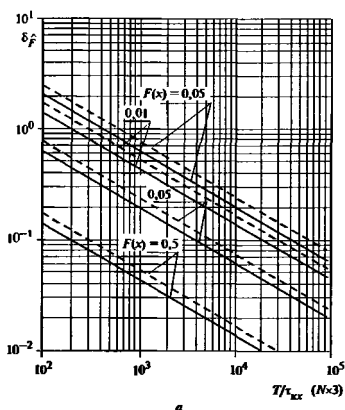


Рис. 8.10. Относительные статистические погрешности оценивания интегрального (а) и дифференциального (б) законов распределения

— непрерывная выборка, - - - дискретная некоррелированная выборка



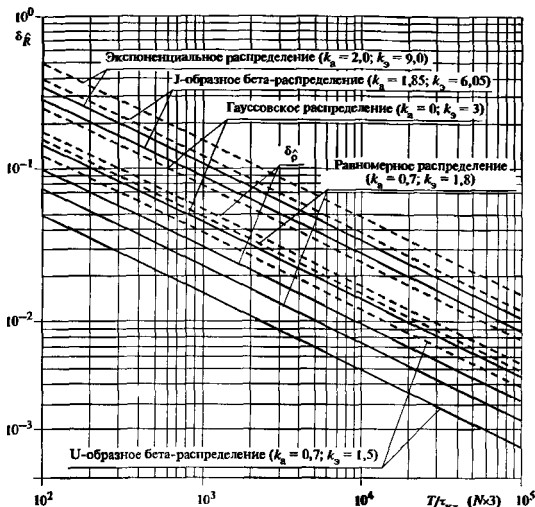


Рис. 8.11. Относительные статистические погрешности оценивания корреляционных функций  
 ————— непрерывная выборка; - - - - - дискретная некоррелированная выборка

ка такого типа, называемая *периодограммой*, имеет следующий вид [7, 28]:

$$I_{XX}(f) = \frac{1}{T} \left\{ \left[ \int_0^T x(t) \cos 2\pi f t dt \right]^2 + \left[ \int_0^T x(t) \sin 2\pi f t dt \right]^2 \right\} \quad (8.9)$$

Однако эта оценка, хотя и является несмещенной, не относится к категории состоятельных, т.е. ее дисперсия с ростом  $T$  не стремится к нулю. Поэтому ее приходится дополнительно сглаживать с помощью подходящего оператора усреднения (спектрального окна)  $W(f)$  определенной ширины  $\Delta f$ :

$$\hat{S}_{XX}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{XX}(f - f_1) W(f_1) df_1 \quad (8.10)$$

Известны различные виды спектральных окон: прямоугольное, или окно Давинья, треугольное (Бартлета), косинус-квадрат (Ханна), «приподнятый» косинус (Хэмминга) и т.д. Преобразование (8.10) по мере увеличения  $\Delta f$  приводит к увеличению эффективности (к уменьшению дисперсии) оценки, но при этом возрастает ее смещение. Общие свойства спек-

трального анализа могут быть описаны с помощью соотношения неопределенности [7]:

$$\delta f \delta s^2 T \approx 1, \quad (8.11)$$

где  $\delta f$  — разрешающая способность спектрального анализа, характеризующая его возможности по различению двух близких частотных составляющих процесса ( $\delta f$  определяется видом окна и его шириной  $\Delta f$ ).  $\delta s^2$  — относительная статистическая погрешность оценивания,  $\delta s^2 = D\hat{S}_{XX}(f) / \hat{S}_{XX}^2(f)$ .

Соотношения (8.9), (8.10) остаются в принципе справедливыми и для дискретных отсчетов; при этом формулы приобретают следующий вид:

$$I(f_k) = \frac{\Delta}{N} \left\{ \left[ \sum_{j=1}^N x(j\Delta) \cos \frac{2\pi k(j-1)\Delta}{N} \right]^2 + \left[ \sum_{j=1}^N x(j\Delta) \sin \frac{2\pi k(j-1)\Delta}{N} \right]^2 \right\}; \quad (8.12)$$

$$f_k = \frac{k}{N\Delta}; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N/2;$$

$$\hat{S}_{XX}(f_k) = \sum_{n=-N/2}^{N/2} I(f_n) W(f_k - f_n).$$

На практике в основу цифрового спектрального анализа с использованием соотношений (8.12) положено *быстрое преобразование Фурье*, позволяющее существенно ускорить необходимые вычисления [6]

#### 8.6.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ВЕЛИЧИНАМИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НАБЛЮДЕНИЙ

Пусть требуется определить зависимость  $y(x)$  по экспериментальным данным, результатам измерения или другим *данным наблюдений* за величинами  $Y$  и  $X$  с учетом возможного наличия в этих данных *погрешности наблюдений*.

Для решения этой задачи применяется излагаемая ниже методика обработки данных наблюдений, основанная на использовании метода наименьших квадратов (МНК) и статистических методах линейного регрессионного анализа. Погрешность наблюдений вносит свой вклад в результаты обработки, поэтому они несут приближенный, оценочный характер, и, в свою очередь, содержат погрешность. Следовательно, наряду с определением зависимости  $y(x)$  желательно также оценивать величины, характеризующие погрешности исходных данных наблюдений и результатов их обработки.

Решение задачи включает следующие этапы:

- 1) выбор модели обработки;
- 2) оценка параметров модели;
- 3) точечные оценки статистических характеристик исходных данных наблюдений и результатов их обработки;
- 4) статистический анализ результатов обработки.

С целью повысить качество получаемых результатов модель обработки следует оптимизировать. В ходе оптимизации модель целенаправленно изменяется и выполнение указанных этапов неоднократно повторяется.

Имеющиеся данные наблюдений будем обозначать  $[y_k, x_k]_N$ , где  $y_k$  и  $x_k$  — соответствующие одно другому значения величин  $Y$  и  $X$ , полученные в результате  $k$ -го наблюдения;  $N$  — полное число наблюдений ( $k = 1, \dots, N$ ).

Выбор модели обработки заключается в конкретизации состава используемых при обработке исходных данных и в задавании вида искомого функциональной зависимости.

В состав исходных данных для обработки помимо  $[y_k, x_k]_N$  могут входить и другие данные. Так, если имеется дополнительная информация, позволяющая заранее (до начала обработки) учесть различную точность отдельных данных наблюдений, то каждому наблюдению ставится в соответствие существование положительная величина — *вес наблюдения*  $w_k$  ( $w_k \geq 0, k = 1, \dots, N$ ). При этом исходными данными для обработки является набор  $[y_k, x_k, w_k]_N$ .

Обычно в качестве такой дополнительной информации выступают априорные оценки погрешности наблюдений, полученные, например, из анализа погрешности измерения. Если  $\bar{\sigma}_k$  — априорная оценка погрешности измерения величины  $Y$  в  $k$ -м наблюдении, то веса рассчитываются по формуле

$$w_k = \bar{\sigma}^{-2} / \bar{\sigma}_k^2, \quad k = 1, \dots, N, \quad (8.13)$$

где  $\bar{\sigma}$  — оценка погрешности наблюдения (например, первого), которому назначается единичный вес. Если нет оснований для назначения различных весов (для *равноточных данных наблюдений*), то полагают

$$w_k \equiv 1, \quad k = 1, \dots, N. \quad (8.14)$$

Иногда перед обработкой необходимо преобразовать исходные данные наблюдений. Так, при использовании некоторых моделей обработки считают, что данные наблюдений независимой величины  $X$  ограничены по модулю единицей, т.е.  $|x_k| \leq 1, k = 1, \dots, N$ . Если это не так, а  $x_{\max}$  и  $x_{\min}$  — соответственно максимальное и минимальное из возможных значений данных наблюдений величины  $X$ , то с помощью преобразования

$$x \rightarrow \xi \equiv (2x - x_{\max} - x_{\min}) / (x_{\max} - x_{\min}),$$

$$x_k \rightarrow \xi_k, \quad (k = 1, \dots, N)$$

вводятся новые величины, удовлетворяющие указанному требованию, и в состав исходных данных для обработки вместо  $[x_k]_N$  включаются  $[\xi_k]_N$ .

Искомая функциональная зависимость задается в виде *модельной функции*  $\varphi^{(d)}(x; \Theta) \equiv \varphi^{(d)}(x, \theta_1, \theta_2, \dots, \theta_d)$ , содержащей некоторое число  $d$  заранее неизвестных *параметров модели*  $\theta_i$  ( $i = 1, \dots, d$ ), которые для краткости здесь представляются компонентами вектора  $\Theta \equiv [\theta_i]_d$ . Число параметров  $d$  и сам вид функции  $\varphi^{(d)}(x; \Theta)$  в ходе обработки могут быть жестко зафиксированы. Однако более гибкими являются модели, допускающие их варьирование.

Наиболее удобны для применения *линейные модели*, модельная функция которых строится как линейная комбинация известных *базисных функций*  $[f_i(x)]_d$ :

$$\begin{aligned} \varphi^{(d)}(x; \Theta) &= \theta_1 f_1(x) + \theta_2 f_2(x) + \dots \\ &\dots + \theta_d f_d(x) = \sum_{i=1}^d \theta_i f_i(x). \end{aligned} \quad (8.15)$$

Базисные функции должны быть однозначно определены и взаимно линейно независимы. Гибкость линейных моделей в самом общем случае обеспечивается возможностью изменять список базисных

функций  $[f_i(x)]_d$ : уменьшать список, удаляя из него часть функций; заменять одни функции  $f_i(x)$  другими; пополнять список, добавляя в него новые функции.

Частным случаем линейной модели служит *полиномиальная модель*:

$$\varphi^{(d)}(x, \Theta) = \theta_1 + \theta_2 x + \theta_3 x^2 + \dots \\ \dots + \theta_d x^{d-1} = \sum_{i=1}^d \theta_i x^{i-1};$$

$$f_1(x) \equiv 1, f_i(x) \equiv x^{i-1} \text{ или } f_i(x) = x f_{i-1}(x), i = 2, \dots, d.$$

Здесь наряду с формальным определением старших базисных функций как целых степеней независимой переменной  $x$  приведено также рекуррентное соотношение, используемое на практике для последовательного расчета значений базисных функций при заданном значении аргумента  $x$ .

Полиномы — хорошо изученные математические объекты. Поэтому полиномиальные модели широко применяются при обработке разнообразных данных наблюдений. Часто их применение обосновывается возможностью разложения искомой зависимости в ряд Тейлора, предполагаемая быстрая сходимости которого позволяет ограничить число членов разложения. Также широко эти модели применяются и тогда, когда теоретическое обоснование вида искомой зависимости отсутствует. Однако использование полиномов для целей обработки данных наблюдений, особенно полиномов больших степеней, очень часто приводит к плохо обусловленным вычислительным задачам.

Удовлетворительную обусловленность, как правило, обеспечивают линейные модели, базисными функциями которых служат так называемые *ортонормальные многочлены*, например *многочлены Чебышева*. Последние рекомендуется использовать при  $|x_k| \leq 1, k = 1, 2, \dots, N$ . При заданном значении аргумента  $x$  многочлены Чебышева можно рассчитывать с помощью рекуррентных соотношений

$$f_1(x) = 1;$$

$$f_2(x) = x;$$

$$f_i(x) = 2x f_{i-1}(x) - f_{i-2}(x), i > 3.$$

Явные выражения для различных ортонормальных многочленов приводятся в математических справочниках [см., например, [21]].

Особую роль играют модели обработки, модельные функции которых имеют теоретическое обоснование, — *теоретически обоснованные модели*. Примером такой модели для обработки данных о зависимости давления насыщенного пара  $p_s$

от температуры  $T$  может служить линейная модель (8.15) с базисными функциями

$$f_1(x) = 1;$$

$$f_2(x) = 1/x, f_3(x) = \ln(x);$$

$$f_i(x) = x^{i-3}, i = 4, \dots, d \text{ (при } d > 3).$$

Здесь применены обозначения:  $y = \ln(p/p_0)$ ,  $x = T/T_0$ ;  $p_0$  и  $T_0$  — масштабированные множители соответственно для давления и температуры. Выражения для первых трех базисных функций следуют из решения уравнения Клапейрона—Клаузиуса (см. п. 2.3.2 настоящего справочника) при следующих предположениях: теплота парообразования линейно зависит от температуры; удельный объем жидкой фазы пренебрежимо мал по сравнению с удельным объемом пара; пар — идеальный газ. Параметры  $\theta_2$  и  $\theta_3$  при этом с точностью до дополнительных коэффициентов совпадают соответственно с теплотой парообразования и производной от нее по температуре и поэтому должны удовлетворять неравенствам  $\theta_2 > 0, \theta_3 < 0$ . Указанные выше предположения справедливы для значений температуры, заметно отличающихся от ее критического значения. Для расширения области применимости модели в нее введены дополнительные базисные функции ( $i > 3$ ).

Применение теоретически обоснованных моделей приводит к удовлетворительным результатам обработки данных наблюдений, в том числе и к достаточной хорошей обусловленности вычислительных задач при сравнительно небольшом числе искомых параметров модели. Параметры таких моделей, как правило, имеют конкретный «физический» смысл, и их значения сами по себе могут быть практически важными. Если имеются априорные (полученные до проведения обработки данных наблюдения) сведения о параметрах таких моделей (например, сведения о знаках параметров  $\theta_2$  и  $\theta_3$  приведенной выше модели), то существует дополнительная возможность контролировать достоверность результатов, получаемых в ходе обработки.

Линейная модель обработки считается *адекватной искомой зависимости*, если используемый набор базисных функций  $[f_i(x)]_d$  таков, что при определенных («истинных») значениях параметров модели  $\Theta^0 = [\theta_i^0]_d$  функция  $\varphi^{(d)}(x, \Theta^0)$  в интересующей области изменения аргумента  $x$  полностью совпадает с искомой зависимостью  $y(x)$ . Если  $d^0$  — минимальное число параметров такой модели, то все линейные модели при  $d > d^0$  адекватны искомой зависимости (можно полагать  $\theta_i^0 \equiv 0$  при  $i > d^0$ ) «Истинное» значение  $d^0$ , как правило, заранее неизвестно.



Таблица 8.24. Точечные оценки статистических характеристик

Оцениваемая величина	Расчетная формула для оценки
$\theta_i^0$ — «истинное» значение $i$ -го параметра модели, $i = 1, \dots, N$	$\hat{\theta}_i$ (решение системы уравнений (8.17))
$y(x^*)$ — значение искомой функции для произвольно заданного значения аргумента $x = x^*$	$\hat{y}(x^*) = \sum_{i=1}^d \hat{\theta}_i f_i(x^*)$
$y(x_k)$ — «истинное» значение величины $Y$ в $k$ -м наблюдении, $k=1, \dots, N$	$\hat{y}_k = \hat{y}(x_k) = \sum_{i=1}^d \hat{\theta}_i f_i(x_k)$
Остаточная «взвешенная» сумма квадратов	$\hat{R} = R^{(d)}(\hat{\theta}) = \sum_{k=1}^N w_k (\hat{y}_k - y_k)^2$
$\sigma^2$ — дисперсия погрешности данных наблюдения единичного веса	$\hat{\sigma}^2 = \hat{R} / (N - d)$
$\sigma$ — среднеквадратическое отклонение погрешности данных наблюдения единичного веса	$\hat{\sigma} = \sqrt{\hat{\sigma}^2} = \sqrt{\hat{R} / (N - d)}$
$\sigma_k^2$ — дисперсия погрешности данных $k$ -го наблюдения, $k = 1, \dots, N$	$\hat{\sigma}_k^2 = \hat{\sigma}^2 / w_k$
$\sigma_k$ — среднеквадратическое отклонение погрешности данных $k$ -го наблюдения, $k = 1, \dots, N$	$\hat{\sigma}_k = \sqrt{\hat{\sigma}_k^2} = \hat{\sigma} / \sqrt{w_k}$
$D\hat{\theta}_i$ — дисперсия МНК-оценки $i$ -го параметра модели, $i = 1, \dots, d$	$D\hat{\theta}_i = \hat{\sigma}^2 (A^{-1})_{ii}$
$\sqrt{D\hat{\theta}_i}$ — среднеквадратическое отклонение МНК-оценки $i$ -го параметра модели, $i = 1, \dots, d$	$\sqrt{D\hat{\theta}_i} = \hat{\sigma} \sqrt{(A^{-1})_{ii}}$
$r_{ij}$ — коэффициент корреляции МНК-оценок $i$ -го и $j$ -го параметров модели, $i, j = 1, \dots, d$	$\hat{r}_{ij} = (A^{-1})_{ij} / \sqrt{(A^{-1})_{ii} (A^{-1})_{jj}}$
$\omega_{ij}$ — ковариация МНК-оценок $i$ -го и $j$ -го параметров модели, $i, j = 1, \dots, d$	$\hat{\omega}_{ij} = \hat{r}_{ij} \sqrt{D\hat{\theta}_i D\hat{\theta}_j}$
$D\hat{y}(x^*)$ — дисперсия оценки искомой функции $y(x)$ при произвольно заданном значении аргумента $x = x^*$	$D\hat{y}(x^*) = \sum_{i=1}^d \sum_{j=1}^d \hat{\omega}_{ij} f_i(x^*) f_j(x^*)$
$\sqrt{D\hat{y}(x^*)}$ — среднеквадратическое отклонение оценки искомой функции $y(x)$ при произвольно заданном значении аргумента $x = x^*$	$\sqrt{D\hat{y}(x^*)}$

величины  $[\sigma_k^2]_N$  и  $[\varepsilon_k]_N$  связаны соотношением  $\sigma_k^2 = D\varepsilon_k$  ( $k = 1, 2, \dots, N$ ).

Если линейная модель обработки адекватна искомой зависимости, то все приведенные в табл. 8.24 оценки обладают «хорошими» (см. п. 8.6.2) свойствами — они являются несмещенными, эффективными и состоятельными оценками соответствующих величин.

Статистический анализ результатов обработки проводится на основе полученных точечных оценок статистических характеристик, включает в себя построение доверительных интервалов для интересующих величин и критериев значимости статистических гипотез, служащих для проверки предположений, касающихся результатов обработки исходных данных наблюдений

Доверительные интервалы, соответствующие уровню значимости  $q$ , определяются следующим образом:

для «истинного» значения  $i$ -го параметра модели  $\theta_i^0$ ,

$$\begin{aligned} \sqrt{D\hat{\theta}_i} \hat{\theta}_i - t_{N-d; q/2} \leq \theta_i^0 \leq \\ \leq \sqrt{D\hat{\theta}_i} \hat{\theta}_i + t_{N-d; q/2}; \end{aligned} \quad (8.18)$$

для значения искомой функции  $y(x)$  при произвольно заданном значении аргумента  $x = x^*$

$$\begin{aligned} \hat{y}(x^*) - \sqrt{D\hat{y}(x^*)} t_{N-d; q/2} \leq y(x^*) \leq \\ \leq \hat{y}(x^*) + \sqrt{D\hat{y}(x^*)} t_{N-d; q/2}. \end{aligned}$$

Здесь, как и ранее (см п. 8.6.2), используются табличные значения  $t$ -распределения Стьюдента (табл. 8.20, число степеней свободы  $\nu = N - d$ )

Критические области, соответствующие уровню значимости критерия  $q$ , определяются следующими неравенствами:

для проверки гипотезы о равенстве значения искомого функции при произвольно заданном значении аргумента  $x = x^*$  некоторому (гипотетическому) значению  $y^*$

$$|\hat{y}(x^*) - y^*| / \sqrt{\hat{D}\hat{y}(x^*)} > t_{N-d; q/2},$$

для проверки гипотезы о равенстве «истинного» значения  $i$ -го параметра модели  $\theta_i^0$  некоторому гипотетическому значению  $\theta_i^r$  при произвольных значениях других параметров модели

$$(\hat{\theta}_i - \theta_i^r)^2 / \hat{D}\hat{\theta}_i > F_{1, N-d; q/2}. \quad (8.19)$$

где использовано табличное значение  $F$ -распределения Фишера (см. табл. 8.22, число степеней свободы числителя  $\nu_1 = 1$ , число степеней свободы знаменателя  $\nu_2 = N - d$ ):

для проверки гипотезы об одновременном равенстве значений всех параметров модели их гипотетическим значениям

$$\frac{1}{d} \sum_{i=1}^d (\hat{\theta}_i - \theta_i^r)(\hat{\Omega}^{-1})_{ii} (\hat{\theta}_i - \theta_i^r) > F_{d, N-d; q/2},$$

где  $(\hat{\Omega}^{-1})_{ii}$  —  $(i, i)$ -й элемент матрицы, обратной

матрице  $\hat{\Omega} = [\hat{\omega}_{ij}]_{d \times d}$ , составленной из оценок ковариаций МНК-оценок параметров модели (см. табл. 8.24). Здесь же используется табличное значение  $F$ -распределения Фишера с числом степеней свободы числителя  $\nu_1 = d$ .

Если результаты обработки удовлетворяют указанным неравенствам, соответствующие гипотезы должны отвергаться.

Приведенные доверительные интервалы и критерии статистических гипотез справедливы, если наряду с указанными выше допущениями о свойствах погрешности исходных данных локально предпологается нормальный (гауссов) закон распределения вероятностей величины  $[e_k]_N$ .

Оптимизация моделей обработки заключается в подборе такого набора базисных функций, который обеспечивает, с одной стороны, по возможности минимальное влияние погрешности модели на

результаты обработки, с другой стороны, не приводит к неоправданно завышенным погрешностям найденных оценок при удовлетворительной обусловленности численного решения системы нормальных уравнений МНК. Обычно оптимизация модели сводится к поиску оптимального числа параметров модели при неизменной системе базисных функций.

О существенном влиянии на результаты обработки погрешности модели можно судить по заметному уменьшению с ростом  $d$  величины  $\hat{\sigma}^2$ , значения которой рассчитываются по приведенной в табл. 8.24 формуле. При достаточно большом числе параметров модели, когда зависимость  $\hat{\sigma}^2$  от  $d$  малозаметна, погрешность модели вносит в результаты обработки вклад, пренебрежимо малый по сравнению с вкладом погрешности исходных данных наблюдений.

Начиная с некоторого значения  $d$  величины  $\sqrt{\hat{D}\hat{\theta}_i}$  ( $i = 1, \dots, d$ ), как и связанные с ними величины  $\hat{D}\hat{\theta}_i$ ,  $\hat{\omega}_{ij}$ ,  $\hat{D}\hat{y}(x^*)$  и  $\sqrt{\hat{D}\hat{y}(x^*)}$ , возрастают с ростом  $d$ , и доверительный интервал (8.18) расширяется и «захватывает» нулевое значение или неравенство (8.19) нарушается при  $\theta_i^r = 0$ . Это можно трактовать следующим образом: вполне вероятно, что «истинное» значение параметра  $\theta_i^0 = 0$ , т.е.  $i$ -й параметр модели незначим, и, следовательно, функция  $f_i(x)$  должна быть исключена из набора базисных функций линейной модели.

Поэтому для оптимизации числа параметров модели можно начинать обработку с заведомо малых значений  $d$ , при которых погрешность модели должна быть заметной, и, постепенно увеличивая  $d$ , следить за тем, чтобы значение  $\hat{\sigma}^2$  уменьшалось, а все параметры модели оставались значимыми. При достижении малой зависимости  $\hat{\sigma}^2$  от  $d$  или при появлении незначимых параметров модели дальнейшее увеличение порядка модели следует прекратить.

**Дополнительные замечания.** Если искомая функция  $y(x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)})$  зависит более чем от одной переменной (в данном случае — от  $n$  переменных), а исходные данные  $[y_k, x_k^{(1)}, x_k^{(2)}, \dots, x_k^{(n)}]_N$  для каждого  $k$ -го наблюдения содержат соответствующие один другому численные значения зависи-

мои ( $y_k$ ) и всех независимых ( $x_k^{(1)}, x_k^{(2)}, \dots, x_k^{(n)}$ ) величин, изложенный выше метод применим, если скалярную переменную  $x$  заменить на вектор с компонентами ( $x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)}$ ), а скаляр  $x_k$  — на вектор ( $x_k^{(1)}, x_k^{(2)}, \dots, x_k^{(n)}$ ).

2. Решение задачи об определении функциональной зависимости по данным наблюдений, погрешности которых коррелированы, применение МНК для нелинейных моделей и другие нерассмотренные здесь вопросы достаточно подробно изложены в [18], различные численные методы решения задач линейного МНК — в [25].

### 8.6.5. ПЛАНИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Под планированием эксперимента в широком смысле понимаем всю совокупность действий, направленных на разработку стратегии эксперимента от начальных до заключительных этапов исследования. Методологической основой, позволяющей решить эту задачу оптимальным образом, служит математическая теория эксперимента [22, 34], в которой разработаны основные приемы составления планов экспериментов для самых разных ситуаций (для тех или иных конкретных условий проведения опытов с учетом целей эксперимента и этапов исследования).

Основные методы планирования экспериментов, используемые на различных этапах исследования, следующие:

планирование отсеивающего эксперимента, основное назначение которого выделить из всей совокупности переменных (факторов), относящихся к данному объекту исследования, группу существенных факторов, подлежащих дальнейшему детальному изучению;

планирование эксперимента для дисперсионного анализа, т.е. составление планов, для объектов с качественными входными переменными (в основном планы комбинаторного типа);

планирование в условиях временного дрейфа, когда на результаты наблюдений, кроме случайной помехи, накладывается аддитивный дрейф, представляющий собой детерминированную функцию времени, задача планирования эксперимента при этом состоит в такой его организации, которая позволяет устранить влияния этого дрейфа на конечные результаты (например, на оценки коэффициентов регрессионной модели); характер дрейфа может быть различным (скачкообразным, линейным, нелинейным, произвольной неизвестной формы).

планирование экстремального эксперимента, в котором главная задача — экспериментальная оптимизация объекта исследования;

планирование при изучении механизма явления, когда фактически речь идет об оптимальной дискриминации моделей на основе опытных данных;

планирование регрессионного эксперимента, позволяющего получать регрессионные модели; обычно выделяют планы 1-го порядка, если искомым является линейная модель, планы 2-го порядка для модели в виде полинома квадратичного полинома, планы для получения неполоynomialных моделей (например, при использовании тригонометрических функций в качестве базисных); планы для моделей, нелинейных по параметрам, и т.д.;

планирование при изучении динамических объектов.

экстраполяционные планы, когда область использования получаемой модели не совпадает с областью планирования исходного эксперимента, по результатам которого строится эта модель.

планирование для получения и изучения диаграмм «состав — свойство»;

планирование для объектов с качественным выходом;

планирование в задачах классификации; планирование в задачах изучения случайных полей, когда измерения выходной величины объекта исследования являются коррелированными.

Основная задача планирования эксперимента при анализе случайных процессов состоит в выборе необходимой длины реализации  $T$  (количества дискретных отсчетов  $N$ ), обеспечивающей получение фиксированной статистической погрешности оценки рассматриваемой характеристики. Для решения этой задачи прежде всего необходима априорная информация о частотных свойствах анализируемого процесса, т.е. информация о значении интервалов корреляции  $\tau_{mk}$ ,  $\tau_{kk}$ ,  $\tau_{k\kappa}$  (см табл. 8.23), особенностях спектра и т.п. Интервал корреляции  $\tau_{mk}$  может быть предварительно найден путем подсчета числа пересечений  $n_0$  реализации процесса  $x(t)$  уровня  $Mx$  (нулевого уровня, если  $Mx = 0$ ) за какое-то время  $T_0$ . Тогда можно считать, что

$$\tau_{mk} \approx 2T_0/n_0 \quad (8.20)$$

С достаточной для практики точностью можно положить  $\tau_{kk} = \tau_{mk}/3$ ,  $\tau_{k\kappa} = \tau_{kk}/2$ . Далее, задавая определенную относительную погрешность оценки  $\delta_\theta$  искомой характеристики  $\theta$  (как правило,  $\delta_\theta = 0,01—0,05$ ), можно с помощью ранее приведенных формул или графиков (см п. 8.6.3) найти необходимую длину реализации  $T$  или число дис-

крстных отсчетов  $N$ . При этом оценка характеристик случайного процесса имеет свои особенности, которые следует учитывать при планировании эксперимента

а) при оценке интегральной функции распределения необходимо выбрать некоторое минимальное значение  $F(x)$  (например,  $F(x) = 0,005—0,05$ ), ориентируясь на которое следует находить  $T$  (или  $N$ ),

б) при оценке дифференциальной функции распределения следует обратить особое внимание на актуальную информацию о том, насколько сложна форма  $p(x)$ , чтобы выбрать ширину дифференциального коридора  $\Delta x$ , не приводящую к появлению больших систематических погрешностей (большого смещения): после этого определить значение  $T$  (или  $N$ ),

в) при оценке корреляционных функций необходимо принимать во внимание возможный вид одномерного распределения (прежде всего его асимметрию), поскольку это сильно сказывается на точности оценки;

г) когда оценивается спектральная плотность  $S_{XX}(f)$  прежде всего, как правило, осуществляют выбор  $\delta f$ , обеспечивающий необходимую разрешающую способность анализа, а уже затем определяют  $T$

При использовании цифровых алгоритмов необходимо учитывать влияние квантования по уровню и дискретизации во времени. Для одномерных характеристик дискретизация во времени сказывается, вообще говоря, незначительно. При определении корреляционных функций шаг дискретизации должен обеспечивать хорошее восстановление всей функции  $R_{XX}(\tau)$  или  $\rho_{XX}(\tau)$  по вычисленным дискретным точкам. Обычно, считается, что  $\Delta \leq \tau_{мк}/(30—50)$ . При оценке спектральной плотности дискретизация, как отмечалось, может привести к появлению эффекта наложения частот. Косвенным свидетельством, говорящим о появлении этого искажающего эффекта, может служить подъем кривой  $\hat{S}_{XX}(f)$  вблизи граничной частоты  $1/2\Delta$ .

### 8.6.6 ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ

Для практической реализации различных методов обработки экспериментальных данных требуются разработка и использование соответствующего прикладного ПО. Для ускорения его создания целесообразно использовать в качестве составной части общего ПО системы автоматизации эксперимента готовые апробированные средства, ориенти-

рованные на статистическую обработку информации. Такого рода средства, различающиеся по степени универсальности, объему и качеству используемых алгоритмов, областям возможного использования, графическим возможностям и пользовательскому интерфейсу, требующимся к используемому оборудованию, сервисному обслуживанию, стоимости и т.п., широко представлены в настоящее время на рынке программных продуктов [4, 44]

Можно выделить три категории статистических программ, представляющих наибольший интерес с точки зрения конечного потребителя

*Универсальные статистические пакеты* Эти пакеты по своей сути являются пакетами общего применения безотносительно к той или иной конкретной предметной области, где проводится исследование. Они, как правило, включают в себя очень большой набор методов и алгоритмов обработки, имеют богатые графические возможности, позволяют реализовать комплексную обработку данных, когда результаты, полученные с помощью одного из методов, служат исходной информацией для другого метода. К такого рода пакетам относятся известные зарубежные (StatGraphics, Statistica, SPSS, SYSTAT) и отечественные (STADIA) программные продукты

*Специализированные статистические пакеты* Пакеты данной категории содержат, как правило, методы, относящиеся к одному-двум разделам статистики, или же методы, предназначенные для решения конкретной прикладной задачи. Положительное качество этих пакетов заключается в глубокой проработке реализованных в них методов, использовании последних теоретических достижений в области прикладной статистики, в наличии оригинальных методов обработки, созданных разработчиками. К такого рода пакетам относятся отечественные пакеты МЕЗОЗАВР и ЭВРИСТА, предназначенные для анализа временных рядов

*Библиотеки статистических программ, входящие в инструментальные программные средства различного назначения.* Такие библиотеки содержатся, в частности, в табличном процессоре Microsoft Excel, в пакетах прикладного программирования автоматизированных систем LabVIEW, LabWindows, ряде СУБД

Краткая информация о методах обработки данных, реализованных в вышеупомянутых программных средствах, приведена в табл. 8.25.



Таблица 8.25. Программное обеспечение статистического анализа

Методы обработки экспериментальных данных	Пакеты								
	StatGraphics	Statistica	SPSS	МЕЗОЗАРП	STADIA	SYSTAT	ЭВРИСТА	LabVIEW	LabWindows
<i>Первичная (предварительная) обработка</i>									
Цифровая фильтрация				•	•	•	•	•	•
Выделение аномальных наблюдений		•	•						
Выделение и устранение трендов, сплайсание	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Оценка базовых статистических характеристик	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Корреляционно-спектральный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Интервальная оценка	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Критерии значимости, согласия	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Непараметрические методы	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Последовательный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Статистический контроль	•	•	•	•	•	•	•	•	•
<i>Вторичная (основная) обработка</i>									
Дисперсионный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Регрессионный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Нелинейная оценка	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Ковариационный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Корреляционный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Факторный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Метод главных компонент	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Методы идентификации динамических объектов	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Модели авторегрессии — скользящего среднего	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Методы экспериментальной оптимизации и управления	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Дискриминантный анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Структурные уравнения	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Методы классификации (расознавания образов)	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Кластер-анализ	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Каноническая корреляция	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Многомерное шкалирование	•	•	•	•	•	•	•	•	•
<i>Планирование эксперимента</i>									
Регрессионные планы первого порядка	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Регрессионные планы второго порядка	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Планы дисперсионного анализа	•	•	•	•	•	•	•	•	•
Планы отсывающего эксперимента	•	•	•	•	•	•	•	•	•

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Айвазян С. А., Бухштайер В. М., Енюков И. С., Мешалкин Л. Д. Прикладная статистика. Классификация и снижение размерности: Справочное издание. М.: Финансы и статистика, 1989.
2. Айвазян С. А., Енюков И. С., Мешалкин Л. Д. Прикладная статистика: основы моделирования и первичная обработка данных: Справочное издание. М.: Финансы и статистика, 1983.
3. Айвазян С. А., Енюков И. С., Мешалкин Л. Д. Прикладная статистика. Исследование зависимостей: Справочное издание. М.: Финансы и статистика, 1985.
4. Алгоритмическое и программное обеспечение прикладного статистического анализа // Ученые записки по статистике. М.: Наука, 1980. Т. 36.

5. Андерсон Т. Введение в многомерный статистический анализ. М.: Физматгиз, 1963.
6. Бендат Дж., Джержинис Г. Анализ временных рядов. Прогноз и управление. М.: Мир, 1974.
7. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989.
8. Блисквицкий А. А., Кабаев С. В. Операционные системы реального времени (обзор) // Мир компьютерной автоматизации. 1995. № 1. С. 31—38.
9. Блэк Дж. Применение мезоников RMS и IP в системах CompaqPC // Мир компьютерной автоматизации. 1998. № 3. С. 44—48.
10. Будаков А. П. Мезонинные контроллеры — настоящее и будущее промышленных систем // Мир компьютерной автоматизации. 1995. № 2. С. 9—14.

- 11 Виноградова Н.А., Есюткин А.А., Филаретов Г.Ф. Научно-методические основы построения АСНИ М. Изд-во МЭИ, 1989.
- 12 Гергушинов Ю.Ф., Дресвянников Ф.Н., Идватуллин П.С. Теория и техника теплофизического эксперимента. Учебн. пособие для вузов. М. Энергоатомиздат, 1985.
- 13 Гилл Ф., Мюррей У., Райт М. Практическая оптимизация. Пер. с англ. М. Мир, 1985.
- 14 Глазунова Н.А., Карякин А.И., Филаретов Г.Ф. Стандартные интерфейсы: Учебн. пособие М. МЭИ, 1984.
- 15 ГОСТ 34.003-90. Автоматизированные системы. Термины и определения. М.: Изд-во стандартов, 1990.
- 16 ГОСТ 26.063-80. Система интерфейса для измерительных устройств с байт-последовательным, бит-параллельным обменом информацией. Требования к совместимости. М. Изд-во стандартов, 1980.
- 17 Де Бруин Я., Кохоек Р., Дейвид Р. Передовые технологии на Compaq PC // Мир компьютерной автоматизации. 1998. № 3. С. 37—43.
- 18 Демиденко Е.З. Линейная и нелинейная регрессия М.. Финансы и статистика, 1981.
- 19 Денин Дж. мл., Шнабель Р. Численные методы безусловной оптимизации и решения нелинейных уравнений: Пер. с англ. М. Мир, 1988.
- 20 Ковалев С.П., Свиридов В.Г., Соколов В.М. Автоматизация теплофизического лабораторного эксперимента. М., Изд-во МЭИ, 1994.
- 21 Кори Г., Кори Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров) Пер. с англ. М. Наука, 1973.
- 22 Красовский Г.Н., Филаретов Г.Ф. Планирование эксперимента. Минск: Изд-во БГУ, 1982.
- 23 Кузьмичев Д.А., Радкевич И.А., Смирнов А.Д. Автоматизация экспериментальных исследований М. Наука, 1983.
- 24 Левышин В.Н. Информационно-измерительные технологии на базе стандарта VXI-bus (обзор) // Мир компьютерной автоматизации 1995 № 4 С 13—27.
- 25 Лоусон Ч., Хенсон Р. Численное решение задач методом наименьших квадратов: Пер. с англ. М. Наука, 1986.
- 26 Ломышин А.Н. Первое знакомство: краткий обзор промышленных сетей по материалам конференции «FieldComms95» // Мир компьютерной автоматизации. 1996. № 1. С. 44—57.
- 27 Математический энциклопедический словарь. М. Советская энциклопедия, 1988.
- 28 Мирский Г.Я. Характеристики стохастической взаимосвязи и их измерения М.: Энергоатомиздат, 1982.
- 29 Митчел Б. VISA — интеллектуальное ПО инструментального ввода/вывода для VXI // Мир компьютерной автоматизации 1996 № 3. С. 46—51.
- 30 Мячев А.А. Интерфейсы и коммуникационные средства ПЭВМ. М.: Заочный институт повышения квалификации ИТР ЦП ВНТО приборостроителей им. С.И. Вавилова, 1991.
- 31 Мячев А.А. Интерфейсы средств вычислительной техники: Справочник. М.: Радио и связь, 1993.
- 32 Мячев А.А., Павлов В.В. Интерфейсы вычислительных систем на базе мини- и микроЭВМ/ Под ред. Б.Н. Наумова. М.: Радио и связь, 1986.
- 33 Мячев А.А., Степанов В.Н., Щербо В.К. Интерфейсные системы обработки данных М.: Радио и связь, 1989.
- 34 Налимов В.В. Теория эксперимента М. Наука, 1971.
- 35 Науман Г., Майлинг В., Щербина А. Стандартные интерфейсы для измерительной техники. М. Мир, 1982.
- 36 Писк Л. Иерархия мезонинных шин предоставляет возможности структурированного ввода/вывода для промышленных компьютерных систем // Мир компьютерной автоматизации 1995. № 4. С. 55—60.
- 37 Павлат Дж. Compaq PC и стандарты компьютерной телефонии // Мир компьютерной автоматизации. 1998 № 3 С 34—36.
- 38 Печен Ю.Д., Фивогонов К.Г. Автоматизация физического эксперимента. М. Энергоатомиздат, 1986.
- 39 Рау С. Новая универсальная шина, построенная на основе аппаратных средств стандарта Eurocard. // Электроника. 1982. № 26. С. 30—36.
- 40 Рыбаков А.Н. Современные открытия международных стандартов для построения интегрированных измерительных и управляющих систем реального времени // Мир компьютерной автоматизации 1995. № 1. С. 5—12.
- 41 Рыбаков А.Н., Зеленова Т.И. Локальная шина PC (обзор) // Мир компьютерной автоматизации. 1996. № 1. С. 11—16.
- 42 Свиридов В.Г., Левышин В.Н. Внедрение VXI-систем в аэрокосмическом комплексе России // Мир компьютерной автоматизации 1996. № 3. С. 12—14.
- 43 Сопряжение датчиков и устройств ввода данных с компьютерами IBM PC: Пер. с англ. / Под ред. У. Томпкинса, Дж. Уэбстера. М.: Мир, 1992.
- 44 Тюрин Ю.И., Макаров А.А. Анализ данных на компьютере. М.: Финансы и статистика, 1995.
- 45 Уинклер К. VXI или VME? // Мир компьютерной автоматизации 1996. № 3. С. 5—11.
- 46 Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами М. Мир, 1973.
- 47 Худсон Д. Статистика для физиков: Пер. с англ. М. Мир, 1970.
- 48 Чернышевский Е.А., Недосекин Д.Д., Алексеев В.В. Измерительно-вычислительные средства автоматизации производственных процессов. Учебн. пособие для вузов. Л.: Энергоатомиздат, 1989.
- 49 Шина VME. Руководство по эксплуатации. Микросистемы. Моторола/Всесоюз. центр переводов. М., 1983. № CP-82290.
- 50 Шмитц М. PC-MIP — стандарт PC1 мезонина следующего поколения // Мир компьютерной автоматизации. 1998 № 3. С. 49—53.
- 51 Эйзенберг В. Промышленные шины для систем автоматизации // Мир компьютерной автоматизации 1998 № 3. С. 54—58.
- 52 Hewlett-Packard, The Fundamental of Data Acquisition, Hewlett-Packard Co., Palo Alto, California, USA, 1990.
- 53 Morrison R. Grounding and shielding techniques in instrumentation New York, Wiley, 1977.
- 54 National Instruments, PXI. Specification, Revision 1.0, August 20, 1997, National Instruments Co., Bridge Point Parkway, Austin, USA, 1997.

## РАЗДЕЛ ДЕВЯТЫЙ

# НЕТРАДИЦИОННАЯ ЭНЕРГЕТИКА

### 9.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

*Традиционная энергетика* — это совокупность технических устройств, использующих хорошо освоенные в технологическом отношении энергетические источники и способы преобразования получаемой от них энергии, в первую очередь электрическую

Технические устройства, составляющие традиционную энергетику, — это, во-первых, тепловые электростанции (ТЭС), работающие на минеральных — твердых, жидких и газообразных органических топливах (уголь, нефть, газ и др.); атомные электростанции (АЭС), работающие на ядерных топливах (уран, плутоний), получаемых из сырьевых минералов, гидравлические электростанции (ГЭС), использующие возобновляемые гидравлические энергетические ресурсы. Эти электростанции являются базовыми в современной энергетике, составляют так называемую «большую» энергетику. Их отличительные особенности: значительная единичная мощность, работа в общей электросети (возможна работа и в тепловой сети), единый стандарт на качество вырабатываемой электроэнергии. Во-вторых, в традиционную энергетику входят автономные газотурбинные, дизельные и другие установки, использующие ископаемые органические топлива, и автономные гидравлические установки. Эти установки составляют «малую» энергетику.

Основные проблемы, связанные с использованием установок традиционной энергетики, следующие: ограниченность (исчерпаемость) органических топлив и минералов, используемых в производстве ядерных топлив,

ограниченность традиционно используемых гидравлических энергетических ресурсов;

возрастающее до опасных пределов загрязнение окружающей среды (в первую очередь, парниковыми газами); значительное тепловое ее «загрязнение»;

использование в широких масштабах ископаемых невозобновляемых ресурсов, представляющих значительную ценность для других хозяйственных отраслей,

все расширяющиеся потребности в отчуждении земельных площадей,

невозможность использования в специфических условиях деятельности людей (на космических объектах, например)

Стремление решить эти и другие проблемы наблюдается практически с начала становления традиционной энергетики. Это стремление реализуется, во-первых, в поисках других первичных энергетических источников и, во-вторых, в разработке новых способов преобразования энергии первичных источников в электрическую. Нередко оба эти направления совмещены

Примерами первого направления могут служить работы по созданию электрохимических и термоядерных преобразователей. Ко второму направлению можно отнести работы, связанные с использованием известных возобновляемых источников энергии (солнца, ветра, морских приливов и др.). Новые способы преобразования энергии реализуются также в термоэлектрических, термоэмиссионных устройствах и в МГД-генераторах.

Каждый из названных преобразователей призван заполнить свою нишу в обеспечении энергетических потребностей человечества. Некоторые из них уже доведены до уровня промышленных и полупромышленных установок, другие находятся на стадии научных исследований

На современном этапе все они могут быть объединены общим понятием *нетрадиционная энергетика*. Принцип действия нетрадиционных преобразователей, основы расчета их основных характеристик, в том числе и эффективности преобразования энергии, достигнутый уровень этих характеристик в проектах или в эксплуатируемых образцах, основные проблемы совершенствования — все эти вопросы рассматриваются в данном разделе

Со временем по мере совершенствования технологий и увеличения масштабов практического использования часть установок, относящихся к категории нетрадиционных, войдет в состав традиционной «большой» энергетики, другая часть займет свое место в «малой» энергетике и будет использоваться для решения локальных задач энергообеспечения автономных объектов

Современная нетрадиционная энергетика — это тот резерв, который дает основания надеяться, что названные ранее проблемы традиционной энергетики могут быть решены в обозримом будущем и развитие энергетики будет продолжено с максимальной пользой для человечества

## 9.2. СОЛНЕЧНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

### 9.2.1. ХАРАКТЕРИСТИКА СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Количество энергии излучения Солнца во всем диапазоне длин волн, получаемой в единицу времени единичной площадкой, перпендикулярной солнечным лучам, вне земной атмосферы на среднем расстоянии между Землей и Солнцем, называется *солнечной постоянной*. Значение солнечной постоянной, полученное в результате прямых измерений с космических аппаратов и принятое в качестве стандартного,  $I_0 = 1353 \text{ Вт/м}^2$ . Поскольку расстояние между Землей и Солнцем претерпевает сезонные изменения, мощность солнечной радиации, падающей на единичную площадку, также не остается постоянной. Эффективная солнечная постоянная  $I_{0\text{эф}}$ , учитывающая эти сезонные колебания, может быть рассчитана по формуле

$$I_{0\text{эф}} = I_0 \left[ 1 + 0,033 \cos \left( 360 \frac{n}{365} \right) \right],$$

где  $n$  — порядковый номер дня, отсчитанный от 1 января, 360 — угловые градусы

При прохождении через атмосферу солнечной радиации ее мощность ослабляется за счет процессов поглощения и рассеяния пылью, аэрозолями и молекулами газов, входящих в состав воздуха.

Суммарная мощность солнечной радиации  $I$ , достигающей поверхности Земли, складывается из прямой  $I_p$  и диффузной (рассеянной)  $I_d$

Прямая солнечная радиация представляет собой пучок почти параллельных лучей, не претерпевающих изменения направления при прохождении через атмосферу, что позволяет использовать для ее концентрации зеркальные и линзовые концентраторы

Диффузная солнечная радиация поступает на поверхность Земли с разных направлений и классические методы концентрации к ней не применимы.

Степень ослабления солнечной радиации зависит от длины пути солнечных лучей в атмосфере. Мерой длины этого пути является безразмерная величина, называемая *массой атмосферы*. Масса атмосферы  $m = 1$  соответствует длине пути, проходимого солнечными лучами в атмосфере до уровня моря, когда зенитный угол  $\theta_z$  (угол между линией, соединяющей точку на поверхности Земли с центром Солнца, и нормалью, проведенной из этой точки) равен нулю. При других значениях зенитного угла  $m = \sec \theta_z$

На рис. 9.1 показано спектральное распределение интенсивности солнечного излучения  $I_\lambda$  за пределами атмосферы, а также прямого и диффузного излучений после прохождения через атмосферу при  $m = 1$  с указанием окон поглощения, вызванных различными газами. В представленном на рис. 9.1 диапазоне длин волн сосредоточено 99 % мощности солнечной радиации.

Для расчета различных гелиоэнергетических систем, например с концентраторами, необходимо знать, под каким углом попадает прямая солнечная

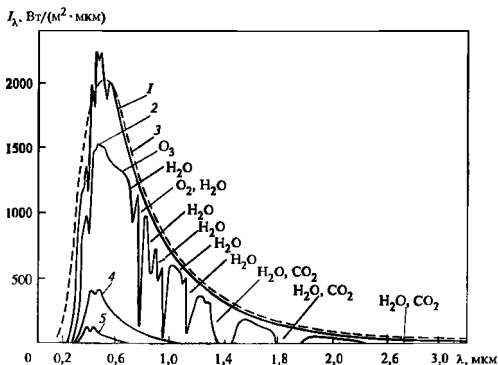


Рис. 9.1. Спектральное распределение интенсивности солнечного излучения

1 — за пределами атмосферы; 2 — на уровне моря при  $m = 1$ ; 3 — излучение абсолютно черного тела при температуре 5800 К; 4 — диффузная составляющая при легкой дымке; 5 — диффузная составляющая при ясном небе

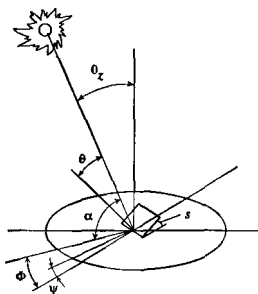


Рис. 9.2. Базовые углы для расчета геотермических установок

радиации на произвольно ориентированную в пространстве плоскость в данный момент времени. Для этого используются углы, показанные на рис. 9.2:  $\theta_z$  — зенитный угол (угол между нормалью к горизонтальной плоскости и направлением солнечных лучей),  $\theta$  — угол падения солнечных лучей на наклонную плоскость;  $\alpha$  — высота солнцестояния (угла между линией, соединяющей центр Солнца с точкой наблюдения, и проекцией этой линии на горизонтальную плоскость);  $\Phi$  — азимутальный угол Солнца (между проекцией на горизонтальную плоскость линии, соединяющей центр Солнца с точкой наблюдения, и меридианом, проходящим через точку наблюдения);  $\psi$  — азимутальный угол произвольно ориентированной плоскости (угол между проекцией на горизонтальную плоскость нормали к произвольной ориентированной плоскости и меридианом);  $s$  — угол наклона произвольно ориентированной плоскости.

Угол падения солнечных лучей на произвольно ориентированную плоскость определяется по формуле

$$\cos \theta = \sin \delta \sin \varphi \cos s - \sin \delta \cos \varphi \sin s \cos \psi + \cos \delta \cos \varphi \cos s \cos h + \cos \delta \sin \varphi \sin s \cos \psi \cos h + \cos \delta \sin s \sin \psi \sin h. \quad (9.1)$$

Для горизонтальной поверхности ( $s=0$ ,  $\theta=\theta_z$ )

$$\cos \theta = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos h$$

Для вертикальной поверхности ( $s=90^\circ$ )

$$\cos \theta = -\cos \varphi \sin \delta \cos \psi + \sin \varphi \cos \delta \cos h \cos \psi + \cos \delta \sin h \sin \psi.$$

Для поверхности, ориентированной на юг ( $\psi=0$ ),

$$\cos \theta = \sin(\varphi - s) \sin \delta + \cos(\varphi - s) \cos \delta \cos h,$$

где  $h$  — часовой угол (отчитанное от полудня угловое смещение Солнца относительно местного меридиана, обусловленное вращением Земли, соот-

ветствующее  $15^\circ$  в час);  $h=0$  в полдень, до полудня имеет отрицательное значение, после полудня положительное,  $\delta$  — склонение Солнца (угловое положение Солнца относительно плоскости экватора),  $\varphi$  — широта местности.

Склонение Солнца определяется по формуле Купера

$$\delta = 23,45 \sin \left( 360 \frac{284 + n}{365} \right).$$

При расчете долгосрочных характеристик солнечных систем обычно используют среднемесячный суточный приход солнечной радиации  $\bar{H}$  на горизонтальную поверхность. Значения  $\bar{H}$  для различных районов Земли показаны на рис. 9.3—9.6. По этим значениям  $\bar{H}$  рассчитывается среднемесячный суточный приход солнечной радиации на наклонную поверхность:

$$\bar{H}_t = \bar{R} \bar{H},$$

где  $\bar{R}$  — коэффициент наклона суммарной солнечной радиации, который приведен в табл. 9.1 при различных значениях среднемесячного коэффициента облачности  $\bar{K}_T$  и угла наклона поверхности  $s$ .

Показатель облачности  $\bar{K}_T$  определяется через среднемесячный суточный приход солнечной радиации на горизонтальную поверхность за пределами земной атмосферы  $\bar{H}_0$  (табл. 9.2):

$$\bar{K}_T = \bar{H} / \bar{H}_0.$$

Для уточненных расчетов геотермических установок используются часовые суммы прихода солнечной радиации для данной местности. Если такие данные отсутствуют, то часовой приход суммарной  $\bar{H}_h$  и диффузной  $\bar{H}_{hd}$  солнечной радиации может быть определен с использованием среднемесячных суточных приходов суммарной  $\bar{H}$  и диффузной  $\bar{H}_d$  солнечной радиации по следующим формулам [9.41]:

$$\bar{H}_h = \bar{H} \frac{\pi}{24} (a + b \cos h) \frac{\cos h - \cos h_s}{\sin h_s - \frac{2\pi h_s}{360} \cos h_s};$$

$$\bar{H}_{hd} = \bar{H}_d \left[ \frac{\pi}{24} \frac{\cos h - \cos h_s}{\sin h_s - \frac{2\pi h_s}{360} \cos h_s} \right],$$

где  $a = 0,409 + 0,5016 \sin(h_s - 60)$ ;  $b = 0,6609 - 0,4767 \sin(h_s - 60)$ ;  $h_s = \cos^{-1}(-\operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \delta)$ .

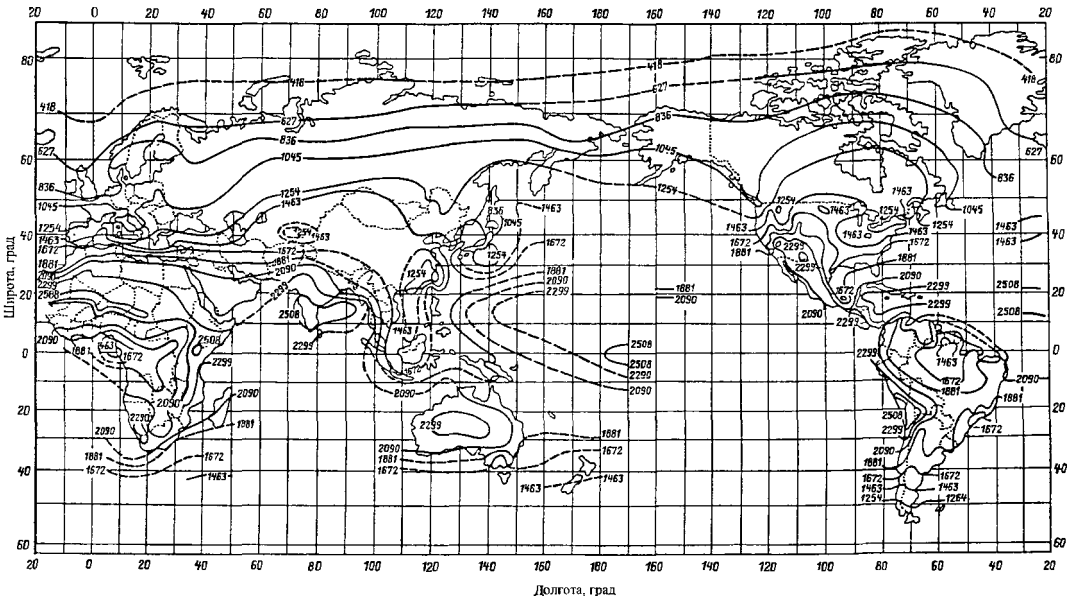


Рис. 9.3. Суточный приход солнечной радиации (прямой и рассеянной) на горизонтальную поверхность (цифры на кривых) в марте,  $\text{Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{сут})$

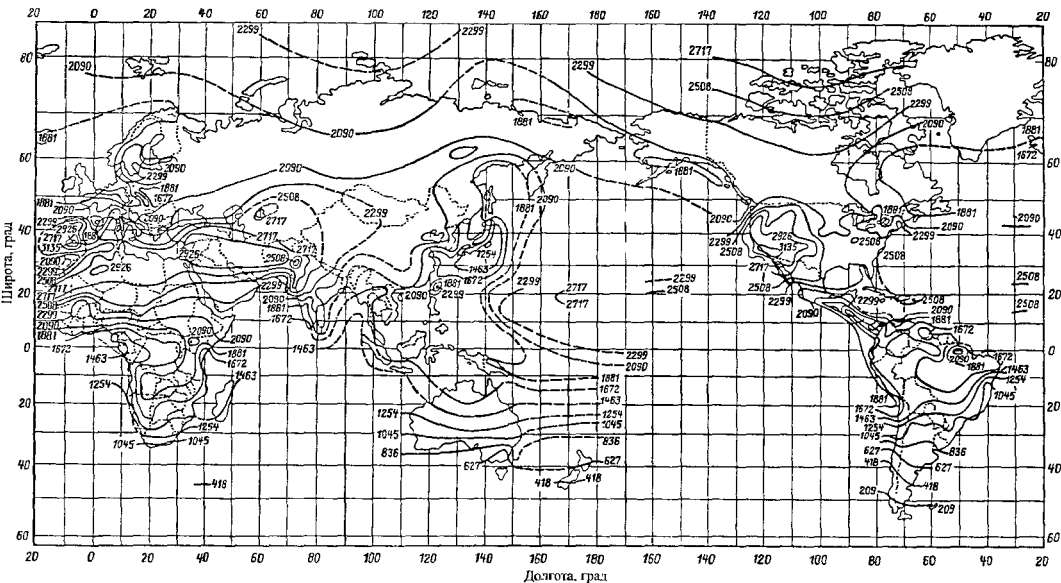


Рис. 9.4. Суточный приход солнечной радиации (прямой и рассеяной) на горизонтальную поверхность (цифры на кривых) в июне, Дж/(см<sup>2</sup> · сут)

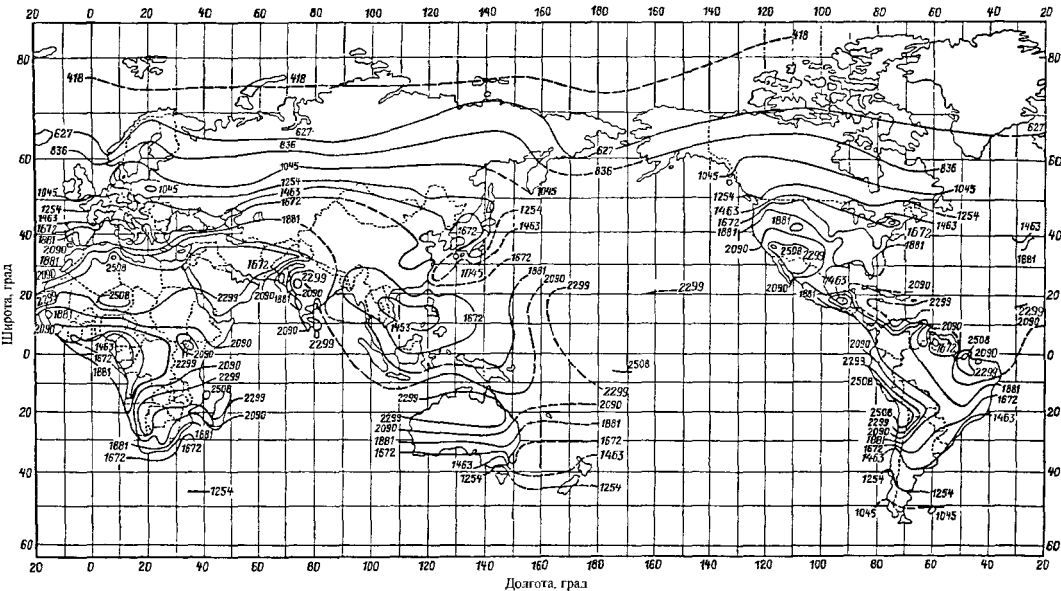


Рис. 9.5. Суточный приход солнечной радиации (прямой и рассеянной) на горизонтальную поверхность (цифры на кривых) в сентябре,  $\text{Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{сут})$



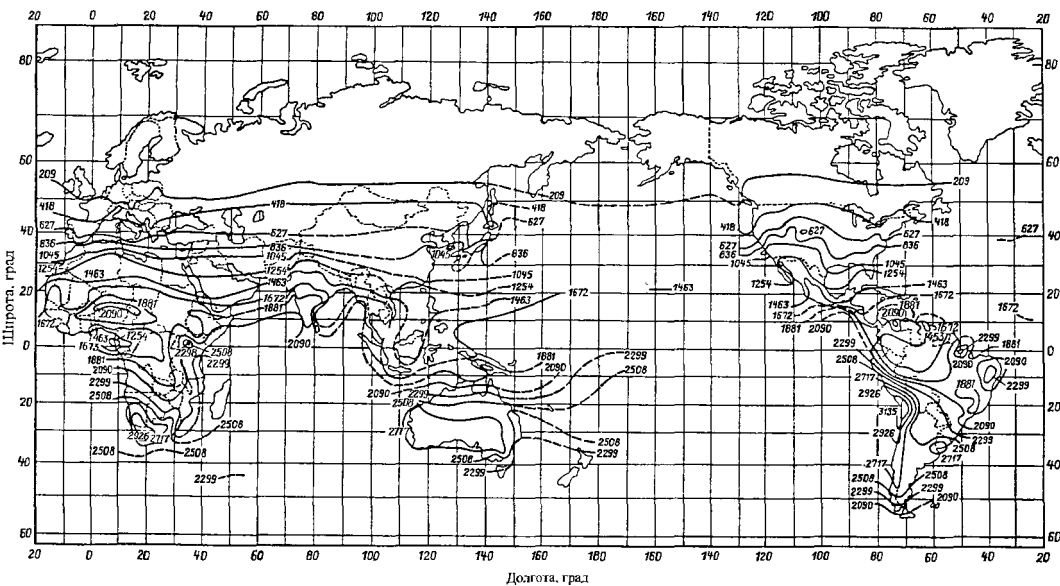


Рис. 9.6. Суточный приход солнечной радиации (прямой и рассеянной) на горизонтальную поверхность (цифры на кривых) в декабре,  $\text{Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{сут})$

Таблица 9.1. Среднемесячный коэффициент наклона суммарной солнечной радиации  $\bar{K}$  [6]

Широта, град	Месяцы											
	январь	февраль	март	апрель	май	июнь	июль	август	сентябрь	октябрь	ноябрь	декабрь
$\bar{K}_I = 0,3, s = \varphi + 15^\circ$												
25	1,09	1,06	1,03	1,09	0,98	0,98	0,98	0,99	1,02	1,05	1,08	1,09
30	1,15	1,10	1,05	1,01	0,98	0,97	0,97	0,99	1,03	1,08	1,13	1,16
35	1,23	1,15	1,07	1,01	0,97	0,96	0,96	1,00	1,05	1,12	1,20	1,25
40	1,34	1,22	1,11	1,02	0,97	0,95	0,96	1,00	1,07	1,18	1,30	1,38
45	1,51	1,31	1,15	1,03	0,97	0,94	0,95	1,00	1,10	1,25	1,45	1,58
50	1,77	1,44	1,21	1,05	0,97	0,93	0,95	1,01	1,14	1,35	1,67	1,91
55	2,24	1,65	1,29	1,07	0,96	0,93	0,94	1,02	1,19	1,50	2,04	2,53
$s = \varphi$												
25	1,17	1,11	1,04	0,97	0,93	0,91	0,92	0,95	1,01	1,08	1,16	1,19
30	1,24	1,15	1,05	0,97	0,92	0,90	0,91	0,95	1,02	1,11	1,21	1,27
35	1,33	1,20	1,08	0,97	0,91	0,89	0,90	0,95	1,03	1,16	1,29	1,38
40	1,46	1,27	1,11	0,98	0,90	0,87	0,89	0,94	1,05	1,21	1,41	1,53
45	1,65	1,37	1,15	0,99	0,90	0,86	0,88	0,94	1,08	1,29	1,51	1,76
50	1,96	1,52	1,21	1,00	0,89	0,85	0,87	0,95	1,11	1,40	1,82	2,14
55	2,51	1,75	1,29	1,01	0,89	0,84	0,86	0,95	1,16	1,56	2,25	2,88
$s = \varphi + 15^\circ$												
25	1,21	1,11	1,00	0,91	0,84	0,82	0,83	0,88	0,96	1,07	1,18	1,24
30	1,28	1,15	1,01	0,90	0,83	0,80	0,81	0,87	0,97	1,10	1,24	1,32
35	1,37	1,20	1,03	0,90	0,82	0,79	0,80	0,86	0,97	1,14	1,32	1,43
40	1,51	1,27	1,06	0,90	0,81	0,77	0,79	0,86	0,99	1,29	1,44	1,60
45	1,71	1,37	1,10	0,90	0,80	0,76	0,77	0,85	1,01	1,27	1,61	1,84
50	2,04	1,52	1,15	0,91	0,79	0,74	0,76	0,85	1,04	1,38	1,88	2,26
55	2,65	1,76	1,23	0,92	0,78	0,73	0,75	0,85	1,08	1,54	2,33	3,05
<i>Вертикальная поверхность</i>												
25	0,94	0,78	0,62	0,48	0,42	0,40	0,41	0,45	0,56	0,73	0,90	0,99
30	1,04	0,85	0,67	0,52	0,44	0,42	0,43	0,48	0,60	0,79	0,99	1,10
35	1,17	0,94	0,72	0,55	0,47	0,44	0,45	0,51	0,65	0,86	1,10	1,24
40	1,33	1,04	0,78	0,59	0,50	0,47	0,48	0,55	0,70	0,95	1,25	1,44
45	1,57	1,18	0,86	0,64	0,53	0,49	0,51	0,59	0,76	1,06	1,45	1,72
50	1,93	1,36	0,95	0,68	0,56	0,52	0,54	0,63	0,82	1,20	1,75	2,17
55	2,55	1,62	1,06	0,74	0,60	0,55	0,57	0,67	0,91	1,40	2,24	3,00
$\bar{K}_T = 0,4, s = \varphi - 15^\circ$												
25	1,11	1,08	1,04	1,01	0,98	0,97	0,98	1,00	1,03	1,07	1,10	1,13
30	1,20	1,13	1,07	1,01	0,98	0,96	0,97	1,00	1,05	1,11	1,18	1,22
35	1,31	1,20	1,11	1,03	0,97	0,95	0,96	1,00	1,07	1,17	1,28	1,34
40	1,46	1,30	1,15	1,04	0,97	0,94	0,96	1,01	1,10	1,25	1,41	1,52
45	1,69	1,43	1,21	1,06	0,97	0,94	0,95	1,02	1,15	1,35	1,61	1,79
50	2,04	1,61	1,30	1,09	0,98	0,94	0,95	1,04	1,20	1,49	1,90	2,22
55	2,68	1,89	1,41	1,12	0,98	0,93	0,95	1,06	1,28	1,70	2,41	3,06
$s = \varphi$												
25	1,24	1,15	1,06	0,98	0,92	0,90	0,91	0,95	1,03	1,12	1,22	1,27
30	1,34	1,21	1,09	0,98	0,91	0,88	0,90	0,95	1,04	1,17	1,30	1,38
35	1,46	1,29	1,13	0,99	0,91	0,87	0,89	0,95	1,07	1,23	1,41	1,52
40	1,64	1,39	1,17	1,00	0,90	0,86	0,88	0,96	1,10	1,31	1,57	1,73
45	1,90	1,53	1,23	1,02	0,90	0,86	0,88	0,96	1,14	1,42	1,79	2,04
50	2,34	1,74	1,32	1,04	0,90	0,85	0,87	0,98	1,19	1,58	2,13	2,56
55	3,05	2,04	1,43	1,07	0,90	0,84	0,87	0,99	1,27	1,80	2,71	3,54

Продолжение табл. 9.1

Широ- та, град	Месяцы											
	январь	февраль	март	апрель	май	июнь	июль	август	сентябрь	октябрь	ноябрь	декабрь

$$s = \varphi + 15^\circ$$

25	1,31	1,17	1,03	0,91	0,82	0,79	0,80	0,87	0,98	1,12	1,27	1,35
30	1,41	1,23	1,06	0,91	0,81	0,77	0,79	0,86	0,99	1,17	1,36	1,46
35	1,54	1,31	1,09	0,91	0,80	0,76	0,78	0,86	1,01	1,23	1,47	1,62
40	1,73	1,41	1,13	0,92	0,80	0,75	0,77	0,86	1,04	1,31	1,64	1,84
45	2,01	1,56	1,19	0,93	0,79	0,74	0,76	0,87	1,08	1,42	1,87	2,18
50	2,45	1,77	1,27	0,95	0,79	0,73	0,76	0,88	1,13	1,58	2,24	2,74
55	3,24	2,09	1,39	0,98	0,79	0,72	0,75	0,89	1,19	1,81	2,85	3,80

Вертикальная поверхность

25	1,05	0,84	0,63	0,44	0,36	0,34	0,35	0,40	0,54	0,77	0,99	1,12
30	1,18	0,94	0,69	0,49	0,39	0,36	0,37	0,44	0,60	0,85	1,11	1,26
35	1,35	1,05	0,76	0,54	0,43	0,39	0,41	0,49	0,66	0,95	1,26	1,45
40	1,57	1,18	0,84	0,59	0,47	0,42	0,44	0,53	0,73	1,06	1,46	1,71
45	1,88	1,36	0,94	0,65	0,51	0,46	0,48	0,58	0,81	1,21	1,73	2,08
50	2,36	1,60	1,06	0,71	0,55	0,50	0,52	0,63	0,90	1,40	2,12	2,68
55	3,18	1,95	1,21	0,78	0,60	0,54	0,56	0,69	1,00	1,66	2,76	3,78

$$\bar{K}_\gamma = 0,5, s = \varphi - 15^\circ$$

25	1,14	1,09	1,05	1,01	0,98	0,97	0,97	1,00	1,03	1,08	1,12	1,15
30	1,23	1,16	1,08	1,02	0,97	0,96	0,96	1,00	1,06	1,13	1,21	1,26
35	1,37	1,24	1,13	1,03	0,97	0,95	0,96	1,01	1,09	1,20	1,33	1,41
40	1,55	1,36	1,19	1,05	0,97	0,94	0,96	1,02	1,13	1,30	1,49	1,62
45	1,82	1,51	1,26	1,08	0,98	0,94	0,96	1,03	1,18	1,42	1,72	1,93
50	2,24	1,73	1,36	1,12	0,99	0,94	0,96	1,06	1,25	1,59	2,08	2,45
55	2,99	2,06	1,50	1,16	1,00	0,94	0,96	1,08	1,34	1,83	2,67	3,44

$$s = \varphi$$

25	1,29	1,19	1,08	0,98	0,91	0,88	0,90	0,95	1,04	1,15	1,26	1,32
30	1,40	1,26	1,11	0,99	0,91	0,87	0,89	0,95	1,06	1,21	1,36	1,45
35	1,56	1,35	1,16	1,00	0,90	0,86	0,88	0,96	1,09	1,28	1,50	1,63
40	1,77	1,48	1,22	1,02	0,90	0,86	0,88	0,97	1,13	1,38	1,68	1,87
45	2,08	1,65	1,30	1,04	0,90	0,85	0,87	0,98	1,18	1,52	1,95	2,25
50	2,57	1,89	1,40	1,08	0,91	0,85	0,87	1,00	1,25	1,70	2,36	2,86
55	3,44	2,26	1,54	1,12	0,92	0,85	0,88	1,02	1,34	1,97	2,04	4,02

$$s = \varphi + 15^\circ$$

25	1,38	1,22	1,05	0,91	0,81	0,77	0,79	0,86	0,99	1,16	1,33	1,43
30	1,50	1,29	1,09	0,91	0,80	0,76	0,78	0,86	1,01	1,22	1,44	1,57
35	1,66	1,39	1,13	0,92	0,80	0,75	0,77	0,86	1,04	1,30	1,58	1,75
40	1,89	1,52	1,19	0,94	0,79	0,74	0,76	0,87	1,08	1,40	1,78	2,02
45	2,22	1,69	1,26	0,96	0,79	0,73	0,76	0,88	1,12	1,53	2,06	2,43
50	2,75	1,94	1,36	0,98	0,79	0,73	0,76	0,89	1,19	1,72	2,49	3,09
55	3,68	2,32	1,50	1,02	1,80	0,72	0,75	0,91	1,27	1,99	3,22	4,34

Вертикальная поверхность

25	1,38	1,22	1,05	0,91	0,81	0,77	0,79	0,86	0,99	1,16	1,33	1,43
30	1,50	1,29	1,09	0,91	0,80	0,76	0,78	0,86	1,01	1,22	1,44	1,57
35	1,66	1,39	1,13	0,92	0,80	0,75	0,77	0,86	1,04	1,30	1,58	1,75
40	1,89	1,52	1,19	0,94	0,79	0,74	0,76	0,87	1,08	1,40	1,78	2,02
45	2,22	1,69	1,26	0,96	0,79	0,73	0,76	0,88	1,12	1,53	2,06	2,43
50	2,67	1,78	1,14	0,73	0,54	0,48	0,51	1,64	0,95	1,54	2,39	3,04
55	3,64	2,19	1,32	0,81	0,60	0,53	0,56	1,71	1,08	1,84	3,15	4,34

Окончание табл. 9.1

Широта, град	Месяцы											
	январь	февраль	март	апрель	май	июнь	июль	август	сентябрь	октябрь	ноябрь	декабрь
$\bar{K}_r = 0,6, s = \varphi - 15^\circ$												
25	1,15	1,11	1,06	1,01	0,98	0,96	0,97	1,00	1,04	1,09	1,14	1,17
30	1,27	1,18	1,10	1,02	0,97	0,95	0,96	1,00	1,07	1,15	1,24	1,29
35	1,41	1,28	1,15	1,04	0,97	0,94	0,96	1,01	1,10	1,23	1,38	1,46
40	1,62	1,41	1,21	1,07	0,98	0,94	0,95	1,02	1,15	1,34	1,56	1,70
45	1,92	1,58	1,30	1,10	0,98	0,94	0,96	1,04	1,21	1,48	1,82	2,05
50	2,40	1,83	1,41	1,14	0,99	0,94	0,96	1,07	1,29	1,67	2,22	2,64
55	3,24	2,20	1,57	1,19	1,01	0,94	0,97	1,10	1,39	1,95	2,89	3,75
$v = \varphi$												
25	1,33	1,21	1,09	0,98	0,91	0,87	0,89	0,95	1,05	1,17	1,30	1,37
30	1,46	1,30	1,13	0,99	0,90	0,86	0,88	0,95	1,08	1,24	1,42	1,51
35	1,64	1,40	1,19	1,01	0,90	0,85	0,87	0,96	1,11	1,33	1,57	1,71
40	1,88	1,55	1,26	1,03	0,90	0,85	0,87	0,97	1,16	1,44	1,78	1,99
45	2,23	1,74	1,35	1,06	0,91	0,85	0,87	0,99	1,22	1,59	2,08	2,41
50	2,78	2,02	1,47	1,10	0,92	0,85	0,88	1,02	1,30	1,81	2,54	3,10
55	3,76	2,43	1,63	1,15	0,93	0,85	0,88	1,05	1,41	2,11	3,31	4,41
$s = \varphi + 15$												
25	1,43	1,26	1,07	0,91	0,80	0,75	0,77	0,86	1,00	1,19	1,39	1,49
30	1,57	1,34	1,11	0,92	0,79	0,74	0,76	0,86	1,03	1,26	1,51	1,65
35	1,76	1,45	1,16	0,93	0,79	0,73	0,76	0,86	1,06	1,35	1,67	1,86
40	2,02	1,60	1,23	0,95	0,79	0,73	0,75	0,87	1,11	1,47	1,90	2,17
45	2,40	1,80	1,32	0,98	0,79	0,72	0,75	0,89	1,16	1,62	2,22	2,63
50	2,99	2,09	1,44	1,01	0,80	0,72	0,75	0,91	1,24	1,84	2,71	3,37
55	4,04	2,52	1,59	1,05	0,81	0,72	0,76	0,93	1,34	2,15	3,52	4,78
<i>Вертикальная поверхность</i>												
25	1,20	0,92	0,63	0,39	0,28	0,25	0,26	0,34	0,53	0,82	1,12	1,28
30	1,37	1,04	0,72	0,46	0,32	0,28	0,30	0,39	0,60	0,93	1,28	1,48
35	1,59	1,19	0,81	0,52	0,37	0,32	0,34	0,45	0,68	1,06	1,48	1,73
40	1,88	1,37	0,92	0,59	0,42	0,37	0,39	0,51	0,77	1,21	1,73	2,07
45	2,30	1,61	1,05	0,66	0,48	0,42	0,44	0,58	0,87	1,40	2,09	2,56
50	2,93	1,93	1,21	0,75	0,54	0,47	0,50	0,65	0,99	1,65	2,61	3,34
55	4,01	2,39	1,41	0,84	0,60	0,52	0,55	0,72	1,13	2,00	3,46	4,80

Таблица 9.2 Среднемесячный дневной приход солнечной радиации на горизонтальную поверхность за пределами земной атмосферы, МДж/м<sup>2</sup> [41]

Широта, град	Месяцы											
	январь	февраль	март	апрель	май	июнь	июль	август	сентябрь	октябрь	ноябрь	декабрь
25	23,9	28,2	33,0	37,1	39,4	40,1	39,6	37,9	34,4	29,5	24,9	22,7
30	21,1	25,7	31,3	36,5	39,6	40,7	40,1	37,6	33,1	27,3	22,1	19,7
35	18,8	23,1	29,3	35,5	39,6	41,2	40,3	37,0	31,5	24,9	19,2	16,7
40	15,1	20,3	27,2	34,3	39,3	41,4	40,3	36,2	29,7	22,3	16,3	13,6
45	12,0	17,5	24,8	32,8	38,8	41,3	40,0	35,1	27,7	19,6	13,3	10,6
50	9,0	14,5	22,3	31,2	38,1	41,2	39,6	33,8	25,4	16,7	10,3	7,6
55	6,1	11,5	19,5	29,3	37,2	40,9	39,1	32,4	23,0	13,8	7,3	4,8

### 9.2.2. СОЛНЕЧНЫЕ КОЛЛЕКТОРЫ

Плоский солнечный коллектор представляет собой теплообменник, предназначенный для нагрева жидкости или газа за счет энергии излучения Солнца. Область применения солнечных коллекторов — системы отопления жилых и производственных зданий, системы кондиционирования, горячего водоснабжения, а также энергетические установки с низкотемпературным рабочим телом, работающие обычно по циклу Ренкина (см. разд. 2 данной книги).

Основные элементы плоского солнечного коллектора показаны на рис 9.7. Эффективность коллектора определяется его оптическим и тепловым КПД

Оптический КПД  $\eta_0$  показывает, какая часть солнечной радиации, достигшей поверхности остекления коллектора, оказывается поглощенной абсорбирующей черной поверхностью, и учитывает потери энергии, связанные с отличием от единицы коэффициента пропускания стекла и коэффициента поглощения абсорбирующей поверхности. Для коллектора с однослойным остеклением

$$\eta_0 = (\tau\alpha)_n,$$

где  $(\tau\alpha)_n$  — произведение коэффициента пропускания  $\tau$  стекла на коэффициент поглощения  $\alpha$  абсорбирующей излучение поверхности при нормальном падении солнечных лучей

В том случае если угол падения лучей отличается от прямого, вводится поправочный коэффициент  $K$ , учитывающий увеличение потерь на отражение от стекла и поверхности, поглощающей солнечную радиацию. На рис. 9.8 приведены графики  $K = f(1/\cos\theta - 1)$  для коллекторов с однослойным и двухслойным остеклением [38]. Оптический КПД с учетом угла падения лучей, отличного от прямого,

$$\eta_0 = K(\tau\alpha)_n$$

Кроме этих потерь в коллекторе любой конструкции присутствуют потери теплоты в окружающую

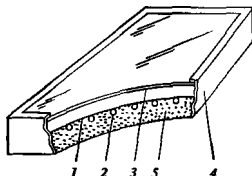


Рис. 9.7. Плоский солнечный коллектор

1 — поверхность, поглощающая солнечную радиацию, 2 — трубки с теплоносителем, 3 — стекло; 4 — корпус, 5 — тепловая изоляция

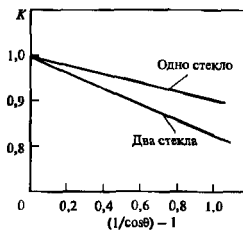


Рис. 9.8. Поправочный коэффициент, учитывающий отражение солнечных лучей от поверхности стекла и черной абсорбирующей поверхности

щую среду  $Q_{\text{пот}}$ , которые учитываются тепловым КПД, который равен отношению количества полезной теплоты  $Q_{\text{пол}}$ , отведенной от коллектора за определенное время, к количеству энергии излучения, поступающей к нему от Солнца за то же время

$$\eta = Q_{\text{пол}} / (I\Omega),$$

где  $\Omega$  — площадь апертуры коллектора;  $I$  — плотность потока солнечной радиации.

Оптический и тепловой КПД коллектора связаны отношением

$$\eta = \eta_0 - \frac{Q_{\text{пот}}}{I\Omega}. \quad (9.2)$$

Тепловые потери  $Q_{\text{пот}}$  характеризуются полным коэффициентом потерь

$$U = \frac{Q_{\text{пот}}}{\Omega(T_a - T_o)}, \quad (9.3)$$

где  $T_a$  — температура черной поверхности, абсорбирующей солнечную радиацию;  $T_o$  — температура окружающей среды.

Величина  $U$  с достаточной для расчетов точностью может считаться постоянной. В этом случае подстановка  $Q_{\text{пот}}$  из формулы (9.3) в (9.2) приводит к уравнению

$$\eta = \eta_0 - \frac{U(T_a - T_o)}{I}.$$

Тепловой КПД коллектора может быть записан также через среднюю температуру протекающего через него теплоносителя

$$\eta = F' \left( \eta_0 - U \frac{T_i - T_o}{I} \right). \quad (9.4)$$

где  $T_i = (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}}) / 2$  — средняя температура теплоносителя;  $F'$  — параметр, обычно называемый «эффективностью коллектора» и характеризующий эффективность переноса теплоты от поверхно-

сти, поглощающей солнечную радиацию, к теплоносителю, он зависит от конструкции коллектора и почти не зависит от других факторов; типичные значения параметра  $F' \cdot 0,8-0,9$  — для плоских воздушных коллекторов;  $0,9-0,95$  — для плоских жидкостных коллекторов;  $0,95-1,0$  — для вакуумных коллекторов

В ряде случаев удобнее (в практическом отношении) выразить тепловой КПД коллектора через температуру теплоносителя на входе  $T_{вх}$ .

$$\eta = F_R \left( \eta_0 - U \frac{T_{вх} - T_0}{I} \right). \quad (9.5)$$

В этом случае замена  $T_i$  в формуле (9.4) на  $T_{вх}$  учитывается коэффициентом  $F_R$ , который называется коэффициентом отвода теплоты. В общем виде формула для теплового КПД коллектора может быть записана в виде

$$\eta = F \left( \eta_0 - U \frac{T - T_0}{I} \right), \quad (9.6)$$

$$\text{где } F = \begin{cases} 1, & \text{если } T = T_a, \\ F', & \text{если } T = T_i, \\ F_R, & \text{если } T = T_{вх} \end{cases}$$

На графике  $\eta = f[(T - T_0)/I]$  прямая, соответствующая уравнению (9.6), при  $T = T_0$  отсекает на оси ординат отрезок  $F \eta_0 = F(\tau\alpha)_n$  и имеет наклон, соответствующий  $FU$  (рис. 9.9).

Величины  $F(\tau\alpha)_n$  и  $FU$  используются при определении характеристик систем солнечного теплоснабжения и в принципе могут быть рассчитаны теоретически. Однако чаще всего эти величины определяют на основании стандартных испытаний коллекторов и построения зависимостей, аналогичных приведенной на рис. 9.9

При некотором значении температуры  $T$  теплового КПД коллектора оказывается равным нулю. Эта температура является предельно достижимой для данного типа коллектора.

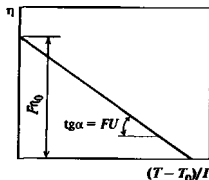


Рис. 9.9. Температурная зависимость теплового КПД солнечного коллектора

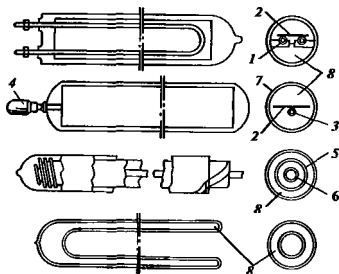


Рис. 9.10. Типы вакуумных коллекторов

1 — трубка с теплоносителем, 2 — пластина с селективным покрытием, поглощающая солнечное излучение; 3 — тепловая труба, 4 — теплосъемный элемент; 5 — стеклянная трубка с селективным покрытием; 6 — внутренняя трубка для подачи теплоносителя, 7 — наружный стеклянный баллон; 8 — вакуум

Полезное количество теплоты, отводимой от коллектора, рассчитывается по формуле

$$Q_{пол} = \Omega F_R U (\eta_0 - U (T_{вх} - T_0)).$$

Плоские солнечные коллекторы используют обычно в системах, где уровень нагрева теплоносителя не превышает  $80^\circ\text{C}$ . В том случае, когда необходим нагрев до более высоких температур, используют вакуумные коллекторы. В вакуумном коллекторе объем, в котором находится черная поверхность, поглощающая солнечную радиацию, отделен от окружающей среды вакуумированным пространством, что позволяет значительно уменьшить потери теплоты в окружающую среду за счет теплопроводности и конвекции. Потери на излучение в значительной степени подавляются путем применения селективного покрытия. Так как полный коэффициент потерь в вакуумном коллекторе мал, теплоноситель в нем можно нагреть до более высоких температур ( $120-150^\circ\text{C}$ ), чем в плоском коллекторе. На рис. 9.10 показаны примеры конструктивного выполнения вакуумных коллекторов

### 9.2.3. СЕЛЕКТИВНЫЕ ПОКРЫТИЯ

Эффективность работы гелиоэнергетических установок во многом зависит от оптических свойств поверхности, поглощающей солнечную радиацию. Для сведения к минимуму потерь энергии необходимо, чтобы в видимой и в ближней инфракрасной области солнечного спектра коэффициент поглощения этой поверхности был как можно ближе к единице, а в области длин волн собственного теплового излучения поверхности к единице

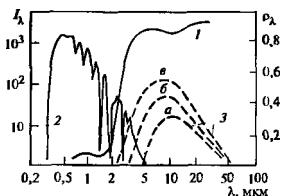


Рис. 9.11. Коэффициент отражения  $\rho_{\lambda}$  селективной поверхности и спектров излучения  $I_{\lambda}$  Солнца и абсолютно черного тела

1 — коэффициент отражения селективной поверхности «черный хром»; 2 — спектр излучения Солнца при  $m = 2$ ; 3 — спектр излучения абсолютно черного тела при температурах: 30 (а), 40 (б) и 100 °С (в)

нице должен стремиться коэффициент отражения. Таким образом, поверхность должна обладать селективными свойствами — хорошо поглощать коротковолновое излучение и хорошо отражать длинноволновое.

На рис 9.11 показаны спектры излучения Солнца и абсолютно черного тела в сравнении со спектром отражения селективного покрытия «черный хром».

По избирательности оптических свойств различают четыре группы селективных покрытий: 1) собственные; 2) двухслойные, у которых верхний слой обладает большим коэффициентом поглощения в видимой области спектра и малым в ИК-области (инфракрасной), а нижний слой — высоким коэффициентом отражения в ИК-области; 3) с микрорельефом, обеспечивающим требуемый эффект; 4) интерференционные. Собственной избирательностью оптических свойств обладает небольшое число известных материалов, например W,  $\text{Cu}_2\text{S}$ , HfC.

Наибольшее распространение получили двухслойные селективные покрытия. На поверхность, которой необходимо придать селективные свойства, наносится слой с большим коэффициентом отражения в длинноволновой области спектра, например медь, никель молибден, серебро, алюминий. Поверх этого слоя наносится слой, прозрачный для излучения в длинноволновой области спектра, но имеющий высокий коэффициент поглощения в видимой и ближней ИК-области спектра. Такими свойствами обладают многие оксиды. Простейший пример получения двухслойной селективной поверхности — окисление поверхности металла. Двухслойная селективная поверхность возможна также в «обратном» варианте. Когда названные выше слои располагаются в обратном порядке, т.е. слой, отражающий длинноволновое излучение,

сверху, а слой, поглощающий видимую и ближнюю ИК-области спектра, снизу, то верхний слой для видимой части спектра должен быть прозрачен (например,  $\text{SnO}_2$ ,  $\text{In}_2\text{O}_3$ ).

Селективность поверхности может быть обеспечена за счет чисто геометрических факторов: неровности поверхности должны быть больше длины волны света в видимой и ближней ИК-области спектра и меньше длины волны, соответствующей собственному тепловому излучению поверхности. Такая поверхность для первой из указанных областей спектра будет черной, а для второй — зеркальной. Селективными свойствами обладают поверхности с дендритной или пористой структурой при соответствующих размерах дендритных игл или пор.

Интерференционные селективные поверхности образованы несколькими перемежающимися слоями металла и диэлектрика, в которых коротковолновое излучение гасится за счет интерференции, а длинноволновое — свободно отражается.

В табл. 9.3 приведены состав и свойства некоторых селективных поверхностей.

Таблица 9.3. Селективные покрытия

Материал покрытия/ подложка	Коэффициент поглощения $\alpha$ (температура, °С)	Коэффициент излучения $\gamma$ (температура, °С)
Ge	0,61 (240)	0,54 (240)
Ge + $\text{SiO}_{\text{пн}}$ / Al	0,74 (100)	0,01 (100)
Ge + $\text{SiO}_{\text{пн}}$ / Ni	0,84 (100)	0,04 (100)
Ge + $\text{SiO}_{\text{пн}}$ / Cr	0,90 (100)	0,11 (100)
Si + $\text{SiO}_{\text{пн}}$ / Ag	0,80 (100)	0,05 (100)
$\text{SiO}_2$ + Ni / Ni	0,92 (100)	0,07 (100)
$\text{SiO}_2$ + MgO + Ni / Ni	0,90 (100)	0,05
$\text{SiO}_2$ + Al + $\text{SiO}_2$	0,95	0,05
SiO / Cr / SiO (многодельная структура)	0,88	0,10
HfC	0,65 (100)	0,10 (100)
$\text{MoO}_3$ / легированный Mo	0,95	0,10
PbS	0,98 (240)	0,2 (240)
PbS + $\text{SiO}_{\text{пн}}$ / Al	0,78 (100)	0,02 (100)
PbS + $\text{SiO}_{\text{пн}}$ / Ni	0,86 (100)	0,04 (100)
PbS + $\text{SiO}_{\text{пн}}$ / Cr	0,93 (100)	0,12 (100)
$\text{CuO}_x$ / Cu (черная медь)	0,91 (100)	0,16 (100)
$\text{Cr}_2\text{O}_3$ + Co	0,90 (800)	0,5 (800)
Cr ( $\text{CrO}_x$ )	0,80 (250)	0,15 (250)

Окончание табл. 9.3

Материал покрытия/ подложка	Коэффициент поглощения $\alpha$ (температура, °C)	Коэффициент излучения $\gamma$ (температура, °C)
Cr + CrO <sub>x</sub> / SiO <sub>2</sub>	0,92 (120)	0,08 (120)
CrO <sub>x</sub> + Cr / Ni (черный хром)	0,90	0,5
CrO <sub>x</sub> + Cr / нержавеющая сталь (черный хром)	0,93	0,3
CO <sub>x</sub> (черный кобальт)	0,93 (260)	0,24 (260)
CO <sub>x</sub> / Ni (черный кобальт)	0,95 (100)	0,1 (100)
Co <sub>3</sub> O <sub>4</sub> (черный кобальт)	0,90 (140)	0,3 (140)
W (дендриты)	0,95	0,03
Ni (дендриты)	0,95 (100)	0,3 (100)
Ni S + ZnS (черный никель)	0,96 (100)	0,07 (100)
Ni C <sub>x</sub>	0,80 (150)	0,03 (150)
TiN <sub>x</sub>	0,84 (127)	0,02 (127)
ZrN <sub>x</sub>	0,86 (127)	0,02 (127)
ZrC <sub>x</sub>	0,81—0,90 (127)	0,04 (127)
ZrC <sub>x</sub> N <sub>y</sub>	0,88 (127)	0,03 (127)
CrC <sub>x</sub> N <sub>y</sub>	0,90 (127)	0,05 (127) 0,08 (327)
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + ZrC <sub>x</sub> N <sub>y</sub> / Ag	0,91 (325)	0,05 (325)
FeC <sub>x</sub>	0,80 (150)	0,02 (150)
Al (Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> )	0,8—0,9 (100)	0,35 (100)
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + Cu	0,90	0,045
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + Cr	0,90	0,10
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + Mo	0,90	0,10
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> + Mo + Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> / Mo	0,94	0,08

Примечание п.п — просветляющее покрытие, уменьшающее потери на отражение в видимой области спектра.

## 9.2.4. СИСТЕМЫ СОЛНЕЧНОГО ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ

Нагретый в коллекторе теплоноситель может быть использован в системах отопления, горячего водоснабжения и для технических нужд (рис. 9.12). Схема рис. 9.12, а работает по принципу термосифона. Бак с водой в этом случае располагается выше коллектора. Нагретая вода поступает в верхнюю часть бака, а ее место занимает холодная вода из его нижней части. Системы горячего водоснабжения с использованием термосифонного эффекта достаточно простые (нет насоса и системы регулирования) и получили широкое распространение.

В схеме на рис. 9.12, б предусмотрена принудительная циркуляция воды в контуре с помощью насоса. Насос включается автоматически, как только разность температур в верхней части коллектора и в нижней части бака достигает заданного значения. Бак в этой схеме может располагаться ниже коллекторов.

Если система рассчитана на работу в условиях отрицательных температур, используют двухконтурную схему с антифризом в первом контуре. Передача теплоты от антифриза к воде может осуществляться либо в баке-аккумуляторе (рис. 9.12, в), либо в отдельном промежуточном теплообменнике (рис. 9.12, з). На рис. 9.12, б приведен пример двухконтурной схемы солнечного отопления и горячего водоснабжения.

Как правило, в системах солнечного теплоснабжения предусматривается вспомогательный источник теплоты (электрический или топливный), который либо встраивается в аккумуляторный бак, либо устанавливается на линии, идущей к нагрузке.

В принципе система теплоснабжения может быть спроектирована таким образом, чтобы полностью удовлетворять потребность в теплоте за счет солнечной радиации. Однако экономически такой вариант, как правило, оказывается неоправданным, так как в летний период дорогостоящее теплооборудование оказывается сильно недогруженным.

На основе детального математического моделирования установлена корреляция между долгосрочными характеристиками системы теплоснабжения дома и безразмерными комплексами  $X$  и  $Y$ . Эта корреляция положена в основу так называемого  $f$ -метода расчета, позволяющего оценить долю  $f$  общей месячной тепловой нагрузки, включающей отопление и горячее водоснабжение, которую целесообразно возложить на солнечную систему теплоснабжения.

Безразмерные комплексы  $X$  и  $Y$  определяются по формулам:

$$X = F_R U \frac{F'_R}{F_R} (100 - \bar{i}_0) \Delta t \frac{\Omega}{Q_{\text{мес}}^{\text{пол}}},$$

$$Y = F_R (\tau \alpha_n) \frac{F'_R}{F_R} \frac{(\bar{\tau \alpha})}{(\tau \alpha)_n} \bar{H}_t N \frac{\Omega}{Q_{\text{мес}}^{\text{пол}}},$$

где  $\Delta t$  — число секунд в месяце;  $\bar{i}_0$  — среднемесячная температура окружающей среды;  $U$  — полный коэффициент тепловых потерь коллектора,  $Q_{\text{мес}}^{\text{пол}}$  — полная месячная тепловая нагрузка ото-



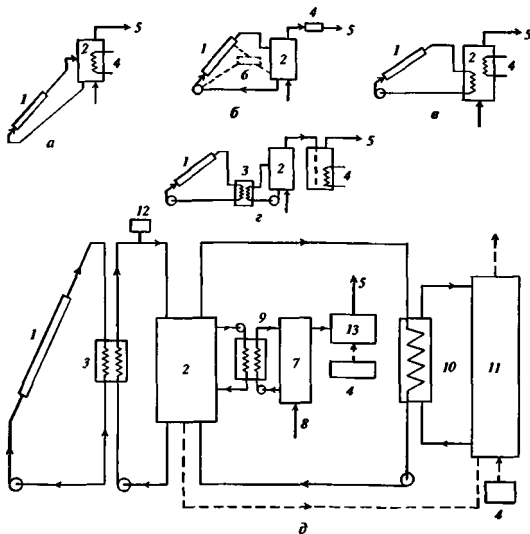


Рис. 9.12. Тепловые схемы солнечного теплоснабжения

1 — коллектор, 2 — бак-аккумулятор; 3 — промежуточный теплообменник; 4 — дублирующий источник теплоты; 5 — горячая вода к потребителю, 6 — система автоматического регулирования, 7 — бак предварительного нагрева воды; 8 — холодная вода; 9 — промежуточный теплообменник системы горячего водоснабжения; 10 — теплообменник нагрузки, 11 — обогреваемое помещение, 12 — предохранительный клапан; 13 — бак горячей воды системы горячего водоснабжения

пления и горячего водоснабжения,  $\Omega$  — площадь апертуры коллектора,  $\bar{H}_t$  — среднемесячный суточный приход суммарной солнечной радиации на наклонную поверхность коллектора;  $N$  — число дней в месяце. Значения  $F_R U$  и  $F_R (\tau\alpha)_n$  определяются по результатам стандартных испытаний коллектора, а отношение

$$\frac{F_R'}{F_R} = \left\{ 1 + \frac{\Omega R_R U}{(mC_p)_c} \left[ \frac{(mC_p)_c}{(mC_p)_{\min}} \varepsilon - 1 \right] \right\},$$

где  $(mC_p)_c$  — произведение расхода теплоносителя в контуре коллектора на теплоемкость этого теплоносителя (антифриз),  $(mC_p)_{\min}$  — меньшее из двух произведений:  $mC_p$  в коллекторном контуре (антифриз) и аккумуляторном контуре (вода),  $\varepsilon$  — эффективность промежуточного теплообменника

Отношение  $F_R'/F_R$  показывает долю уменьшения полезной теплоты, отводимой из коллекторного контура за счет наличия в тепловой схеме промежуточного теплообменника (см. рис. 9.12, д).

Зависимость между  $f$  и  $X$ . Уд для системы с жидкостным теплоносителем описывается уравнением  $f = 1,029 Y - 0,065 X - 0,245 Y^2 + 0,0018 X^2 + 0,0215 Y^3$ , справедливым для  $0 < X < 18$  и  $0 < Y < 3$

Вместимость водяных аккумуляторов в системах отопления с жидкостным теплоносителем составляет обычно от 50 до 100 л в расчете на  $1 \text{ м}^2$  площади коллектора В  $f$ -методе вместимость аккумулятора соответствует стандартному значению 75 л воды на  $1 \text{ м}^2$  коллектора. Если из каких-либо соображений в системе выбирается другая вместимость теплового аккумулятора (например, в пределах 50—200 л на  $1 \text{ м}^2$  площади коллектора),

то процедура расчета остается прежней, но безразмерный параметр  $X$  умножается на корректирующий множитель:

$$X_c = X \left( \frac{\text{Реальная вместимость}}{\text{Стандартная вместимость}} \right)^{-0,25}$$

Количество теплоты, получаемой от Солнца системой отопления и горячего водоснабжения за месяц, равно:

$$Q_{\text{мес}} = \int L_{\text{мес}},$$

где  $L_{\text{мес}}$  — полная месячная тепловая нагрузка дома.

Количество теплоты, получаемой от Солнца системой отопления и горячего водоснабжения за год

$$Q_{\text{год}} = \Sigma \int L_{\text{мес}}.$$

Годовая доля полной тепловой нагрузки, покрываемая за счет энергии излучения Солнца,

$$F_{\text{год}} = \Sigma \int L_{\text{мес}} / \Sigma L_{\text{мес}}.$$

### 9.2.5 СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ

Для преобразования солнечной радиации в электроэнергию в промышленных масштабах нашла применение концепция солнечной электростанции (СЭС) с центральным приемником. Принцип работы такой электростанции состоит в следующем. Солнечная радиация отражается многочисленными зеркалами на центральный приемник, расположенный на вершине башни. В центральном приемнике рабочее тело нагревается до заданных параметров и направляется либо непосредственно в турбину (в одноконтурных схемах), либо в промежуточный теплообменник-парогенератор (в двухконтурных схемах). Дальнейшее преобразование теплоты в электроэнергию не отличается от традиционно принятого на тепловых электростанциях.

Устройство, состоящее из системы зеркал, закрепленных на общей опорной конструкции, и имеющее систему слежения за Солнцем, которая обеспечивает постоянное отражение солнечных лучей на центральный приемник, называется гелиостатом (рис. 9.13). Совокупность гелиостатов, расположенных вокруг центрального приемника или занимающего сектор к северу от него, образует гелиостатное поле.

Центральные приемники, применяющиеся на действующих СЭС, подразделяются на приемники внешнего облучения (рис. 9.14), у которых теплопринимающие панели расположены по наружной цилиндрической поверхности, и приемники полост-

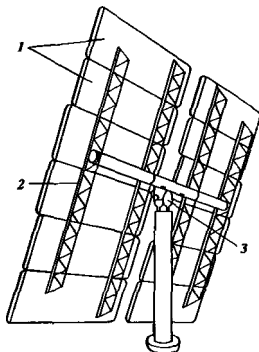
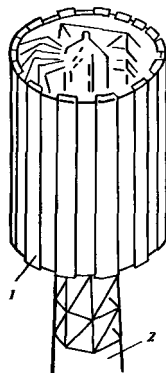


Рис. 9.13. Гелиостат

1 — зеркала; 2 — опорная конструкция; 3 — система поворота

Рис. 9.14. Центральный приемник внешнего облучения

1 — теплопринимающие панели; 2 — башня



ного типа (рис. 9.15), отличающиеся более сложной конструкцией и более высоким КПД (до 90 %)

Для обеспечения работы станции в периоды кратковременных перерывов в поступлении солнечной радиации предусмотрена система аккумуляции теплоты. Примеры тепловых схем СЭС с центральным приемником показаны на рис. 9.16—9.18.

В мире создано шесть экспериментальных солнечных электростанций с центральным приемником (табл. 9.4) Разнообразие практически реализо-

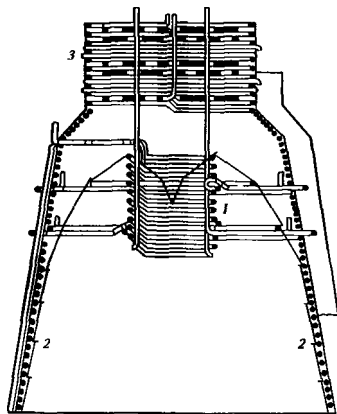


Рис. 9.15. Центральный приемник полостного типа  
1 — экономайзер, 2 — испарительная секция; 3 — пароперегреватель

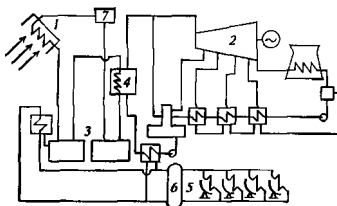


Рис. 9.16. Принципиальная тепловая схема двух-  
контурной СЭС с полостным теплоприемником  
(Таргасов, Франция, 2,5 МВт)

1 — центральный приемник, 2 — турбина; 3 — тепловой аккумулятор, 4 — парогенератор второго контура; 5 — параболические концентраторы для нагрева теплоносителя в вспомогательном контуре, 6 — накопительная емкость со стратификацией по высоте

ванных вариантов СЭС позволило проверить в эксплуатационных условиях эффективность принятых технических и технологических решений, выявить основные экономические показатели и пути их улучшения

В табл. 9.5 приведены основные параметры СЭС с параболическими концентраторами. Зеркальная поверхность параболического

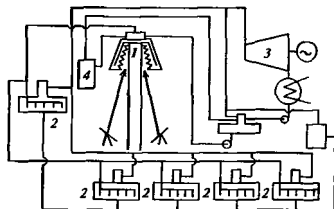


Рис. 9.17. Принципиальная тепловая схема СЭС с грибовидным центральным приемником (Ниио, Япония, 1 МВт)

1 — центральный приемник, 2 — аккумуляторные баки с водой; 3 — турбина; 4 — расширительный бак

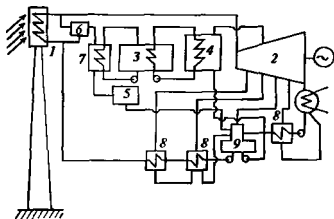


Рис. 9.18. Принципиальная тепловая схема одно-  
контурной СЭС с центральным приемником  
внешнего облучения (Барстоу, США, 10 МВт)

1 — центральный приемник; 2 — турбина; 3 — тепловой аккумулятор, содержащий 7 тыс. т гравия и песка и 900 тыс. л термостойкого масла; 4 — парогенератор системы аккумуляции; 5 — расширительный бак; 6 — охладитель пара, идущего на зарядку системы аккумуляции; 7 — промежуточный нагреватель системы аккумуляции; 8 — регенеративные подогреватели, 9 — лазер

концентрирует солнечную энергию на теплоприемнике, выполненном в виде трубы с селективным покрытием, заключенной в вакуумированную стеклянную оболочку. Каждый параболический концентратор с теплоприемником и системой слежения за Солнцем образует модуль, который соединяется с другими модулями параллельно или последовательно. Рабочее тело, проходя через теплоприемники модулей, нагревается и через систему трубопроводов направляется в центральную преобразовательную систему, которая работает по циклу Ренкина.

Таблица 9.4. Основные параметры СЭС с центральным приемником

Технические данные	Местоположение СЭС					
	Италия (Сицилия)	Япония (Нино)	Испания (Альмерия)	Франция (Таргасон)	США (Барстоу)	Украина (Крым)
Срок ввода в эксплуатацию	Май 1981 г.	Июль 1981 г.	Июль 1981 г.	Февраль 1982 г.	Апрель 1982 г.	Май 1986 г. (физический пуск)
Название СЭС	Eurelios	—	Cesa-1	Themis	Solar one	СЭС-5
Номинальная мощность, МВт	1,0	1,0	0,5	2,5	10	5,0
Расчетная плотность радиации, кВт/м <sup>2</sup>	1,0	0,75	0,92	1,04	0,9	0,8
Теплоприемник:						
тип	Полостной	Полостной	Полостной	Полостной	Цилиндрический, кругового облучения	Цилиндрический, кругового облучения
высота над уровнем земли, м	35	60	60	80	79	70
площадь апертуры, м <sup>2</sup>	15,6	—	9,7	16,0	302	154
эффективность поглощения излучения, %	93	—	90,5	85	83	—
теплоноситель	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O	Na	Соль Nitec	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O
температура теплоносителя на выходе, °С	512	249	530	450	—	250
расход теплоносителя, т/ч	4,86	9,2	24,3	108	50,8	28
Гелиостатное поле:						
форма	Веерообразная, северного направления	Круглая	Веерообразная, северного направления	Веерообразная, северного направления	Эллиптическая	Круглая
общая площадь, м <sup>2</sup>	35 · 10 <sup>3</sup>	—	54 · 10 <sup>3</sup>	—	34 · 10 <sup>4</sup>	15 · 10 <sup>4</sup>
количество гелиостатов	Cethel—70; MBV—112	807	93	201	1818	1600
Гелиостат:						
тип	Фокусирующий Cethel, фокусирующий MBV	Фокусирующий G-L	Фокусирующий Martin Marieta	Фокусирующий Cethel	Фокусирующий Martin; Marieta	Плоский

Технические данные	Местоположение СЭС					
	Италия (Сицилия)	Япония (Нию)	Испания (Альмерия)	Франция (Таргасон)	США (Барстоу)	Украина (Крым)
площадь, м <sup>2</sup>	Cethel—51, 8; MBV—24	16	39,3	51,8	39,3	25
Система аккумулирования теплоты:						
тип	1 бак с водой (4,3 т), 2 бака с солью Нитес (1,6 т)	5 баков по 60 м <sup>3</sup> с водой	2 бака по 70 м <sup>3</sup> с жидким натрием	2 бака по 300 м <sup>3</sup> с со- лью Нитес	Бак с 7 тыс. т гальки и песка, 908 м <sup>3</sup> масла Caloria	Емкость с нагретой во- дой под давлением
энергоемкость, МВт·ч	0,36	3,0	5,5	4,0	28 (7 МВт·4 ч)	—
Паросиловая установка						
тип	Однокорпусная паро- вая турбина с одним па- ровпуском без отборов	Однокорпусная паровая турби- на с одним па- ровпуском без отборов	6-цилиндровая ма- шина с тремя про- межуточными теп- лообменниками	Однокорпусная паро- вая турбина с одним паровпуском и тремя отборами	Однокорпусная паро- вая турбина с двумя паровпусками (высо- кого и низкого давле- ния) и четырьмя отбо- рами	—
температура пара на входе, °С	510	187	510	410	510	250
давление пара на входе, МПа	5,9	1,2	10	4,0	10,0	4,0
Электрический КПД (нетто) при рас- четной плотности радиации	16	10,3	12,5	20	15,3	—

Таблица 9.5 Основные параметры СЭС с параболическими концентраторами (ПЦК) (Калифорния, США) [42]

Параметр	Номера солнечных электростанций								
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Количество ПЦК различных типов:									
LS-1(128 м <sup>2</sup> )	560	536	0	0	0	0	0	0	0
LS-2(235 м <sup>2</sup> )	48	518	980	980	992	800	400	0	0
LS-3(545 м <sup>2</sup> )	0	0	0	0	32	0	184	852	888
Общее количество зеркальных сегментов	41 600	96 464	117 600	117 600	126 208	96 000	89 216	190 848	198 912
Площадь апертуры всех концентраторов, м <sup>2</sup>	82 960	190 338	230 300	230 300	250 560	188 000	194 280	464 340	483 960
Температура теплоносителя на входе в теплоприемник °С	240	231	248	248	248	293	293	293	293
Температура теплоносителя на выходе из теплоприемника °С	308	321	349	349	349	390	390	390	390
Пиковый оптический КПД, %	71	71	73	73	73	76	76	80	80
Тепловые потери в поле концентраторов, %	17	12	14	14	14	15	15	15	15
Объем теплоносителя в первом контуре, м <sup>3</sup>	3213	416	403	403	461	416	416	1289	1289
Электрическая мощность СЭС, МВт									
брутто	14,7	33	33	33	33	33	33	88	88
нетто	13,8	30	30	30	30	30	30	80	80
Давление на входе в турбину, 10 <sup>5</sup> Па	35,3	27,2	43,5	43,5	43,5	100	100	100	100
Давление промежуточного перегрева, 10 <sup>5</sup> Па	—	—	—	—	—	17,2	17,2	17,2	17,2
Температура на входе в турбину, °С	415	360	327	327	327	371	371	371	371
Температура промежуточного перегрева, °С	—	—	—	—	—	371	371	371	371
Головная выработка электроэнергии, МВт·ч	30 100	80 500	91 311	91 311	99 182	90 850	92 646	252 842	256 125
КПД СЭС, %	32,5	29,4	30,6	30,6	30,6	37,5	37,5	37,5	37,5

На рис. 9.19 и 9.20 показаны тепловые схемы некоторых СЭС с параболическими концентраторами. В схемах используются два контура. В контуре параболических концентраторов используется кремнийорганический теплоноситель с повышенной термостойкостью, во втором контуре рабочим телом является водяной пар. В схемах предусмотрен газовый котел, который позволяет отказаться от дорогостоящей системы аккумуляции теплоты.

### 9.2.6. СОЛНЕЧНЫЕ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ (ФЭП)

В основе работы ФЭП лежит явление внутреннего фотоэффекта — образование свободных носителей тока под действием теплового ионизирующего излучения. Поглощение света и фотоионизация увеличивают энергию электронов и дырок, не разделяя их в пространстве. Для появления фотоЭДС должны существовать причины разделения неравновесных зарядов разных знаков.

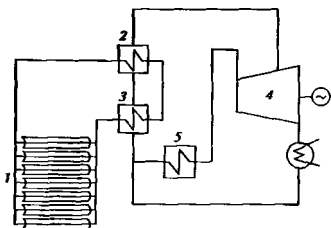


Рис. 9.19. Тепловая схема СЭС с параболоцилиндрическими концентраторами без промпрегрева (Калифорния, США)

1 — поле параболоцилиндрических концентраторов, 2 — пароперегреватель, 3 — парогенератор, 4 — паровая турбина, 5 — газовый котел

разница в подвижностях носителей тока разного знака и неравномерность освещения, неоднородность полупроводников и полупроводниковых систем

Для эффективного преобразования энергии теплового излучения в электричество используются полупроводниковые структуры с электронно-дырочным переходом ( $p-n$ -переходом), который представляет собой область раздела между слоями полупроводникового материала, имеющими проводимость противоположного знака. В этой области в результате взаимной диффузии основных носителей тока образуется двойной электрический слой объемных зарядов — контактное электрическое поле, напряженность которого направлена от области  $n$ -типа к области  $p$ -типа.

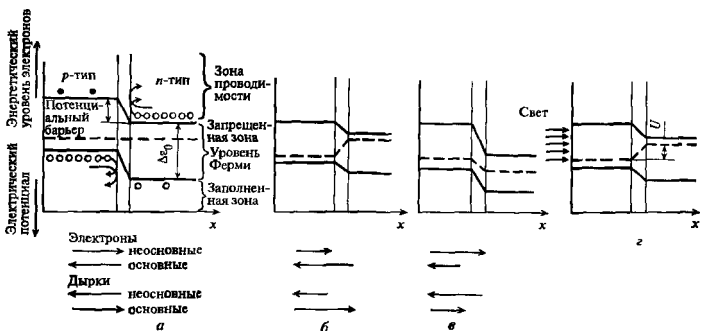


Рис. 9.21. Основные процессы в  $p-n$ -переходе

$a$  — в темноте;  $b$  — при прямом смещении;  $c$  — при обратном смещении;  $d$  — при освещении

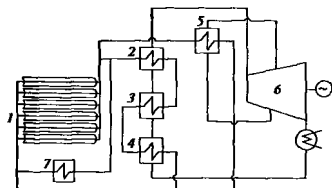


Рис. 9.20. Тепловая схема СЭС с параболоцилиндрическими концентраторами с промпрегревом (Калифорния, США)

1 — поле параболоцилиндрических концентраторов; 2 — пароперегреватель, 3 — парогенератор, 4 — экономайзер, 5 — теплообменник промпрегрева; 6 — паровая турбина; 7 — газовый котел

Устанавливаемая как контактная разность потенциалов определяется как

$$U_k = \frac{\Delta \epsilon_0}{e} = \frac{kT}{e} \ln \frac{v_n v_p}{N_a N_d},$$

где  $\Delta \epsilon_0$  — ширина запрещенной зоны вещества;  $k$  — постоянная Больцмана

$$v_n = 2(2\pi m_n kT)^{3/2} / h^3; \quad v_p = 2(2\pi m_p kT)^{3/2} / h^3$$

— эффективная плотность состояния электронов и дырок соответственно в зоне проводимости и валентной зоне;  $m$  — масса носителя заряда;  $N_a$ ,  $N_d$  — концентрации акцепторов и доноров,  $T$  — температура полупроводника. Картина процессов в  $p-n$ -переходе представлена на рис. 9.21,  $a$ .

Поток основных носителей заряда через  $p-n$ -переход представляет собой диффузионный ток  $I_g$ ,

поток неосновных носителей — дрейфовый ток  $I_d$ . При равновесии токи  $I_g$  и  $I_c$  по абсолютному значению равны и результирующий ток через  $p$ - $n$ -переход равен нулю.

Приложение к  $p$ - $n$ -переходу положительного потенциала ( $U > 0$ , прямое смещение) приводит к изменению взаимного расположения уровней Ферми (рис. 9.21, б), уменьшению потенциального барьера, росту диффузионного тока (дрейфовый ток остается неизменным). Результирующий ток через  $p$ - $n$ -переход носит название прямого тока. Если  $U < 0$  (обратное смещение), то барьер увеличивается (рис. 9.21, в), диффузионный ток уменьшается, дрейфовый ток остается неизменным. Результирующий ток называется обратным током. Уравнение вольт-амперной характеристики (ВАХ)  $p$ - $n$ -перехода в этом случае имеет вид

$$I = I_s (e^{eU/kT} - 1), \quad (9.7)$$

где  $U$  — внешнее напряжение, приложенное к  $p$ - $n$ -переходу, с учетом знака;  $k$  — постоянная Больцмана,  $I_s$  — дрейфовый ток, к которому стремится обратный ток при увеличении обратного напряжения [7].

Когда монохроматическое излучение с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны, падает на полупроводник вблизи  $p$ - $n$ -перехода, в нем образуются новые пары электрон — дырка. Это приводит к возникновению дополнительной разности потенциалов (рис. 9.21, з), что, в свою очередь, приводит к эффекту прямого смещения и увеличению тока основных носителей (электронов в  $n$ -типе и дырок в  $p$ -типе).

Если внешняя цепь разомкнута, то устанавливается динамическое равновесие первичного светового тока избыточных неосновных носителей  $I_{св}$ , созданных квантами света, и тока, имеющего обратное направление. Результирующая разность потенциалов представляет собой фотоЭДС  $E_{ф}$ . При подключении внешней нагрузки происходит отставление тока во внешнюю цепь. Суммарный ток по-прежнему будет равен световому. Поскольку направление фотоЭДС и контактной разности потенциалов противоположно, ток во внешней цепи

$$I_n = I_{св} - I_{нас} (e^{eU_{ф}/kT} - 1), \quad (9.8)$$

где  $I_{нас}$  — ток неосновных носителей, проходящий через неосвещенный  $p$ - $n$ -переход, равный дрейфовому току;  $U_{ф}$  — напряжение на зажимах фотоэлемента при включении нагрузки во внешнюю цепь.

Это уравнение представляет собой ВАХ ФЭП без потерь активной мощности и с идеальным  $p$ - $n$ -

переходом, у которого отсутствует рекомбинационная составляющая обратного тока. Напряжение

$$U_{ф} = \frac{kT}{e} \ln \left( \frac{I_{св} - I_n}{I_{нас}} + 1 \right).$$

Для разомкнутой цепи  $I_n = 0$  и  $U_{ф} = E_{ф}$ .

Значение генерируемого светом тока короткого замыкания определяется формулой

$$I_{св} = I_k = e \int_{\Delta \epsilon_0}^{\infty} Q_T(h\nu) N_{ф}(h\nu) d(h\nu),$$

где  $Q_T(h\nu)$  — коэффициент собирания неосновных носителей (или абсолютная спектральная чувствительность элемента), который показывает, какая часть носителей, генерированных при поглощении фотонов с энергией  $h\nu$ , дает вклад в ток  $I_k$ ;  $N_{ф}(h\nu)$  — плотность потока фотонов с энергией  $h\nu$ , падающих на ФЭП.

Значение  $Q_T(h\nu)$  может быть найдено расчетным путем. В настоящее время они вычислены для различных моделей ФЭП [24].

По ВАХ можно определить значения напряжения  $U_m$  и тока  $I_m$  соответствующих режиму максимальной мощности:

$$\left(1 + \frac{U_m}{kT}\right) e^{eU_m/kT} = e^{eE_{ф}/kT};$$

$$I_m = I_{св} \left(1 + \frac{I_{нас}}{I_{св}}\right) \frac{eU_m}{kT + eU_m}.$$

Расчеты показывают, что при  $I_{св}/I_{нас} > 10^4$  значение  $eU_m/kT \geq 0$ . При таких условиях  $I_m \geq 0,9 I_{св}$  и  $U_m \geq 0,8 E_{ф}$ . Выражение для максимальной мощности

$$\begin{aligned} N_m = U_m I_m &= I_{св} U_m \left(1 + \frac{I_{нас}}{I_{св}}\right) \frac{eU_m}{kT + eU_m} = \\ &= \frac{e I_{св} U_m^2}{kT + eU_m}. \end{aligned}$$

У серийных кремниевых элементов при солнечном освещении  $I_{св} = 43 \text{ мА/см}^2$  и  $I_{нас} = 10^{-8} \text{ А/см}^2$ , т. е.  $I_{нас}/I_{св} < 10^{-4}$ .

Максимальный КПД представляется выражением

$$\eta_{\max} = \frac{I_m U_m}{N_{\text{подв}}} = K \frac{I_{св} E}{N_{\text{подв}}}, \quad (9.9)$$

где  $K$  — коэффициент заполнения, который определяет степень приближения ВАХ к пря-



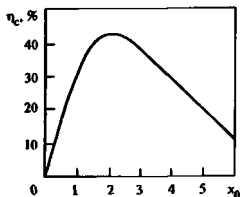


Рис. 9.22. Зависимость  $\eta_c$  от  $x_0$

моугольной формы;  $N_{\text{падв}}$  — мощность падающей (подведенной) солнечной радиации. При  $I_{\text{сн}}/I_{\text{нвс}} \gg 10^4$  коэффициент  $K \geq 0,72$ .

С учетом джоулевых потерь в самом ФЭП формула максимального КПД ФЭП имеет следующий вид

$$\eta_0 = \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \left[1 - \frac{\ln \left[ \frac{\Delta \varepsilon_0}{kT_2} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) + 1 \right]}{\frac{\Delta \varepsilon_0}{kT_2} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)}\right] = \eta_k \eta_s, \quad (9.10)$$

где первый сомножитель — КПД цикла Карно,  $T_1$  — температура излучателя;  $T_2$  — температура приемника

Предельный КПД фотоэлемента, преобразующего солнечное излучение,

$$\eta = \eta_0 \eta_c,$$

где  $\eta_c$  — КПД преобразования солнечного света — отношение мощности использованного излучения эквивалентного черного тела к мощности солнечной радиации может быть определен из зависимости  $\eta_c = f(x_0)$  (рис. 9.22) [2, 7], где  $x_0 = \Delta \varepsilon_0 / (kT_c)$ ;  $T_c = 6000 \text{ K}$  — температура поверхности Солнца

Значение  $\eta_0$  вычисляется по (9.10) при подстановке эквивалентной температуры абсолютно черного тела  $T_1$ . Расчеты показывают [7], что для кремниевое солнечного ФЭП, имеющего  $\Delta \varepsilon_0 = 1,1 \text{ эВ}$ , значения  $\eta_c$  и  $T_1$  равны 0,42 и 1000 K; теоретически предельный КПД  $\eta = \eta_k \eta_s \eta_c = 0,7 \cdot 0,85 \cdot 0,42 = 0,25$

Значения предельных КПД ФЭП для различных материалов при различных температурах окружающей среды приведены на рис. 9.23

Коэффициент сбора неосновных носителей в расчетах предельных КПД принимают равным единице. Однако даже в лучших реальных элементах он составляет 0,78, так что с этим параметром связан резерв увеличения КПД на 20—25 %

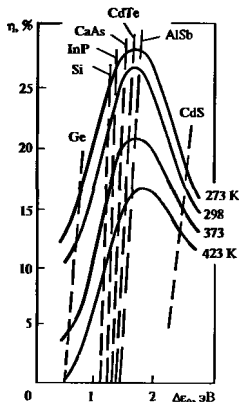


Рис. 9.23. Зависимость эффективности ФЭП от ширины запрещенной зоны полупроводника при различных значениях температуры

В табл. 9.6 [24] представлены данные по определению механизмов потерь для ряда перспективных материалов в условиях заатмосферного облучения (AM0)

Наземные испытания ФЭП проводятся обычно в условиях AM1 (масса атмосферы  $m = 1$ , см. п. 9.2.1) или AM1,5 (масса атмосферы  $m = 1,5$ ). Некоторые характеристики фотоэлементов приведены в табл. 9.7 [24].

В настоящее время на лабораторных каскадных фотопреобразователях со структурой GaAlPAs / GaAlGe достигнут КПД 26 % в условиях AM0. Рекордный КПД достигнут в каскадных фотопреобразователях со структурой GaAs / GaSb: 32 % в условиях AM1,5 [9, 24]

КПД солнечного элемента логарифмически растет с увеличением интенсивности освещения при применении концентраторов солнечной энергии (КСЭ), что обусловлено соответствующим ростом фотоЭДС. Это определяет интерес к использованию для ФЭП концентрированного солнечного излучения, [3] Однако при этом возникает проблема, связанная с резким возрастанием токов в ФЭП и соответствующим возрастанием потерь мощности на внутреннем сопротивлении

В корпорации «Бойнг» для фотоэлектрических модулей с линзами Френеля созданы механически соединенные каскадные фотопреобразователи (КФ) на основе GaAs / GaSb с КПД около 30 %. Система обеспечивает среднюю степень концентрации излучения на элементе около 50 и допустимую неточность ориентации  $\pm 2^\circ$  [4]

Таблица 9.6. Данные о потерях в различных ФЭП в условиях АМ0

Параметры потерь*	Экспериментальные данные		Результаты для расчета элемента $p$ -типа из AlAs, GaAs и $n$ -типа из GaAs	Экспериментальные данные для элемента $p$ -типа из $Al_xGa_{1-x}$ , GaAs/GaAs
	для обычного кремниевое элемента $n$ - $p$ -типа с удельным сопротивлением базы $10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$	для обычного элемента $p$ -типа из GaAs		
Пропускание длинноволновых фотонов $L$ с энергией $h\nu < \Delta \epsilon_0$	0,24	0,38	0,38	0,38
Потери избыточной энергии $E$ фотонов с $h\nu > \Delta \epsilon_0$	0,43	0,34	0,34	0,34
Поглощение $A$ в слое AlAs или $Al_xGa_{1-x}As$	Не применялся	Не применялся	0,18	0,29
Коэффициент потерь по напряжению $U$	0,51	0,30	0,30	0,26
Коэффициент кривизны характеристики идеального перехода	0,19	0,10	0,10	—
Дополнительный коэффициент кривизны	0,09	0,09	0,09	—
Потери на внутреннем сопротивлении	0,03	0,03	0,03	—
Коэффициент $F_F$	0,71	0,79	0,79	0,79
Потери при сборании носителей $Q_T$	0,28	0,54	0,20	0,21
Потери на отражение $R$	0,03	0,03	0,03	0,03
Отношение полезной выходной мощности к мощности падающего солнечного излучения* $\eta$	0,11	0,12	0,14	0,13

\* Единицы измерения всех параметров — доли определяются по уравнению  $(1-L)(1-E)(1-A)(1-U) \times F_F \cdot Q_T (1-R)$ .

Таблица 9.7. Характеристики эффективности различных ФЭП

Материал фотоэлемента	Ширина запрещенной зоны $\Delta \epsilon_0$ , эВ	Поглощенная радиация Солнца, %	$\eta_{\text{max}}$ , %	$\eta_{\text{эксп}}$ , %
Si	1,1	76	25	21
InP	1,25	69	28	3
GaAs	1,4	65	29	12
CdTe	1,45	61	29	6
AlSb	1,55	57	29	3
CdS	2,4	24	18	6
GaP	2,4	24	18	7

В 1991 г был изготовлен двадцатизлементный модуль, состоящий из четырех последовательно соединенных групп по три элемента в каждой. Три специальным образом соединенных на общем основании КФ с линзами и легким каркасом образуют элементарный мини-модуль, который подвергли

Таблица 9.8. Параметры трехэлементного мини-модуля на основе GaAs/GaSb\* с линзами Френеля (AM0, 25 °C)

Характеристика параметров	$E_{\phi}$ , В	$I_{\text{к}}$ , А	КПД линз, %	Коэффициент заполнения ВАХ	КПД модуля, %
Расчетные значения	1,14	1,30	85	84	22,4
Измеренные значения	1,14	1,25	82	80	20,5
Значения при КПД линз 90 %	1,14	1,38	90	80	22,6
Значения при улучшенных показателях КСЭ	1,14	1,45	90	84	25,0

\* Косая линия обозначает разделение слоев.

испытаниям. Расчетные значения параметров мини-модуля, а также перспективные показатели, ориентированные на улучшенные энергетические характеристики линз и КФ, приведены в табл. 9.8 [4].

Таблица 9.9. Технические характеристики ФЭП ЗАО ОКБ завода «Красное Знамя» (при стандартных условиях:  $1000 \text{ Вт/м}^2$ ,  $25^\circ \text{C}$ , AM1,5)

Модель	Электрические параметры*						Размеры, мм	Масса, кг
	$P_{\text{пик}}, \text{Вт}$	$I_{\text{пик}}, \text{А}$	$U_{\text{пик}}, \text{В}$	$U_{\text{н}}, \text{В}$	$I_{\text{к}}, \text{А}$	$U_{\text{х}}, \text{В}$		
ФСМ-3-12	3	0,206	15	12	0,24	19	207 × 197 × 21	0,5
ФСМ-3,5-12	3,5	0,21	17	12	0,25	21,3	290 × 157 × 21	0,6
ФСМ-3,5-6	3,5	0,42	8,5	6	0,5	10,7	290 × 157 × 21	0,6
ФСМ-5-12	5	0,295	17	12	0,36	21,3	355 × 190 × 21	0,8
ФСМ-5-6	5	0,59	8,5	6	0,72	10,7	355 × 190 × 21	0,8
ФСМ-7-12	7	0,42	17	12	0,58	21,3	308 × 293 × 38	1,4
ФСМ-7-6	7	0,84	8,5	6	1,16	10,7	308 × 293 × 38	1,4
ФСМ-12-12	12	0,706	17	12	0,88	21,3	355 × 350 × 38	1,8
ФСМ-12-6	12	1,412	8,5	6	1,76	10,7	355 × 350 × 38	1,8
ФСМ-15-12	15	0,9	17	12	1,16	21,3	365 × 293 × 38	2,7
ФСМ-15-6	15	1,8	8,5	6	2,32	10,7	365 × 293 × 38	2,7
ФСМ-24-12	24	1,41	17	12	1,7	21,3	680 × 350 × 38	3,5
ФСМ-24-6	24	2,82	8,5	6	3,4	10,7	680 × 350 × 38	3,5
ФСМ-30-12	30	1,8	17	12	2,32	21,3	820 × 376 × 38	5
ФСМ-37-12	37	2,18	17	12	2,75	21,3	971 × 410 × 38	5,6
ФСМ-45-12	45	2,647	17	12	3,3	21,3	985 × 450 × 38	7
ФСМ-50-12	50	2,874	17,4	12	3,5	21,4	985 × 450 × 38	7
ФСМ-55-12	55	3,235	17	12	4,1	21,3	1251 × 463 × 38	7,5
ФСМ-55-24	55	1,6	34	24	2,05	42,6	1251 × 463 × 38	7,5

\*  $P_{\text{пик}}, I_{\text{пик}}, U_{\text{пик}}$  — пиковые значения мощности тока и напряжения ФЭП.

Таблица 9.10. Технические характеристики ФЭП ЗАО «Телеком-СТБ» (при стандартных условиях:  $1000 \text{ Вт/м}^2$ ,  $25^\circ \text{C}$ , AM1,5)

Модель	$P_{\text{пик}}, \text{Вт}$	$U_{\text{х}}, \text{В}$	$U_{\text{пик}}, \text{В}$	$I_{\text{пик}}, \text{А}$	Размеры, мм	Масса, кг	Цена, дол. США
TSM-1*							
UBS3/6/9-0,7	0,75	4—12	3—6—9	0,24—0,08	1 × 75 × 23	0,2	13,0
TSM1-3/6/9	0,9	6—12	5,4—10,8	0,16—0,084	140 × 125 × 25	0,18	12,9
TSM1-9A	1,0	12,0	9,0	0,11	185 × 137 × 7	0,23	8,9
TSM1-9B	1,3	12,0	9,0	0,14	185 × 137 × 7	0,23	9,4
TSM1-9C	1,5	12,0	9,0	0,17	185 × 137 × 7	0,23	9,9
TSM1-12	1,5	14,0	12,0	0,17	185 × 137 × 7	0,25	10,8
TSM-5**							
Тип А	5	21,0	16,2	0,3	425 × 200 × 27	1,2	40
Тип В	5	18,5	14,4	0,35	380 × 200 × 27	1,0	37
Тип С	7	21,0	16,2	0,40	425 × 200 × 27	1,2	45
Тип D	8	21,0	16,2	0,45	425 × 200 × 27	1,2	50
TSM-10**							
Тип А	10	21,0	16,2	0,6	425 × 375 × 27	2,1	65
Тип В	10	18,5	14,4	0,7	380 × 375 × 27	1,9	55
Тип С	12	21,0	16,2	0,7	425 × 375 × 27	2,1	65
TSM-20**							
Тип А	20	21,0	16,2	1,25	795 × 375 × 27	3,9	100
Тип В	22	21,0	16,2	1,35	795 × 375 × 27	3,9	106
Тип С	25	21,0	16,2	1,55	795 × 375 × 27	3,9	115
TSM30**							
Тип А	30	21,0	16,2	1,75	960 × 450 × 27	5,6	135
Тип В	33	21,0	16,2	1,95	960 × 450 × 27	5,6	145
Тип С	35	21,0	16,2	2,05	960 × 450 × 27	5,6	150
TSM40**							
Тип А	40	21,0	16,2	2,4	960 × 450 × 27	5,7	200
Тип В	45	21,0	16,2	2,7	960 × 450 × 27	5,7	225

\* Рамка пластиковая, защитное покрытие — акрил.

\*\* Рамка алюминиевая, защитное покрытие — упрочненное стекло.

Таблица 9.11. Солнечные автономные системы электропитания (прайс-лист 1999 г. ЗАО ОКБ завода «Красное Знамя»)

Модель	Состав	Цена, дол. USA
СЭУ-50	Солнечная батарея 50 Вт Регулятор заряда, комплект кабелей, опорное устройство Аккумуляторная батарея емкостью 55 А · ч	310
СЭУ-100	Солнечная батарея 100 Вт Регулятор заряда, комплект кабелей, опорное устройство Аккумуляторная батарея емкостью 110 А · ч	610
СЭУ-250	Солнечная батарея 250 Вт Регулятор заряда, комплект кабелей, опорное устройство Комплект аккумуляторных батарей емкостью 220 А · ч Инвертор 400 Вт	1780
СЭУ-500	Солнечная батарея 500 Вт Регулятор заряда, комплект кабелей, опорное устройство Комплект аккумуляторных батарей емкостью 550 А · ч Инвертор 750 Вт	3600
СЭУ-1000	Солнечная батарея 1000 Вт Регулятор заряда, комплект кабелей, опорное устройство Комплект аккумуляторных батарей емкостью 1100 А · ч Инвертор 24/220 В, 50 Гц, 1 кВт	6800
СЭУ-1500	Солнечная батарея 1500 Вт Регулятор заряда, комплект кабелей, опорное устройство Комплект аккумуляторных батарей емкостью 1400 А · ч Инвертор 24/220 В, 50 Гц, 1,5 кВт	9800
СЭУ-2000	Солнечная батарея 2000 Вт Регулятор заряда, комплект кабелей, опорное устройство Комплект аккумуляторных батарей емкостью 2200 А · ч Инвертор 24/220 В, 50 Гц, 2 кВт	13 100

Примечание. Цены указаны без стоимости аккумуляторных батарей

За 40 лет промышленного использования солнечные батареи доказали свою незаменимость, высокую надежность и долговечность при работе на космических аппаратах особенно после того, как удалось надежно защитить их от воздействия космической радиации. Для наиболее освоенного типа кремниевых ФЭП космического назначения достигнутые в эксплуатации значения КПД составляют около 15 %. Успешно работают солнечные батареи и на Земле

Таблица 9.12. Установленная мощность ФЭП в разных странах мира на начало 1999 г. [52]

Страна	Установленная мощность, кВт
Австралия	22 520
Австрия	2861
Канада	4470
Швейцария	11 500
Дания	505
Германия	53 900
Испания	8000
Финляндия	2476
Франция	8000
Великобритания	690
Израиль	308
Италия	17 680
Япония	133 300
Корея	2982
Мексика	11 986
Нидерланды	6480
Норвегия	1650
Португалия	503
Швеция	2370
США	100 100
Всего	392 281

Характеристики кремниевых ФЭП, выпускаемых российскими фирмами, приведены в табл. 9.9 и 9.10. КПД этих преобразователей находится в пределах 13 %. Цены на некоторые солнечные автономные системы с ФЭП российского производства представлены в табл. 9.11. Табл. 9.12 иллюстрирует масштабы применения ФЭП в различных странах мира.

### 9.3. ГЕОТЕРМАЛЬНАЯ ЭНЕРГЕТИКА

В соответствии с современными представлениями выделение теплоты в недрах Земли связано с совокупностью следующих процессов:

1. Радиоактивный распад элементов — элементы с периодом полураспада, меньшим периода формирования Земли, распались при первоначальном разогреве планетного вещества; распад долгоживущих элементов продолжается в настоящее время
2. Воздействие притяжения Солнца и Луны, приводящее к земным приливам и торможению Земли
3. Гравитационная деформация материала Земли с образованием плотного ядра и менее плотной оболочки
4. Тектонические процессы, вызывающие вертикальные и горизонтальные смещения крупных блоков земной коры и ее упругие деформации
5. Химические превращения в недрах Земли.

В центре Земли температура среды составляет 4000—5000 К, в магматических очагах, сравнительно близких к поверхности, достигает 1200—1500 К. Плотность теплового потока из внутренних областей Земли к ее поверхности в среднем составляет  $6 \cdot 10^{-3}$  Вт/м<sup>2</sup>. Этому соответствует температурный градиент около 30 К/км. В районах молодых складчатых областей плотность теплового потока может доходить до 0,3 Вт/м<sup>2</sup> при температурном градиенте 200 К/км и более.

Пригодными для практического использования являются:

месторождения сухого пара — ресурсы сравнительно легко осваиваются, но встречаются редко,

месторождения влажного пара — распространены в большей степени, в частности на Камчатке в России, в долине гейзеров в США и других местах, горячая (термальная) вода — ресурсы большие, используются главным образом для отопления и в тепличном хозяйстве;

теплота сухих горных пород — ресурсы большие, однако технология использования находится в ранней стадии освоения

По характеру скопления термальные воды делят на трещинно-жилвные и пластовые

Трещинно-жилвные термальные воды встречаются в горно-складчатых областях и характеризуются локальными выходами термальных источников и парогидротерм с температурой до 370 К и выше.

Пластовые термальные воды залегают в пределах континентальных платформ, краевых прогибов и межгорных впадин. Такие бассейны могут занимать площади в сотни тысяч и миллионы квадратных километров

По степени минерализации различают термальные воды с низкой минерализацией (до 10 г/л), которые могут использоваться без предварительной подготовки; со средней минерализацией (10—35 г/л), требующие очистки; с высокой минерализацией (35—200 г/л и более), которые могут использоваться только в двухконтурных схемах

Наиболее перспективными зонами с большими геотермальными ресурсами являются зоны тихоокеанского и средиземноморского вулканического пояса, где сосредоточено до 80 % всех действующих вулканов на Земле. В отмеченных районах на глубине 1—2 км исследовано более 100 геотермальных систем, в большинстве из которых температура около 450 К, в 20 районах — более 510 К, в 6 — более 570 К, а в геотермальной системе Кампи Флегрей (Италия) — 738 К. В относительно небольшом числе систем в парогидротермах преобладает пар с температурой более 500 К. В остальных системах преобладает вода

Активное использование геотермальных ресурсов может оказать неблагоприятное воздействие на окружающую среду. Основными негативными факторами являются повышенный уровень шума на выходе из скважины, загрязнение водоемов

Таблица 9.13 Состав газов в рассоле после конденсации пара из различных геотермальных месторождений [24]

Неконденсирующиеся газы	Ларкере-лю (Италия)	Долина больших гейзеров (США)	Вайракей (Новая Зеландия)
Общее содержание, %	2,0	0,3	0,06
Состав, %			
CO <sub>2</sub>	92,8	69,3	91,7
H <sub>2</sub> S	2,5	2,0	4,4
HC	—	11,8	0,9
H <sub>2</sub>	—	12,7	0,8
NH <sub>3</sub>	1,7	1,6	0,6
H <sub>3</sub> BO <sub>3</sub>	0,45	—	0,05

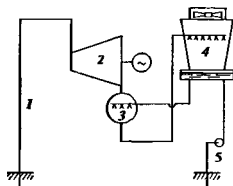


Рис. 9.24. Схема ГеоТЭС на сухом паре с конденсатором смешивающего типа

1 — пар из скважины; 2 — турбина; 3 — смешивающий конденсатор; 4 — градирня; 5 — закачка в пласт

при сбросе в них термальных вод с повышенным содержанием солей; загрязнение окружающего воздуха попутными газами (H<sub>2</sub>S, CH<sub>4</sub>, NH<sub>4</sub>).

Данные по геотермальным ресурсам и их практическому освоению (например, по геотермальным тепловым станциям — ГеоТЭС) представлены в табл. 9.13—9.15.

Типичные тепловые схемы действующих ГеоТЭС представлены ниже.

**Схема 1** (рис. 9.24) Сухой пар из скважины после отделения в сепараторе твердых включений направляется непосредственно в турбину, откуда в конденсатор смешивающего типа. Конденсат охлаждается в градирне. Часть охлажденного конденсата используется для конденсации пара, вышедшего из турбины, а остальная часть закачивается обратно в пласт

**Схема 2** (рис. 9.25) Отличается от предыдущей тем, что пар после турбины направляется в конденсатор поверхностного типа, а сопутствующие газы отводятся эжектором и очищаются от сероводорода.

Таблица 9.14. Потенциальные запасы термальных вод России первоочередного освоения (минерализация до 10 г/л, температура более 50 °С) [9]

Экономический район и подрайон	Водоносные комплексы	Способы эксплуатации и производительность	
		фонтанный, 10 <sup>6</sup> ГДж/год	насосный, 10 <sup>6</sup> ГДж/год
Северо-Кавказский Сибирь.	Чокраккараганский, Нижнемеловой	9,21	50,2
Западная Сибирь и Тюменская область	Альбесюманский неокомский	4,60	11,3
Забайкалье	Неогеновые комплексы и трещинные системы	4,60	2,09
Дальневосточные:			
Сахалинская область	Неогеновые комплексы и трещинные системы	4,60	14,6
Камчатская область	Трещинные системы	44,8	—

Таблица 9.15. Параметры геотермальной среды действующих ГеоТЭС [9]

Геотермальная система	Средняя глубина скважин, м	Средняя температура, К	Тип геотермальной среды (фазовое состояние; преобладающие компоненты газового и солевого состава, минерализация, г/л)
США			
Гейзеры	1500	523	Пар*, CO <sub>2</sub> + H <sub>2</sub> ; SO <sub>4</sub> + Na; 1,33
Империл Велли	1500	573	ПВС**; CO <sub>2</sub> , Cl + Na; 260
Филиппины:			
Тиви	950	523	ПВС; CO <sub>2</sub> ; Cl + Na; 3,7
Тонгонап	305	469	ПВС; CO <sub>2</sub> ; Cl + Na; 3,2
Италия			
Лардерелло	650	493	Пар; CO <sub>2</sub> ; SO <sub>4</sub> + Na; 0,5
Монте Амнато	780	443	Пар; CO <sub>2</sub> ; SO <sub>4</sub> + Na, NH <sub>3</sub> ; 1,0
Тревале	690	473	Пар; CO <sub>2</sub> ; SO <sub>4</sub> + Na; 1,0
Новая Зеландия			
Вайракей	1200	503	ПВС; CO <sub>2</sub> ; Cl + Na; 4,6
Каверу	1120	523	ПВС; CO <sub>2</sub> ; Cl + Na; 3,0
Япония:			
Манукава	100	453	Пар, H <sub>2</sub> S - CO <sub>2</sub> ; SO <sub>4</sub> + Na, Fe; 0,8
Отаке	500	503	ПВС; CO <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> ; Cl + Na; 3,1
Хочебру	500	523	ПВС; CO <sub>2</sub> - N <sub>2</sub> ; Cl + Na; 3,0
Оникобе	100	503	ПВС; CO <sub>2</sub> - N <sub>2</sub> ; Cl + Na; 1,5
Мексика:			
Сьерро-Пристто	1300	573	ПВС; CO <sub>2</sub> ; Cl + Na; 27,6
Сальвадор:			
Ахуачапан	1000	503	ПВС; CO <sub>2</sub> + H <sub>2</sub> ; Cl + Na; 19,3
Исландия:			
Наумафьядль	1000	523	ПВС; H <sub>2</sub> - CO <sub>2</sub> ; HCO <sub>3</sub> + SO <sub>4</sub> + Na; 0,9
Крфбла	1200	523	ПВС; H <sub>2</sub> - CO <sub>2</sub> ; HCO <sub>3</sub> + SO <sub>4</sub> + Na; 0,9
Свартсенги	1000	508	ПВС; H <sub>2</sub> - CO <sub>2</sub> ; Cl + Na; 22,5
Кения:			
Ольгария	1300	493	ПВС; CH <sub>4</sub> ; Cl + HCO <sub>3</sub> - Na; —
Индонезия			
Кава Камоджанг	650	493	Пар; CO <sub>2</sub> ; SO <sub>4</sub> + Na; 0,7
Португалия:			
Сан Мигель	800—1230	433—473	ПВС Cl + Na; —
Турция:			
Кизилдере	700	463	ПВС; CO <sub>2</sub> ; HCO <sub>3</sub> + Na; 4,2
Китай			
Юангбейдзян	260	423	ПВС; CO <sub>2</sub> + N <sub>2</sub> ; —

\* Пароводяная смесь с преобладанием пара.

\*\* Пароводяная смесь с преобладанием воды.

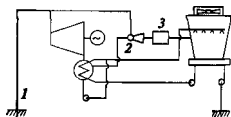


Рис. 9.25. Схема ГеотЭС на сухом паре с конденсатором поверхностного типа

1 — пар из скважины, 2 — эжектор; 3 — система удаления  $H_2S$

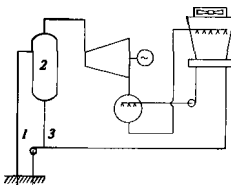


Рис. 9.26. Схема ГеотЭС на пароводяной смеси с одноступенчатым расширением

1 — паровая смесь из скважины, 2 — расширитель; 3 — закачка в пласт

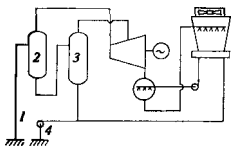


Рис. 9.27. Схема ГеотЭС на пароводяной смеси с двухступенчатым расширением

1 — паровая смесь из скважины; 2 — первая ступень расширителя, 3 — вторая ступень расширителя, 4 — закачка в пласт

Схема 3 (рис. 9.26). Используется в тех случаях, когда в геотермальной среде преобладает вода. Пароводяная смесь поступает в сепаратор, в котором пар отделяется от жидкости и направляется в турбину, а жидкая фракция закачивается обратно в пласт.

Схема 4 (рис. 9.27) отличается от схемы 3 наличием дополнительного расширителя. Использование этого расширителя усложняет схему, обуславливает необходимость использования двух паровпусков в турбину, но позволяет существенно (на 15—20 %) повысить выработку электроэнергии на единицу массы рабочего вещества поднимаемого из скважины. Окончательный выбор числа расши-

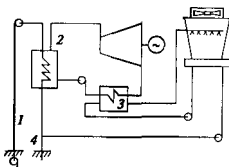


Рис. 9.28. Схема ГеотЭС с бинарным циклом

1 — пароводяная смесь (рассол) из скважины, 2 — парогенератор второго контура; 3 — поверхностный конденсатор, 4 — закачка в пласт

рителей в тепловой схеме проводится на основе технико-экономических расчетов.

Схема 5 (рис. 9.28) Двухконтурный цикл, в котором геотермальная среда передает теплоту в промежуточном теплообменнике другому рабочему телу. Преимущество двухконтурного цикла: 1) более полно используется теплота рассола, который закачивается в пласт с меньшей температурой; 2) возможно использование геотермальных сред с пониженной температурой; 3) исключено попадание агрессивных компонентов геотермальной среды в турбину, конденсатор и другое оборудование, что обеспечивает более длительный срок их эксплуатации; 4) исключено попадание сопутствующих вредных газов в окружающую среду. Одной из проблем при использовании двухконтурных циклов является необходимость установки погружных насосов для подкачки геотермальной среды и обеспечения ее однофазности в промежуточном теплообменнике. Продолжительность работы таких насосов невелика из-за большой агрессивности среды, в которой они находятся.

Одним из наиболее перспективных районов мира по использованию геотермальной теплоты является Камчатка. Прогнозируемая установленная мощность ГеотЭС здесь может составить 1500 МВт по электроэнергии и 2000 МВт по теплоте. Первая, Паужетская ГеотЭС мощностью 600 кВт с бинарным циклом, была построена на Камчатке в 1967 г. В настоящее время эта станция реконструирована и работает по одноконтурной схеме, ее мощность составляет 11 МВт. Параметры пара в устье скважины этой станции: температура 417—473 К, давление 0,2—0,4 МПа; глубина скважин 220—480 м; минерализация воды 1,0—3,4 г/л. Концентрации неконденсирующихся газов:  $CO_2$  — 500 мг/кг,  $H_2S$  — 25 мг/кг,  $NH_3$  — 15 мг/кг. Вода после сепаратора, имеющая температуру 370—380 К, частично используется для теплоснабжения, частично сбрасывается в реку.

В 1998 г. на Камчатке построена Верхне-Мутновская ГеотЭС мощностью 12 МВт (три блока по 4 МВт). Это первая в мире экологически чистая геотермальная электростанция с воздушными кон-

Таблица 9 16 Установленная мощность и производство электроэнергии и теплоты на ГеоТЭС в 1997 г. [42]

Страна	Выработка электроэнергии		Выработка теплоты	
	Установленная мощность, МВт	Годовая выработка, ГВт·ч	Установленная мощность, МВт	Годовая выработка, ГВт·ч
Венгрия	—	—	638	2795
Грузия	—	—	245	2136
Индонезия	309	1048	—	—
Исландия	50	265	1443	5878
Италия	626	3417	308	1008
Кения	45	348	—	—
Китай	28	98	2143	5527
Коста-Рика	60	447	—	—
Македония	—	—	70	142
Мексика	753	5877	28	74
Никарагуа	70	—	—	—
Новая Зеландия	286	2193	264	1837
Польша	—	—	63	206
Россия	11 + 16*	25	210	673
Румыния	2	—	137	765
Сальвадор	105	419	—	—
Сербия	—	—	80	660
Словакия	—	—	100	502
США	2817	16 491	1874	3859
Тунис	—	—	90	788
Турция	20	68	140	552
Филиппины	1051	5470	—	—
Франция	4	24	456	2006
Швейцария	—	—	110	243
Япония	299	1722	319	1928
Другие страны	7	40	329	1935
Всего	6543	37 952	9047	33 514

\* Верхне-Мутновская ГеоТЭС, введенная в эксплуатацию в 1998 г.

денсаторами, обратной закачкой воды в пласт и предварительным растворением в этой воде неконденсирующихся газов. Геотермальная двухфазная среда, поднимаясь из скважин на Мутновском месторождении, содержит около 40 % насыщенного пара при температуре 440 К и 60 % насыщенной воды. Массовая доля неконденсирующихся газов не превышает 0,3 %. Общая мощность ГеоТЭС на Мутновском месторождении составит 300 МВт.

В настоящее время строится первая очередь ГеоТЭС мощностью 50 МВт (два блока по 25 МВт), которая будет пущена в эксплуатацию в 2001 г. В дальнейшем готовится пуск серии ГеоТЭС с одноконтурным, комбинированным и бинарным циклами.

Установленные электрическая и тепловая мощности ГеоТЭС различных стран мира приведены в табл. 9.16. В настоящее время общая установленная мощность ГеоТЭС в мире превышает 7000 МВт по электроэнергии и 11 500 МВт по теплоте. 50 стран мира уже пользуются геотермальной энергией и 80 стран потенциально заинтересованы в ее использовании.

#### 9.4. ВЕТРОЭНЕРГЕТИКА

Наиболее важным параметром, характеризующим энергетический потенциал ветра, является его скорость. Кинетическая энергия потока воздуха, занимающего объем  $V$ , имеющего плотность  $\rho$  и движущегося со скоростью  $W$ ,

$$E = \frac{1}{2} \rho V W^2.$$

Мощность ветрового потока, проходящего через площадь  $\Omega$ ,

$$N = \frac{1}{2} \rho W^3 \Omega.$$

Отношение мощности  $N$ , развиваемой ротором ветровой турбины, к мощности ветрового потока называется коэффициентом мощности, или коэффициентом использования энергии ветра  $\zeta_p$  (в литературе по ветроэнергетике эта величина часто обозначается через  $C_p$ )

$$\zeta_p = \frac{N}{0,5 \rho W^3 \frac{\pi D^2}{4}},$$

где  $D$  — диаметр ротора ветровой турбины

Теоретически максимальное возможное значение этого коэффициента  $\zeta_p^{\max} = 0,593$ . В практически реализованных ветроэнергетических установках (ВЭУ)  $\zeta_p$  не превышает 0,45

С учетом механических и электрических потерь мощность ВЭУ:

$$N = 0,5 \zeta_p \rho W^3 \frac{\pi D^2}{4} \eta_m \eta_{эл},$$

где  $\eta_m$  — механический КПД;  $\eta_{эл}$  — электрический КПД.

В большинстве конструкций ветроэнергетических установок для преобразования кинетической энергии ветра в механическую энергию используется принцип подъемной силы крыла (рис. 9.29).



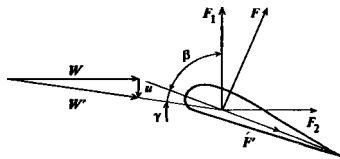


Рис. 9.29. Схема сил, действующих на лопасть, движущуюся в ветровом потоке

Если лопасть, имеющая профиль крыла, омывается ламинарным потоком воздуха, то за счет разности скорости воздуха над верхней и под нижней поверхностями лопасти возникает разность давлений и на лопасть действуют подъемная сила  $F$  и сила лобового сопротивления  $F'$ . При разработке профиля стремится к тому, чтобы сила  $F$  была максимальной, а сила  $F'$  — минимальной. Сила  $F_1$  обеспечивает перемещение лопасти в плоскости ее вращения, сила  $F_2$  воспринимается опорой. Угол  $\beta$  между хордой и направлением движения лопасти называется *углом установки*, угол  $\gamma$  между хордой и направлением относительной скорости ветра  $W'$  — *углом атаки*. Угол  $\beta$  зависит только от ориентации ветра, а угол  $\gamma$  от скорости ветра и скорости перемещения лопасти. Скорость  $u$  перемещения элемента лопасти зависит от расстояния  $r$  от этого элемента до оси вращения и частоты вращения  $\omega$ :

$$u = r\omega.$$

Таким образом, при фиксированном угле установки угол атаки  $\gamma$  на разных участках прямой лопасти оказывается разным. Чтобы выдержать угол атаки в пределах оптимального, прибегают к закрутке лопасти по длине.

В большинстве современных ветровых турбин с помощью специальных устройств (центробежных, гидравлических и других) обеспечивается возможность поворота всей лопасти или отдельной ее части. Изменения за счет этого угла атаки и регулирования мощности на валу по заданному закону. При скорости ветра меньше номинальной лопасть разворачивается таким образом, чтобы угол атаки был оптимальным и коэффициент использования энергии ветра максимальным. При скорости ветра больше номинальной разворотом лопасти добиваются уменьшения коэффициента использования энергии ветра до значения, при котором мощность на валу соответствует номинальной. На рис. 9.30 на примере ветровой турбины номинальной мощностью 2 МВт показана зависимость мощности и коэффициента мощности (коэффициента использования энергии ветра) от скорости ветра

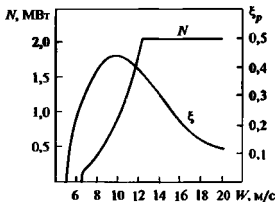


Рис. 9.30. Кривые зависимости мощности ветровой турбины и коэффициента использования энергии ветра от скорости ветра

Угол атаки  $\gamma$ , определяющий коэффициент мощности  $\xi_p$ , зависит от скорости ветра  $W$  и частоты вращения ротора  $\omega$ . В силу этого, коэффициент мощности удобно выражать с помощью параметра, учитывающего и  $W$  и  $\omega$ . Таким параметром является коэффициент *быстроходности*

$$Z = r\omega / W,$$

где  $r$  — радиус окружности, ометаемой ротором.

Ветровые турбины различных типов имеют существенно отличающиеся зависимости коэффициента использования энергии ветра от коэффициента быстроходности (рис. 9.31)

На рис. 9.32 представлены принципиальные конструкции основных типов роторов и ветровых турбин

Пример компоновки основных узлов ветроэнергетической установки с горизонтальной осью вращения показан на рис. 9.33.

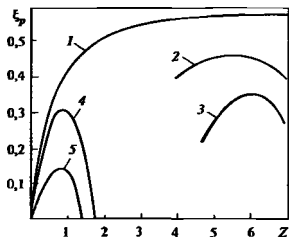


Рис. 9.31. Кривые зависимости коэффициента использования энергии ветра от коэффициента быстроходности

1 — идеальный ротор пропеллерного типа, 2 — двухлопастный скоростной ротор; 3 — ротор Дарье, 4 — ротор Савониуса, 5 — многолопастный ротор

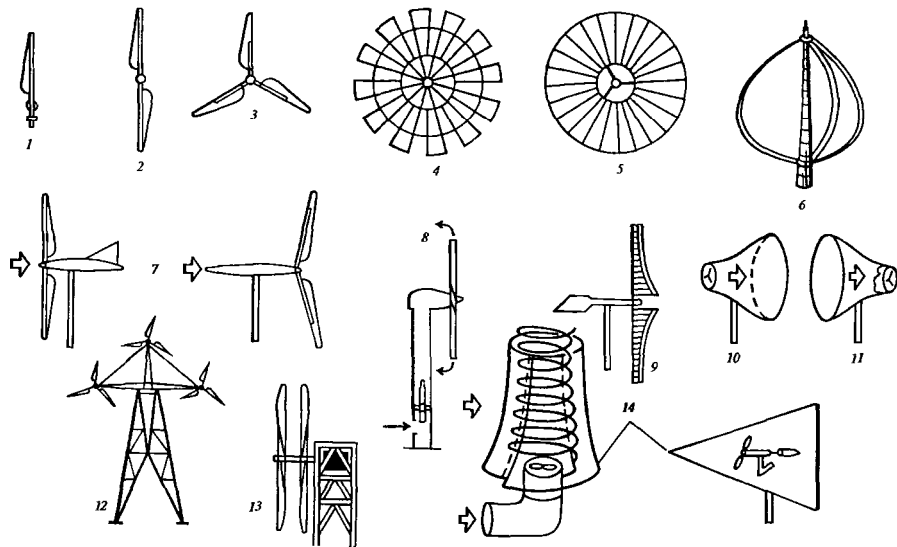


Рис. 9.32. Принципиальные конструкции основных типов роторов и ветровых турбин [18]

1 — однолопастный ротор; 2 — двухлопастный ротор; 3 — трехлопастный ротор; 4 — многолопастный ротор; 5 — ротор типа «велосипедное колесо»; 6 — ротор Дарье; 7 — турбины с горизонтальной осью вращения; 8 — турбина с пневмопередаточной мощностью; 9 — турбина парусного типа; 10 — турбина с диффузором; 11 — турбина с концентратором; 12 — турбина многороторная; 13 — турбина двухроторная; 14 — турбины вихревые

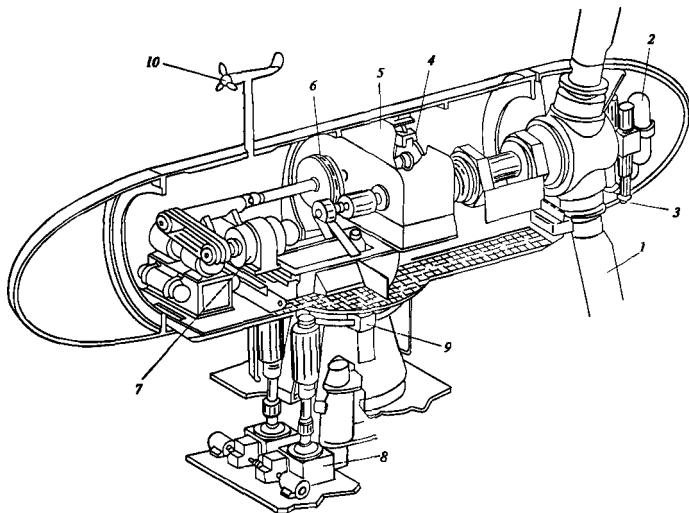


Рис. 9.33. Основные узлы ветроэнергетической установки с горизонтальной осью вращения  
 1 — лопасть, 2 — система разворота лопасти; 3 — втулка, 4 — дисковый тормоз, 5 — мультипликатор,  
 6 — гидромуфта; 7 — генератор; 8 — механизм системы поворота; 9 — тормоз системы поворота; 10 — датчик  
 системы поворота

В табл. 9.17 и 9.18 приведены характеристики ветроустановок, выпускаемых в разных странах, а в табл. 9.19 — стоимость отдельных ВЭУ. Удельная стоимость установленной мощности современных ВЭУ меняется в широких пределах в зависимости от их номинальной мощности и технических характеристик. Как видно из табл. 9.19, стоимость 1 кВт установленной мощности ВЭУ малой мощности может превышать 10 000 долл/кВт, в то время как на установках большой мощности она опускается ниже 1000 долл/кВт. Стоимость электроэнергии, вырабатываемой современными ВЭУ, работающими на общую сеть, составляет около 0,05 долл/кВт

Масштабы применения ВЭУ в разных странах мира в настоящее время и в ближайшем будущем показаны в табл. 9.20 [52]

Недостатками ВЭУ являются непостоянство вырабатываемой электроэнергии, что создает определенные проблемы при их работе на сеть и необходимость использования аккумуляторов при рабо-

те в автономном режиме, а также более высокая, чем на традиционных электростанциях, стоимость 1 кВт установленной удельной мощности и меньшее число часов ее использования. Однако эти недостатки перекрываются такими качествами ВЭУ, как отсутствие топливной составляющей, неисчерпаемость первичного источника энергии, низкая стоимость вырабатываемой электроэнергии, возможность полной автоматизации исключаяющей необходимость в обслуживающем персонале, возможность энергообеспечения автономных объектов, удаленных от электросетей, модульное исполнение, позволяющее наращивать установленную мощность по мере необходимости

Использование ВЭУ считается экономически приемлемым при среднегодовой скорости ветра не менее 5 м/с. Районы со среднегодовой скоростью ветра более 6 м/с являются особо благоприятными для развития ветроэнергетики. Такие районы на территории стран СНГ показаны на рис. 9.34.

Таблица 9.17. Ветроэнергетические установки зарубежных стран

Тип ВЭУ	Страна	Номинальная мощность, кВт	Ротор					Башня		Мультипликатор		Скорость ветра, м/с		
			Диаметр, м	Частота вращения, мин <sup>-1</sup>	Ометаемая площадь, м <sup>2</sup>	Число лопастей	Масса лопастей, кг	Высота, м	Масса, кг	Число ступеней	Передаточное число	начальная	номинальная	максимальная
Aerocraft 120	Германия	0,12	1,2	—	1,13	5	—	10,5	111	Нет	Нет	3	9	Нет
Aerocraft 240	Германия	0,24	1,65	700	2,14	5	—	10,5	111	Нет	Нет	3	9	Нет
Aerocraft 500	Германия	0,5	2,4	600	4,5	3	1,5	10,5	111	Нет	Нет	2,8	8	Нет
Rutland WG 500	Великобритания	0,02	0,51	—	0,2	6	0,3	4	20	Нет	Нет	2,5	10	Нет
Rutland WG 910	Великобритания	0,07	0,91	—	0,6	6	0,183	6	31	Нет	Нет	2,5	10	Нет
Rutland FM 1800	Великобритания	0,25	1,8	—	2,6	3	1,8	10	40	—	—	2,2	10	Нет
Ampir hawk	Великобритания	0,1	0,915	—	0,66	6	0,228	3	3	Нет	Нет	3,5	15	Нет
Atlantis 15	Германия	0,3	1,5	750	1,8	3	0,35	11,8	210	Нет	Нет	3	10	Нет
Bergey BWC 850	США	0,85	2,4	—	4,5	3	—	13,4	—	Нет	Нет	3,6	12,5	Нет
Bergey BWC 1500	США	1,5	3	—	—	3	—	18,3	—	Нет	Нет	3,6	12,5	Нет
Bergey BWC exel	США	10	7	—	—	3	—	18,3	—	—	—	3,1	13	Нет
Јба 15	Швеция	15	11	79	95	3	100	—	8500	3	1:3	3	10	20
Vergent Gev 5 5	Франция	5	5	256	19,7	2	8,6	—	138	2	1:5,78	4,5	13	90
Vergent Gev 7 10	Франция	10	7	195	38,5	2	20	18,3	400	2	1:8	4,5	11,5	90
Vergent Gev 10 25	Франция	25	10	139	78,5	2	27	18—30	60	2	1:11,1	4,5	—	70
Vergent Gev 14 5	Франция	50	14	100	154	2	—	24—30	—	—	—	4,5	13,5	60
Bonus 300/33-2	Дания	300	33,4	31	876	3	1166	30/40	16 000/122 000	3	1:48	3	15	25
Bonus 50/37	Дания	500	37	30	1075	3	1620	35	21 000	3	1:50	4,5	14,5	25
Enercon-30	Дания	200	30	16—48	707	3	450	36/50	—	Нет	Нет	2,5	11	25
Enercon-40	Дания	500	40,3	18—38	1275	3	900	50	28 500	Нет	Нет	2,5	12	25
Enercon-66	Дания	1500	66	8—20	3421	3	3900	68	—	Нет	Нет	2,5	13	25
Micon M 700-225	Дания	225	29,8	37,5/25	697	3	760	36	24 000	2	1:40	4,5	15	25
Micon M 750-400	Дания	400	31	35,5/23,7	755	3	1150	36	24 000	3	1:42,6	4,5	15	25
Micon M 1500-500	Дания	500	43	25/16,7	1452	3	2000	46	41 000	3	1:60	5	13—14	25
Micon M 2300-1000	Дания	1000	54	21/14	2290	3	4650	59	75 000	3	1:72	3,5	15	25
Vestas V 29/225	Дания	225	29	40,5/30,5	661	3	600	31,5/50,5	12 000	2	1:24,6	3,5	14	25

Тип ВЭУ	Страна	Номинальная мощность, кВт	Ротор				Башня		Мультипликатор		Скорость ветра, м/с			
			Диаметр, м	Частота вращения, мин <sup>-1</sup>	Ометаемая площадь, м <sup>2</sup>	Число лопастей	Масса лопастей, кг	Высота, м	Масса, кг	Число ступеней	Передаточное число	начальная	номинальная	максимальная
Vestas V 39/500S	Дания	500	39	30	1195	3	1100	40,5/53	28 500/41 400	3	1:50	4	15	25
Vestas V 42/600	Дания	600	42	30	1385	3	120	50/53	37 500/41 400	3	1:50,9	4	16	25
Vestas V 63-1,5	Дания	1500	63	21	3117	3	—	60	80 000	3	1:71,5	4,5	16	25
Weg M 53-300	Великобритания	300	33,3	48	871	2	800	25	12 000	2	1:31,25	4,5	11,5	25
Weg M 53-400H	Великобритания	400	37	43	1075	2	1000	35	19 700	3	1:34,9	5	12	25
Weg M 53-500H	Великобритания	500	39,3	38	1216	2	500	35	23 000	3	—	3,5	12,1	25
Mitsubishi T450	Япония	450	39	26	1195	3	1800	50	28 000	3	1:57,7	4,5	12,4	24
Nedwind NW 31/3/250	Нидерланды	250	31	34	755	3	800	31/42	38 000	3	1:44,9	4	14	25
Nedwind NW 41/2/500	Нидерланды	120/500	40,8	21/32	1305	2	2365	39/50	30 500	3	1:47,3	4	15	25
Nedwind NW 53/2/2000-240	Нидерланды	240/1000	52,6	16/24,6	2173	2	5430	55/70	55 000	3	1:62	4	16	25
Nordex N 27/150	Германия	150	27	27/36	573	3	1360	30	20 700	3	1:28	3	11,5	25
Nordex N 27/250	Германия	250	27	30/40	573	3	1360	30	20 700	—	1:25	3	15,5	25
Nordex N 43	Германия	600	43	17,8/26,9	1452	3	1960	40	48 400	—	1:55,8	3	13,5	25
Nordex N 52	Германия	800	52	15,2/20,6	2124	3	3650	60	89550	—	1:48,9	3	14	25
Nordex N 54	Германия	1000	54	14,22	2290	3	4650	60	89 550	2	1:45	3	14	25
Nordic 500	Швеция	500	36	28/41	1018	2	1270	40	16 500	2	1:36,5	4	14	23
Nordic 1000	Швеция	1000	53	17/25	2206	2	4100	58	50 750	3	1:60,6	3	15	21
Norgtank 500/41	Дания	500	41	27	1320	3	1700	42,1	35 000	3	1:56	3,5	13	25
Norgtank 1500/60	Дания	1500	60	19	2827	3	5000	60	85 000	3	1:79,5	4	15	25
Riva Calzoni M 30AA	Италия	200	33	39,5/60,8	855	1	600	33	13 000	2	1:25,6	4	11,8	25
Riva Calzoni M 30S2	Италия	350	33	51—56	855	1	800	33	11 000	2	1:29,4	4,5	13,5	25
Tacke TW 300	ФРГ	300	33	23,1/34,6	855	3	1030	40/50	27 000/3900	3	1:43,5	3	14	25
Tacke TW 600	ФРГ	600	43	18/27	1452	3	1850	50/60	—	3	1:57	3	14,5	25
Tacke TW 1,5	ФРГ	1500	65	14—20	3318	3	—	60/80	—	3	1:90	4	13	25

Таблица 9.18 Ветроэнергетические установки России

Тип ВЭУ	Изготовитель	Мощность, кВт	Скорость ветра м/с		Напряжение, В	Масса, кг	Число лопастей	Диаметр ротора, м
			номинальная	начальная				
УВЭ-40	Завод «Азимут-электроприбор», г. С.-Петербург	0,08	10	2,5	12	15 без башни	3	1,5
ВЭС-П	ЦНИИЭлектроприбор, г. С.-Петербург	0,08	10	2,5	12	15 без башни	3	1,5
УВЭ-40-01	ЦНИИЭлектроприбор, г. С.-Петербург	0,08	10	2,5	12	15 без башни	3	1,5
ВВУ-1,5	ЦНИИЭлектроприбор, г. С.-Петербург	0,10	8	2,5	12	15 без башни	3	1,5
УВЭ-200	Завод «Азимут-электроприбор», г. С.-Петербург	0,18	12	2,5	12	15 без башни	3	1,5
УВЭ-300	ЦНИИ электроприбор, г. С.-Петербург	0,30	10	2,5	24 (220)	16 без башни	3	2,2
ВЕТЕН-0,16	Рыбинский завод приборостроения, г. Рыбинск	0,16	7,5	4,0	12 (220)	40 с башней	3	—
ВТН8-8	Рыбинский завод приборостроения, г. Рыбинск	8,0	4,5	4,5	230 (400)	900 с башней	2	8,45
М-250	НПО им. С. А. Лавочкина, г. Москва	0,25	8	3,0	12	—	2	1,7
ВЭУ-3	Ассоциация «Энергобаланс-Совена», г. Москва	2,5	7,5	4,5	220	350 с башней	2	6
АВЭУ6-4М	НПО «Ветроен», г. Реутов	4	9	4,5	400 (230)	1200 с башней	2	6,6
«Гюрза М»	НПО «Ветроен», г. Реутов	1	1—15	1	220 (240)	450 с башней	2	1,5/2,5
«Гюрза»	НПО «Ветроен», г. Реутов	10	1—20	1	380	4860 с башней	2	5/8
АВЭ-250	НПО «Ветроен», г. Реутов	250	6—30	6	400	—	3	—
«Ветерюю»	НПО «Ветроен», г. Реутов	5/16	16	5	220 (380)	1400 с башней	2	6,5/8,5
«Гюрза»	НПО «Ветроен», г. Реутов	6/32	2/3,8	2	380	22 000 с башней	2	17
«Гюрза»	НПО «Ветроен», г. Реутов	50/150/250	3/3,8/4,9	2,5	380	35 000 с башней	2	17/23
«Радуга I»	НПО «Радуга», г. Дубна	1000	13,6	5	380 (6000)	115 000 с башней	3	48
«Радуга 001»	НПО «Радуга», г. Дубна	1	7,1	3,6	—	—	3	4,8
«Радуга 008»	НПО «Радуга», г. Дубна	8	7,8	4	380 (220)	1700 с башней	3	10

Таблица 9.19. Примеры стоимости ВЭУ различных фирм в ценах 1997 г.

Тип ВЭУ	Установленная мощность, кВт	Стоимость				Страна-производитель
		Доллар США	Немецкая марка	Французский франк	Английский фунт	
Леросcraft 120	0,12	—	1680	—	—	Германия
Леросcraft 240	0,24	—	2008	—	—	Германия
Леросcraft 500	0,50	—	3130	—	—	Германия
Gascke TW 300	300	—	575 000	—	—	Германия
Gascke TW 600	600	—	950 000	—	—	Германия
Gascke TW 1,5	1500	—	2 888 000	—	—	Германия

Окончание табл. 9.19

Тип ВЭУ	Установленная мощность, кВт	Стоимость				Страна-производитель
		Доллар США	Немецкая марка	Французский франк	Английский фунт	
Bergey BWC 850	0,85	1995	—	—	—	США
Bergey BWC 1500	1,5	4795	—	—	—	США
Bergey BWCEXEL	10	16 950	—	—	—	США
Wind Energy Group M53-300H	300	—	—	—	236 000	Великобритания
Wind Energy Group M53-500H	500	—	—	—	270 000	Великобритания
Rutland WG500	0,02	—	—	—	240	Великобритания
Rutland WG910	0,25	—	—	—	278	Великобритания
Rutland FM1800	0,07	—	—	—	1387	Великобритания
Vergent Gev 5,5	5	—	—	120 000	—	Франция
Vergent Gev 7,10	10	—	—	224 000	—	Франция
Vergent Gev 10,25	25	—	—	298 000	—	Франция
Enercon 30	200	—	418 000	—	—	Дания
Enercon 40	500	—	798 000	—	—	Дания
Enercon 66	1500	—	2 965 000	—	—	Дания
Micon M700-225	225	—	418 000	—	—	Дания
Micon M750-400	400	—	560 000	—	—	Дания
Micon M1500-500	500	—	870 000	—	—	Дания
Micon M2300-500	1000	—	1 600 000	—	—	Дания
Vestas V29/225	225	—	4 820 008	—	—	Дания
Vestas V29/500	500	—	863 200	—	—	Дания
Vestas V42/600	600	—	906 000	—	—	Дания
Vestas V63—1,5	1500	—	2 798 000	—	—	Дания

Таблица 9.20. Прогноз развития ветроэнергетики в разных странах на период до 2003 г. [52]

Страна	Установленная мощность на начало 1999 г., МВт	Планируемый ввод установленных мощностей в 1999—2003 гг., МВт	Планируемая установленная мощность на конец 2003 г., МВт	Страна	Установленная мощность на начало 1999 г., МВт	Планируемый ввод установленных мощностей в 1999—2003 гг., МВт	Планируемая установленная мощность на конец 2003 г., МВт
США	2141	2000	4141	Португалия	51	170	221
Канада	83	450	533	Испания	880	4700	5580
Всего в Америке	2292	3075	5367	Швеция	176	720	896
Дания	1420	1225	2645	Великобритания	338	975	1313
Финляндия	18	200	218	Всего в Европе	6553	15 280	21 833
Франция	21	600	621	Китай	200	900	1100
Германия	2874	3900	6774	Индия	992	950	1942
Греция	55	210	265	Всего в Азии	1224	2180	3404
Ирландия	64	280	344	Остальные страны мира	83	1145	1228
Италия	197	675	872				
Нидерланды	379	800	1179	Всего в мире	10 153	21 680	31 833

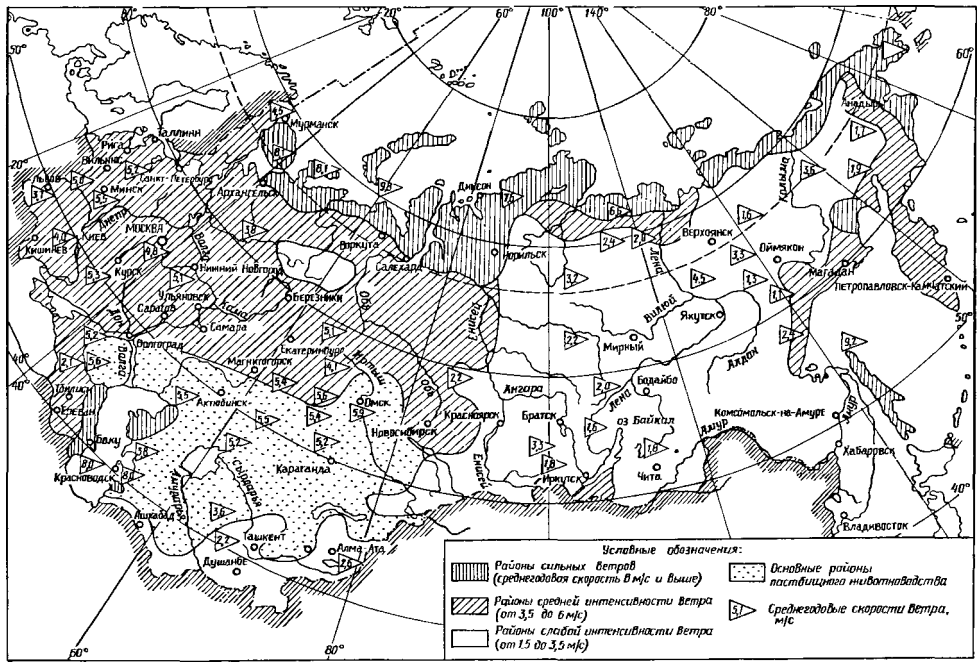


Рис. 9.34. Схема районирования ветрового режима на территории стран СНГ



## 9.5. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ (ТЭГ)

**Принцип действия и характеристики.** ТЭГ являются устройствами прямого преобразования теплоты в электроэнергию при помощи *термоэлементов*, между спаями которых поддерживается перепад температур. Они предназначены для «малой» энергетики и используются для автономного энерго- и теплоснабжения различных наземных, морских и космических объектов, где применение традиционных источников тока не представляется возможным или экономически нецелесообразно.

ТЭГ включает в себя систему подвода теплоты, термоэлектрическую батарею (ТЭБ) с теплоконтактной электроизоляцией и систему отвода теплоты. Теплота внешнего источника (пламя горелки, радиоуклид, твэл, водяной пар и др.) подводится к горячему теплоприемнику или теплопроводу, на наружной поверхности которого установлена полупроводниковая термобатарея (низко-, средне-, высокотемпературная, каскадная), состоящая из множества ветвей *p*- и *n*-типа проводимости. Последовательно-параллельное соединение ветвей (прямоугольных, цилиндрических, радиально-кольцевых) осуществляется коммутационными шинами (алюминий, медь) методом пайки, прессования, диффузионной сварки, плазменного напыления или механическим прижимом. Спаи ТЭБ изолированы от горячего теплопровода и холодного корпуса электроизоляционными пластинами (оксидная керамика, слюда и др.) В некоторых генераторах для повышения надежности дополнительно устанавливается горячая охранный изоляция (плазменное напыление). Для защиты от окисления ТЭБ либо размещается в герметичном чехле, заполненном аргоном или азотом, либо покрывается антисублимационной эмалью, либо запрессовывается в матрицу из диэлектрического материала (слюда, полиимид и др.). Отвод теплоты от холодных спаев ТЭБ осуществляется оребренным холодным радиатором или хладагентом (вода, антифриз и др.). Конструкция генератора стягивается в накет при помощи плоских или тарельчатых пружин ( $p_{уд} = 50-300 \text{ Па}$ ), что позволяет обеспечить качественный тепловой контакт и высокую стойкость к термоциклированию (нагрев — охлаждение).

Мощность современных ТЭГ колеблется от нескольких микроватт до нескольких десятков киловатт. КПД преобразования — от 2 до 10 %, срок службы — от 1 до 25 лет, стоимость установленной мощности — от 12 до 190 дол./Вт. В России и США также разработаны перспективные проекты ядерных термоэлектрических энергоустановок (ЯТЭУ) мощностью в сотни и тысячи киловатт [2, 4].

Простейший ТЭГ состоит из двух частей термоэлектрических материалов дырочной (*p*-тип) и электронной (*n*-тип) проводимости, соединенных

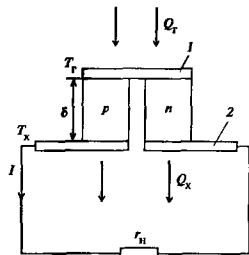


Рис. 9.35. Схема ТЭГ

1, 2 — коммутационные шины,  $Q_r$ ,  $Q_x$  — подводимый и отводимый тепловой поток;  $T_r$ ,  $T_x$  — температура горячего и холодного спаев;  $\delta$  — высота ветвей *p*-типа;  $I$ ,  $r_n$  — ток и сопротивление нагрузки

коммутационными шинами и замкнутых на внешнее сопротивление  $r_n$  (рис. 9.35). При наличии перепада температур  $\Delta T = T_r - T_x$  между противоположными спаями в замкнутой электрической цепи протекает постоянный ток  $I$ . Часть подводимого к горячим спаям теплового потока  $Q_r$  преобразуется в электрическую мощность  $N_{эл}$ , а оставшаяся часть  $Q_x$  отводится от его холодных спаев.

Основными параметрами ТЭГ являются ЭДС  $E$ , ток  $I$ , напряжение  $U$ , внутреннее сопротивление  $r$ , сопротивление внешней нагрузки  $r_n$ , нагрузочный коэффициент  $m$ , электрическая мощность  $N_{эл}$  и коэффициент полезного действия  $\eta$ :

$$E = \alpha(T_r - T_x) = \alpha \Delta T, \quad m = \frac{r_n}{r} = \frac{U}{E - U},$$

$$I = \frac{E}{r + r_n} = \frac{\alpha \Delta T}{r(m + 1)}, \quad U = I r_n = E \frac{m}{m + 1} = \frac{\alpha \Delta T m}{m + 1}; \quad N_{эл} = IU = \frac{E}{r(m + 1)} \frac{Em}{m + 1} = \frac{E^2}{r} \frac{m}{(m + 1)^2} = \frac{\alpha^2 \Delta T^2 m}{r(m + 1)^2}; \quad \eta = C \eta \Delta T.$$

Здесь  $C \eta = Z \frac{m}{[K_T(m + 1)^2]}$ ;  $Z = \alpha^2 \sigma \lambda$  — коэф-

фициент добротности,  $\alpha$  — коэффициент термоЭДС;  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость;

$\lambda$  — теплопроводность,  $K_T = 1 + Z \frac{T_{cp} + m T_r}{(m + 1)^2}$  —

коэффициент термопроводности

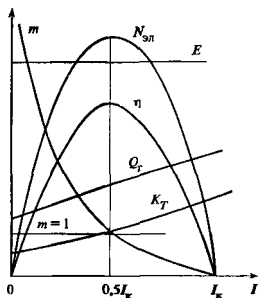


Рис. 9.36. Нагрузочная характеристика ТЭГ

$E$  — термоЭДС;  $I_k$  — ток короткого замыкания,  $N$  — электрическая мощность;  $\eta$  — КПД;  $Q_T$  — подводимый тепловой поток;  $K_T$  — термопроводность,  $m$  — нагрузочный коэффициент

На рис. 9.36 представлена зависимость параметров ТЭГ от тока нагрузки. Максимум электрической мощности обеспечивается в центре нагрузочной характеристики при  $m = 1$ ; максимум КПД — при  $m = \sqrt{1 + ZT_{cp}}$  [15]

Термоэлектрические материалы. Широкое практическое применение в отечественных и зарубежных ТЭГ нашли следующие термоэлектрические материалы (табл. 9.21), которые условно делятся на три группы.

*низкотемпературные материалы* (0—300 °С) К ним относятся халькогениды висмута и сурьмы  $Bi_2(Te, Se)_3$  ( $n$ -тип) и  $(Sb, Bi)_2Te_3$  ( $p$ -тип),

*среднетемпературные материалы* (300—600 °С) К ним относятся теллуриды свинца  $PbTe$  ( $n$ - и  $p$ -тип), теллуриды германия  $GeTe$  ( $p$ -тип) и теллурид олова  $SnTe$  ( $p$ -тип),

*высокотемпературные материалы* (600 °С и выше). К ним относятся сплавы кремния с германием  $SiGe$  ( $n$ - и  $p$ -тип).

Термогенераторы на органическом топливе. Такие ТЭГ нашли наибольшее практическое применение для электро- и теплоснабжения автономных объектов в нефтегазовой промышленности, метеорологии, навигации, сельском хозяйстве, армии и быту. В качестве источника теплоты в них используются продукты сгорания твердого (уголь, дрова, брикеты), газообразного (метан, пропан, пропан-бутан) и жидкого (бензин, керосин, дизельное) топлива.

С середины 70-х годов по настоящее время на магистральных газопроводах России успешно эксплуатируются свыше 12 тыс. газовых низкотемпературных ТЭГ первого поколения (УГМ-80, УГМ-80М) и двухкаскадных ТЭГ второго поколения (ГТГ-150) с инфракрасными горелками мощностью 80—150 Вт, разработанных НПО «Квант» и серийно выпускаемых ОАО «Поэит» (табл. 9.22). Канадская фирма «Global Thermoelectric» выпустила в 90-х годах свыше 4000 газовых среднетемпературных ТЭГ мощностью 30—550 Вт, работающих более чем в 40 странах мира.

Низкотемпературные генераторы с каталитическими горелками мощностью от 10 до 90 Вт серийно выпускаются в России НПП БИАПОС (КИТТ и КАТЭГ) и в США фирмой «Teledyne energy systems» (Decar и Telan).

На базе генераторов ГТГ-150 и ГТЖ-160 АО «Саратовгазавтоматика» в начале 90-х годов освоило серийный выпуск автономных источников питания (АИП) мощностью 400, 750 и 900 Вт напряжением 27 В. За рубежом аналогичные АИП с ТЭГ на газовом топливе созданы в Канаде (фирма «Global Thermoelectric»), а АИП на жидком топливе — в Японии (фирма NEC).

В начале 90-х годов в России были созданы на предприятии АИТ и выпускаются серийно ОАО «Поэит» низкотемпературные бытовые ТЭГ мощностью 4,5—30 Вт, напряжением 6—12 В (ГТГ-4.5-12, ГТУ-15-12 ГТГ-30-12).

Таблица 9.21 Характеристики термоэлектрических материалов [4]

Формульная основа	Тип проводимости	Температура плавления, °С	Рабочий перепад температур $\Delta T$ , °С	Средняя добротность $Z \cdot 10^3, K^{-1}$	Необходимость защиты		Относительная стоимость, усл. ед.
					от окисления	от сублимации	
$Bi_2(TeSe)$	$n$	600	100—300	1.2	+	—	17
$(Sb, Bi)_2Te_3$	$p$	620	100—300	1.2	+	—	25
$GeTe$	$p$	700	250—550	1.6	+	+	90
$SnTe$	$p$	780	300—600	0.7	+	+	23
$PbTe$	$n$	920	100—550	1.2	+	—	13
	$p$	920	100—550	1.4	+	—	13
$SiGe$	$n$	1300	100—900	0.6	—	—	100
	$p$	1220	100—900	0.4	—	—	100

Таблица 9.22. Характеристики ТЭГ на органическом топливе [2, 30]

Страна, модель	Топливо	Материал термо- батарей	Электри- ческая мощность, Вт	Напряже- ние, В	Расход топлива		Срок служ- бы, годы	Мас- са, кг	Габариты, см	Назначение
					Метан, м <sup>3</sup> /ч	Пропан- бутан, кг/ч				
Россия										
УТМ-80	Метан, про- пан-бутан	Bi + Te + Sb + Se	80	24	0,8	0,32	5	60	50×32×50	Радиорелейные станции МГ*
ГТГ-150	То же	GeTe + BiTeSb, PbTe	150	27	0,52	0,35	10	130	Диаметр 60	Связь, автоматика, телемеха- ника, катодная защита МГ
ГТЖ-160	Керосин, ди- зельное	Bi + Te + Sb, PbTe	160	27	—	0,55	10	130	Диаметр 60	То же
КИТТ 15/12**	Метан, про- пан	Bi + Te + Sb + Se	15	12	0,07	0,055	10	15	25×34×52,5	Метеостанции, геофизические и сеймостанции
КАТЭГ 30/24**, 60/24, 90/24	То же		30; 60; 90	24	0,14, 0,28, 0,45	0,1; 0,22; 0,33	10	27; 50; 75	54×55×49; 78×55×49 102,5×55×49	
ТТ-4,5-12	Керосин		4,5	12	—	0,042 л/ч	5	3	20×22,6×37	Освещение, переносная радио- аппаратура
ГТУ-15-12	Дрова, уголь		15	6; 9; 12	—	—	5	5	23×25×24	Бытовая теле-, радиоаппарату- ра, связь, освещение, заряд аккумуляторной батареи
ГТГ-30-12 «Костер-60» с тепловой трубой	Керосин, газ, метан, пропан Дрова		30	12	—	—	12	32	28×34×100	То же
		60	12	—	—	5	15	25×25×100	»	
Канада										
5030, 5060	Метан, про- пан-бутан	PbTe	30, 60	12, 24; 48	0,08; 0,18	0,06; 0,1	20	22; 40	30×36×38; 30×68×100	Связь, автоматика, телемеха- ника, катодная защита МГ
5120, 5220	То же		120, 220	12; 24; 48	0,35, 0,82	0,24, 0,6	20	65; 83	30×76×100; 30×80×100	
8550	»		550	24	2,0	1,58	20	103	155×155×102	
7120	Дизельное		100; 120	24, 48; 12	—	0,92 л/ч	20	17	24×43×35	
США**										
«Telan 5T1, 5T2»	Метан, про- пан-бутан	BiTe Sb Se	10; 20	4,8; 9,6	0,23, 0,46	—	5	15; 24	48×28×38; 36×64×38	Береговые маяки, метеостан- ции, автоматика, телемеха- ника, катодная защита МГ
«Telan 5T4, 5T6»			40; 60	19,2; 28,8	0,92, 1,38	—	5	42; 59	56×64×38; 76×64×38	
«Telan 5T8»			80	38,4	1,84	—	5	77	97×64×38	
Япония										
NEC	Керосин, ди- зельное	—	90	24	0,335		20	—	—	То же

\*МГ — магистральные газопроводы.

\*\* — Генераторы с каталитической горелкой.

Радиоизотопные термоэлектрические генераторы (РИТЭГ). В качестве источника теплоты в них используется энергия распада ядер радионуклидов (радиоизотопов), происходящего по экспоненциальному закону независимо от любых внешних условий. РИТЭГ отличается простотой конструкции и эксплуатации, высокой надежностью и длительными сроком службы.

С начала 60-х годов только в СССР было разработано около тысячи низкотемпературных, каскадных и высокотемпературных РИТЭГ суммарной электрической мощностью более 10 кВт. Общая наработка их составила более 30 млн ч с максимальной наработкой одного изделия более 100 тыс ч, количество выработанной электроэнергии составило около 3 млн кВт·ч [37]

Успешно эксплуатировались разработанные ВНИИ радиационной техники, Сухумским физико-техническим институтом (ФТИ), НПП «БИАПОС»

РИТЭГ первого и второго поколений наземного, морского и космического применения на химических элементах  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{238}\text{Pu}$  мощностью от 0,005 до 100 Вт. В Англии, Франции, Германии также созданы низко- и высокотемпературные РИТЭГ различного применения на элементах  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Cm}$  мощностью от 4 до 125 Вт.

В 60—90-х годах ведущими фирмами США «Martin», «General Electric Co», «Teledyne Isotopes» и др. созданы и успешно эксплуатировались низко- средние- и высокотемпературные РИТЭГ наземного, морского и космического применения на элементах  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{242}\text{Cm}$  мощностью от 0,125 до 155 Вт (табл. 9.23).

Разработаны также проекты РИТЭГ на элементах  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{210}\text{Po}$ ,  $^{242}\text{Cm}$  с предельной для них электрической мощностью до 10 кВт [2].

Таблица 9.23. Характеристики РИТЭГ [20, 31, 37, 48]

Страна, название	Радионуклид	Материал термопарей	Температура горячих сплвев, °С	Электрическая мощность, Вт	КПД, %	Удельная мощность, Вт/кг	Срок службы, годы	Назначение
Россия								
«Бета-МГ»	$^{90}\text{Sr}$	Bi + Te + Sb + Se	270	10	4,35	0,017	10	Метеостанция
«Ангара»	$^{90}\text{Sr}$		270	12	4,8	—	10	Горная станция
«Эфир-МА»	$^{90}\text{Sr}$		293	30	4,5	0,024	10	Навигационный радиомаяк
ИЭУ-1М			293	80—100	4,0	0,03	10	То же
«Гонг»	$^{90}\text{Sr}$	GeTe + BiTeSb, PbTe + BiTeSe	480	18	6,4	0,03	10	»
«Герц»	$^{238}\text{Pu}$	Bi + Te + Sb + Se	250	1,5	4,0	0,4	10	Электрокардиостимулятор
«Гемма»	$^{238}\text{Pu}$		70	0,005	0,35	0,025	15	Имплантируемый электрокардиостимулятор
«Ангел»	$^{238}\text{Pu}$		160	0,22	2,6	0,44	10	Космический аппарат (КА) «Марс-96»
США								
«Snap-3B7»	$^{238}\text{Pu}$	PbTe	—	2,7	5,2	—	—	Искусственный спутник земли «Транзит-4А»
«Snap-19»	$^{238}\text{Pu}$		—	22	—	0,16	1	Искусственный спутник земли «Нимбус»
«Snap-21А»	$^{90}\text{Sr}$	Bi + Te + Sb + PbSnTe	590	10	5,0	0,033	5—10	Подводный буй
«Snap-23А»	$^{90}\text{Sr}$		60	5,3	0,125	5—10	Плывучая метеостанция	
«Snap-27»	$^{238}\text{Pu}$	PbTe	580	63	4,3	0,22	1	Лунная станция
«Sentinal-25А»	$^{90}\text{Sr}$	Bi + Te + Sb + Se	—	25	4,7	0,018	5	Плывучий маяк
MHW	$^{238}\text{Pu}$	GeSi	593	155—122	—	4,4	> 12	КА «Вояджер»
Франция								
«Маргарита-20»	—	GeSi	900	12,5	4,7	1,25	—	Плывучий маяк

Таблица 9.24. Характеристики РТЭГ [2, 33, 44, 49]

Страна, установка	Теплоноситель	Материал термоэлектродов	Температура горячих и холодных спаев, °С	Электрическая мощность, кВт	КПД, %	Время непрерывной работы	Назначение
<i>Действующие термогенераторы</i>							
Россия, «Ромашка»	—	SiGe	950 и 480	0,5—0,8	1,25—2	15 000 ч	Демонстрационная, прототип для КА
США, «Snap-8»	Na + K	PbTe	—	20	4,0	60 сут	Демонстрационная, прототип для КА и орбитальных станций
США, «Snap-10А»	Na + K	SiGe	485 и 315	0,54	1,47	43 сут	КА «Аджена»
Россия, «Бук»	Na + K	GeTe + SiGe PbTe + SiGe	720 и 300	2,8	3	~0,5 года	КА серии «Космос»
Россия, «Гамма»	H <sub>2</sub> O	Bi + Te + Sb + Se	255 и 90	6,6	2,6—3,3	> 20 000 ч	Демонстрационная, прототип для наземных и подводных объектов
<i>Проекты</i>							
США, SP-100	Li	SiGe	1000 и 600	100	6,8	7 лет	Объекты космического базирования
Россия, «Елена»	H <sub>2</sub> O	Bi + Te + Sb + Se	249 и 102	130	3,2	25 лет	Электро- и теплоснабжение наземных объектов
США, «Westinghouse Electric Co»	H <sub>2</sub> O	Bi + Te + Sb + Se	310 и 80	3000	6,7	1,5 года	Подводные объекты

**Реакторные термогенераторы (РТЭГ).** Требуемые уровни электрической мощности ТЭГ — от единиц до нескольких сотен и тысяч киловатт — могут быть обеспечены только в сочетании с ядерными реакторами (ЯР) в качестве источника теплоты [4, 13].

По способу теплопередачи от ЯР к горячим спаев РТЭГ можно разделить на три типа

**вынесенные**, в которых ТЭГ размещен вне ЯР, а теплопередача осуществляется циркулирующими теплоносителями (вода, жидкий металл);

**встроенные**, в которых ЯР и ТЭГ совмещены в едином блоке, ТЭБ размещены на оболочках твэлов или на отражателе, а теплопередача осуществляется теплопроводностью;

**промежуточные**, в которых отвод теплоты от ЯР к ТЭГ осуществляется тепловыми трубами (ТТ).

Отвод теплоты холодных спаев ТЭГ всех типов осуществляется хладагентом (вода, жидкий металл) или излучением [33].

Начиная с 60-х годов по настоящее время ведущими отечественными предприятиями (РНЦ «Курчатовский институт» Физико-энергетический институт (ФЭИ), г. Обнинск, НИО «Красная Звезда», НИО «Квант», Сухумский ФТИ) и американскими фирмами («Atomic International», «Martin Marietta» «Westinghouse, Electric Co», «General Electric Co») созданы и опробованы в эксплуатации ряд уникальных ядерных термоэлектрических энергоустановок для космических и наземных объектов. Практиче-

ское применение (табл. 9.24) нашли лишь РТЭГ вынесенного типа («Snap-10А», «Бук», «Гамма»), являющиеся прототипами мощных энергоустановок будущего. Перспективны также РТЭГ с жидкотеплоталлическими ТТ (проект SP-100) для мощностей в десятки и сотни киловатт [44].

## 9.6. ТЕРМОЭМИССИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ (ТЭП)

**Определения и принцип действия.** ТЭП — устройство для преобразования тепловой энергии в электрическую, состоящее из двух металлических электродов (эмиттера и коллектора), разделенных межэлектродным зазором (МЭЗ) и соединенных внешней электрической цепью, содержащей нагрузку. Эмиттер ТЭП нагревается источником теплоты, коллектор присоединяется к охлаждаемому устройству, что создает разность температур электродов ТЭП. Термодинамическим рабочим телом ТЭП являются электроны.

Основные процессы в ТЭП: термозлектронная эмиссия с уровня Ферми эмиттера в МЭЗ, перенос электронов через МЭЗ, конденсация электронов на уровень Ферми коллектора с выделением теплоты конденсации, перенос электронов через внешнюю цепь. В этих процессах происходит трансформация кинетической энергии электронов эмиттера в потенциальную во внутреннем электрическом поле преобразователя. Потенциальная энергия электронов

во внешней цепи преобразуется в полезную работу. Не преобразованная в полезную работу теплота конденсации отводится в охлаждающее устройство при нижней температуре термодинамического цикла.

**Классификация ТЭП** отражает варианты реализации МЭЗ и электродов, а также механизмы переноса носителей тока через МЭЗ.

**Вакуумный ТЭП.** В МЭЗ высокий вакуум. Перенос электронов сопровождается образованием в МЭЗ пространственного заряда, ограничивающего плотность тока преобразователя. Теория вакуумного режима и необходимые для расчетов данные содержатся в [34].

**Цезиевый плазменный ТЭП с адсорбционными электродами** на основе тугоплавких металлов, является основным применяемым типом ТЭП. МЭЗ заполнен паром цезия, поступающим из цезиевого термостата, и в нем образуется цезиевая плазма, что приводит к минимизации пространственного заряда, кроме узких (порядка 5—10 мкм — радиус Дебая плазмы) приэлектродных слоев. Адсорбция цезия на поверхности электродов приводит к снижению работы выхода электронов до оптимальных значений (эммиттера 2,6—2,8 эВ, коллектора элементов 1,4—1,7 эВ). Адсорбция и ионизация цезия позволяют реализовать в ТЭП рациональные значения плотности мощности.

Принципиальная схема цезиевого ТЭП представлена на рис. 9.37.

В цезиевом ТЭП в зависимости от условий реализуются различные режимы работы.

**Диффузионный режим** имеет место при условии, что число Кнудсена для плазмы  $d/\lambda \gg 1$  ( $d$  — межэлектродный зазор,  $\lambda$  — длина свободного пробега электрона), а к плазме приложено напряжение  $U_d$  ниже порога возникновения разряда. Реализуется режим переноса электронов по механизму амбиполярной диффузии в плазме, образующейся за счет поверхностной ионизации (цезия) [28].

**Разрядный режим** — основной используемый в технических устройствах режим. Плазма образуется в объеме МЭЗ за счет ступенчатой ионизации (по возбужденным состояниям атома Cs) при столкновениях атомов с электронами, ускоренными на приэмиттерном скачке электрического потенциала. Характеризуется относительно высокой концентрацией плазмы, что приводит к повышению электрической проводимости МЭЗ, и высоким значениями плотности тока и КПД ТЭП при технологически освоенных размерах МЭЗ (100—500 мкм).

**Квазивакуумный режим** реализуется в цезиевом ТЭП при значении МЭЗ порядка радиуса Дебая (4—10 мкм). Вследствие малости межэлектродного зазора, который значительно меньше длины свободного пробега электронов для упругих и неупругих столкновений электронов с атомами це-

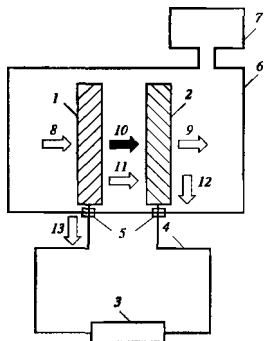


Рис. 9.37. Схема цезиевого ТЭП

1 — эмиттер; 2 — коллектор; 3 — нагрузка; 4 — подводящие провода; 5 — гермоводы; 6 — герметичный корпус; 7 — цезиевый термостат; 8 — поток энергии от теплового источника; 9 — не преобразованная теплота; 10 — поток электронов и переносимая им энергия; 11 — поток энергии излучения; 12 — полезная работа во внешней цепи (электрический ток);

13 — утечки теплоты

зия, в ТЭП этого типа практически отсутствуют рассеяние электронов на атомах и объемная ионизация. Поверхностная ионизация не приводит к компенсации пространственного заряда, так как на расстояниях, меньших радиуса Дебая, условие квазинейтральности не выполняется. Вследствие этого распределение потенциала в МЭЗ подобно тому, которое реализуется в вакуумном режиме, но при более низкой работе выхода эмиттера из-за адсорбции на нем цезия, кроме того, вследствие малости МЭЗ пространственный заряд также невелик. Этот режим характеризуется достаточно высокой плотностью мощности и КПД при умеренной температуре эмиттера, требует высокого технологического уровня и находится в стадии разработки.

**Цезий-бариевые плазменные ТЭП.** МЭЗ заполняется смесью паров цезия и бария. Энергия связи при адсорбции бария на тугоплавких металлах больше, чем при адсорбции цезия. Вследствие этого барий удерживается на поверхности эмиттера и снижает его работу выхода электронов при более высокой температуре. Ионизация цезия обеспечивает компенсацию пространственного заряда. Эти ТЭП характеризуются более высокой плотностью мощности и КПД в диффузионном режиме при высокой температуре эмиттера (более 2300 К).

Электроды ТЭП изготавливаются из тугоплавких металлов, применяемых в настоящее время, как

правило, в виде монокристаллов. Для улучшения прочностных свойств применяются слабелегированные монокристаллы (вольфрам + 1—1,5 % рения, молибден + 3 % ниобия и др.). Для изготовления коллекторов применяется чаще всего ниобий, а также молибден. Для улучшения свойств электродов, изготовленных из ниобия и молибдена, на их поверхность могут наноситься покрытия из вольфрама.

Эффективность ТЭП характеризуется плотностью тока  $J$ ,  $A/cm^2$ , плотностью потока мощности  $N_{уд}$ ,  $Вт/cm^2$ , относимыми к площади поверхности эмиттера, и КПД. Обычные значения  $J = 5—20 A/cm^2$ ,  $N_{уд} = 2—5 Вт/cm^2$ , КПД 5—12 %. Максимальные значения  $N_{уд} = 150 Вт/cm^2$ .

Напряжение цезиевого разрядного ТЭП 0,5—0,7; 1,0 В или несколько больше для квазивакуумного или диффузионного режимов.

Идеальным ТЭП называют прибор с плоскими строго параллельными электродами, которым приписываются бесконечные значения теплопроводности и электрической проводимости; температура электродов не зависит от координат. В идеальном цезиевом ТЭП пять параметров определяют проходящий ток  $I$  и значения всех остальных физических величин: ширина межэлектродного зазора  $d$  (0,2—0,5 мм), температура эмиттера  $T_e$  (1200—2300 К), температура коллектора  $T_c$  (900—1200 К), температура цезиевого термостата  $T_{Cs}$  (эквивалент давления цезия  $p_{Cs}$ ) (примерно  $0,3 T_c$ ), внешнее напряжение  $U$ . Вольт-амперная характеристика идеального ТЭП хорошо совпадает с характеристикой реальных плоских диодов, когда распределение температуры и электрического потенциала по поверхности равномерное. На рис. 9.38 представлена типичная вольт-амперная характеристика цезиевого ТЭП. Детальное изложение теории диффузионного и разрядного режимов цезиевого ТЭП содержится в

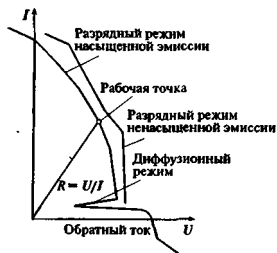


Рис. 9.38. Вольт-амперная характеристика цезиевого ТЭП в диффузионном и разрядном режимах (генераторный режим)

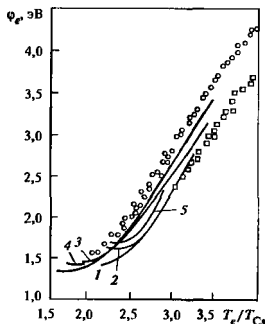


Рис. 9.39. Работа выхода различных граней монокристалла W

1 (квадратики) и 2 — (110); 3 (кружки) — (100),  
4 — (111); 5 — (112)

[28, 34]. В разрядном режиме максимум потенциальной энергии электрона реализуется вблизи эмиттера. Эта энергия расходуется на поддержание напряжения  $U_d$  (энергия выносится из плазмы ионами цезия, возбужденными атомами и излучением в линиях атома цезия и выделяется в виде теплоты на обоих электродах); выделяется в виде теплоты на коллекторе при конденсации электронов на нем; реализуется как напряжение на нагрузке.

Для инженерных расчетов разрядного режима цезиевого ТЭП может эффективно использоваться феноменологическая теория, изложенная в [12, 16].

Для определения значения напряжения ТЭП при заданном значении параметров  $d$ ,  $T_e$ ,  $T_c$ ,  $T_{Cs}$  (или  $p_{Cs}$ ) и  $J$  необходимо выполнить следующие операции:

1) определить работу выхода эмиттера  $\phi_e$  и коллектора  $\phi_c$  в парах цезия (рис. 9.39);

2) вычислить химический потенциал плазмы в термодинамическом равновесии с эмиттером. Формула, дающая значение химического потенциала через параметры ТЭП:

$$\mu = 1,945 + 1,15 k T_e (2,5 \lg T - \lg p_{Cs} - 3),$$

где  $\mu$  — химический потенциал, эВ;  $k = 1,3807 \cdot 10^{-23}$  Дж/К — постоянная Больцмана;  $T_e$  — температура эмиттера, К;  $p_{Cs}$  — давление цезия, мм рт. ст.,

3) вычислить «больцмановский потенциал» для плотности проходящего тока  $J$

$$\phi_j = \frac{k}{e} T_c \ln (A T_c^2 / J).$$

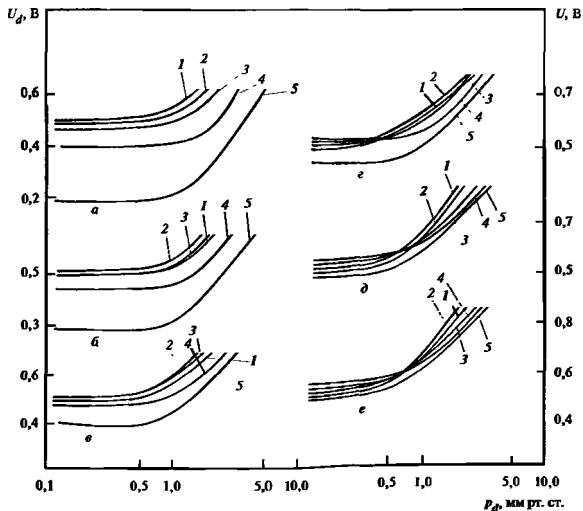


Рис. 9.40. Зависимость падения напряжения  $U_d$  на плазме ТЭП от плотности тока температуры эмиттера и давления в МЭЭ

$a - 6 \text{ A/cm}^2$ ,  $б - 10 \text{ A/cm}^2$ ,  $в - 16 \text{ A/cm}^2$ ;  $г - 20 \text{ A/cm}^2$ ,  $д - 26 \text{ A/cm}^2$ ,  $е - 30 \text{ A/cm}^2$ ; 1 — 1600 К, 2 — 1700 К; 3 — 1800 К, 4 — 1900 К, 5 — 2000 К

где  $A$  — постоянная Ричардсона,  $A = 120,4 \text{ A/(K}^2 \times \text{см}^2)$ ;  $e$  — заряд электрона;

4) выбрать наилучшую оценку для максимального значения потенциальной энергии электрона у эмиттера в соответствии со следующими правилами выбора:

Определяющее неравенство	Наилучшая оценка $\varphi^*$ для максимального значения потенциальной энергии электрона
$\mu < \varphi_e < \varphi_f$	$\varphi^* = \varphi_e$
$\varphi_e < \mu < \varphi_f$	$\varphi^* = \mu$
$\varphi_e < \varphi_f < \mu$	$\varphi^* = \varphi_f$
$\varphi_e > \varphi_f$	$\varphi^* = \varphi_f$

5) определить значение разности потенциалов  $U_d$ . Для всех случаев, кроме первого, используются значения  $U_d$  в соответствии с рис. 9.40, для первого случая вычисляется еще поправка  $\Delta U_d$  для режимов с насыщенной эмиссией (рис. 9.41);

6) в случае когда эмиссия электронов с коллектора отвечает условию  $J_c < 0,1 J$ , вычислить значение напряжения на нагрузке:

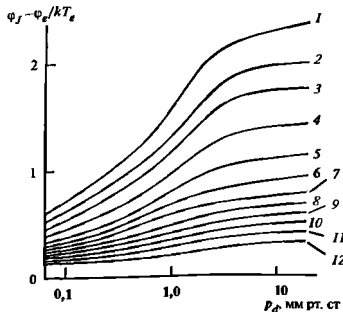


Рис. 9.41. Зависимость поправки  $\Delta U_d$  от  $P_d$

$$\varphi_f - \varphi_e / kT_e$$

1 —  $\Delta U_d = 0$ ; 2 — 0,05; 3 — 0,10, 4 — 0,20;  
5 — 0,30; 6 — 0,40; 7 — 0,50, 8 — 0,60; 9 — 0,70;  
10 — 0,80; 11 — 0,90; 12 — 1,00



$$U(J) = \Phi^* - \Phi_c - U_d - \Delta U_d,$$

7) при условии  $J_c > 0,1 J$  ввести эффективное значение работы выхода коллектора, хорошей оценкой для которого является

$$\Phi_c = \frac{k}{e} T_c \ln (\Delta T_c^2 / 0,1 J),$$

8) получить вольт-амперную характеристику в результате последовательного вычисления значений напряжений для разных значений  $J$

**КПД термозмешенного преобразователя.** КПД ТЭП, как правило, значительно меньше КПД соответствующего идеального цикла Карно. Для оценки КПД может быть использована формула

$$\eta = JU / (q_c + q_r + q_\lambda),$$

где  $q_c = e\Phi^* - 2kT_c$  — теплота, переносимая электронами,  $q_r$  — теплота, переносимая потоком энергии излучения,  $q_\lambda$  — теплота, переносимая теплопроводностью (через цезий) и через соединительные провода

Две последние составляющие вычисляются по обычным соотношениям теплообмена потока энергии излучения и теплопроводности

Расчеты реальных термозмешенных преобразователей и их систем выполняются с использованием достаточно сложных компьютерных программ

**Технические проблемы ТЭП.** Основное направление использования ТЭП — источники энергии для космической техники [35]. Однако не исключаются и другие специальные применения ТЭП. При этом ТЭП могут быть встроены в ядерные реакторы (реакторы «Топаз» и «Топаз-2»), где источником теплоты служит реакция деления ядер урана, или использоваться в сочетании с высокоточными концентраторами солнечной энергии

При разработке реальных ТЭП важнейшими проблемами являются.

1) создание электродов с определенной работой выхода, минимальной испаряемостью и малым сопротивлением;

2) регулирование и поддержание необходимого вакуума и давления паров наполнителя. В настоящее время созданы удовлетворительно работающие источники пара цезия, пригодные для работы в условиях космоса на основе канальных структур, заполненных жидким цезием, и на основе соединений цезия с графитом;

3) разработка коррозионно-стойкой оболочки корпуса ТЭП и надежного соединения различных частей преобразователя. Здесь основная роль принадлежит различным приемам соединения материалов с различающимися температурными коэффициентами (инюбий, электроизоляционная керамика ( $Al_2O_3$ ,  $Y_2O_3$ ), нержавеющей сталь);

4) подвод к эмиттеру теплового потока  $10-40 \text{ Вт/см}^2$  и отвод его с коллектора ТЭП. В ядерном реакторе основной проблемой является совместимость эмиттера с ядерным топливом [29, 40], в солнечных установках — создание ловушек-присминок энергии излучения Солнца, характеризуемых малыми потерями на обратное излучение. При отводе теплоты с коллектора — главная проблема ТЭП с ядерным нагревом — радиационная и термодинамическая стойкость многослойной металлокерамической конструкции, отделяющей объем преобразователя от охладителя, в качестве которого обычно используют расплавленные щелочные металлы.

## 9.7. МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ (МГД-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ)

### 9.7.1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ МГД-ГЕНЕРАТОРА

МГД-генератор (рис. 9.42) представляет собой устройство, преобразующее кинетическую энергию электропроводного потока, движущегося в поперечном магнитном поле, в электроэнергию.

При движении электропроводного рабочего тела в поперечном магнитном поле в потоке индуцируется электрическое поле напряженностью  $E = -[v \times B]$ , где  $v$  — скорость потока электропроводного рабочего тела,  $B$  — индукция внешнего магнитного поля. Уравнение представлено в векторной форме. Далее будем пользоваться действующими значениями параметров

Плотность тока, индуцированная при движении рабочего тела через магнитное поле,

$$J_y = \sigma (vB - E_y) = \sigma (1 - s) vB,$$

где  $\sigma$  — скалярная электрическая проводимость рабочего тела;  $E_y$  — напряженность внешнего электрического поля;  $s = E_y / (vB)$  — коэффициент нагрузки.

Удельная электрическая мощность (отнесенная к единице объема МГД-канала), выделяемая на нагрузку, определяется выражением.

$$N_V = J_y E_y = \sigma v^2 B^2 s (1 - s).$$

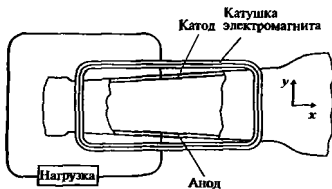


Рис. 9.42. Схема МГД-генератора постоянного тока

Таблица 9.25. Ионизационные потенциалы и статистические веса различных атомов и молекул [32]

Атом или молекула	Потенциал ионизации $v_i$ , эВ	Статистические веса		Атом или молекула	Потенциал ионизации $v_i$ , эВ	Статистические веса	
		$g_i$	$g_0$			$g_i$	$g_0$
Li	5,39	2	1	O <sub>2</sub>	12,05	3	4
Na	5,14	2	1	O	13,61	9	4
K	4,34	2	1	N <sub>2</sub>	15,6	1	2
Cs	3,89	2	1	NO	9,26	8	1
He	24,58	1	2	CO	14,1	1	2
Ne	21,56	1	6	CO <sub>2</sub>	14,4		
Ar	15,76	1	6				

На электропроводный газ, движущийся в поперечном магнитном поле, действует сила, которая гормозит поток. Удельное значение силы на единицу объема  $F = J_y B = \sigma v B^2 (1 - s)$ .

Мощность, затрачиваемая рабочим телом при прохождении через магнитное поле (тормозная мощность),  $P_T = Fv = \sigma v^2 B^2 (1 - s)$

Электрический КПД МГД-генератора  $\eta_e = N_{II} P_T$  определяет долю работы, совершаемую рабочим телом при прохождении через магнитное поле, которая преобразуется в электрическую энергию в единицу времени. Коэффициент преобразования энтальпии  $\eta_i = N_{МГД} / h_{01}$  определяет долю полной начальной энтальпии рабочего тела  $h_{01}$ , преобразованной в МГД-генераторе в секунду в электрическую мощность  $N_{МГД}$ . Коэффициент полезного действия МГД-генератора  $\eta_{МГД} = (N_{МГД} - N_{компл}) / h_{01}$ , где  $N_{компл}$  — мощность затрачиваемая на привод компрессора

Рабочим телом в МГД-генераторе может быть либо электропроводный газ (плазма), либо электропроводная жидкость (жидкий металл). Жидкометаллические МГД-генераторы не получили распространения прежде всего из-за трудностей в обеспечении разгона жидкого металла до больших скоростей (десятков метров в секунду)

Проводимость плазмы и эффект Холла. Ионизация, создаваемая нагреванием газа, называется термической. Ионизация, создаваемая наложением сильных электрических полей, называется неравновесной ионизацией

Закон действующих масс (уравнение Саха) для термической ионизации имеет вид

$$\frac{n_e n_i}{n_0} = \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \frac{2g_i}{g_0} \exp\left(-\frac{e\phi_i}{kT}\right),$$

где  $n_e$ ,  $n_i$ ,  $n_0$  — концентрации соответственно электронов, ионов, нейтральных атомов или молекул в плазме;  $\phi_i$  — потенциал ионизации атома,  $g_i$ ,  $g_0$  — статистические веса основного состояния иона и

основного состояния нейтрального атома (табл. 9.25),  $h$  — постоянная Планка.

Большинство обычных газов, таких как воздух, СО, СО<sub>2</sub> или инертные газы, имеют высокий потенциал ионизации и термически ионизируются только при температуре выше 5000 К. Для обеспечения электрической проводимости газа при относительно низких температурах 2000—3000 К в газ вводят ионизирующую присадку с массовой долей 0,1—1 % одного из щелочных металлов, имеющих низкий потенциал ионизации. Как правило, используются присадки калия или цезия либо в чистом виде, либо в виде соединений

Электрическая проводимость плазмы определяется концентрацией электронов и средним временем между столкновениями электронов с атомами, молекулами и ионами:

$$\tau_e = \frac{1}{c_e (\Sigma n_a Q_{ea} + \Sigma n_i Q_{ei})},$$

где  $n_a$  — плотность атомов, молекул основного газа и атомов присадки,  $Q_{ea}$  — транспортные сечения рассеяния электронов на атомах и молекулах,  $Q_{ei}$  — сечение электрон-ионных соударений;  $c_e = \sqrt{8kT/(\pi m_e)}$  — средняя тепловая скорость электрона;  $m_e$  — масса электрона

Проводимость плазмы

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{\sqrt{8/\pi} (m_e kT)^{1/2} [\Sigma n_a Q_{ea} + \Sigma n_i Q_{ei}]}$$

Транспортные сечения рассеяния электронов на некоторых атомах и молекулах приведены в табл. 9.26 [32]. Электрическая проводимость и некоторые другие свойства продуктов сгорания, необходимые для расчета МГД-генератора, приведены в [25].

Другой важной величиной в плазменных МГД-генераторах является циклотронная частота вращения электронов

$$\omega_c = eB/m_e,$$

где  $B$  — индукция магнитного поля.

Таблица 9 26. Транспортные сечения рассеяния электронов в интервале температур 2000—3000 К [32]

Атом или молекула	Сечение, $10^{-16}$ см <sup>2</sup>	Атом или молекула	Сечение, $10^{-16}$ см <sup>2</sup>
Ag	0,35	N <sub>2</sub>	6,5
He	5,4	N	18
Hg	40	Воздух	8
K	400	H <sub>2</sub> O	75
Cs	300	CO <sub>2</sub>	15
H <sub>2</sub>	13,8	CO	8
O <sub>2</sub>	3,0	Продукты сгорания керосина в кислороде	40
O	20		

Безразмерное произведение  $\omega_e \tau_e$  называется параметром Холла (эффект Холла — см с 240 в книге 1) для электронов

Неравновесная (нетермическая) ионизация может реализовываться в плазме инертных газов с присадкой щелочного металла за счет индуцированного электрического поля. Электроны приобретают энергию при протекании тока в плазме, а теряют свою энергию при столкновениях с тяжелыми частицами. Средняя доля энергии, теряемой электроном при одном столкновении, составляет  $\delta \cdot 2m_e / M_a$ , где  $M_a$  — масса тяжелых частиц, а  $\delta$  — коэффициент потерь при неупругих столкновениях. При упругих столкновениях  $\delta = 1$ , и электроны при каждом столкновении теряют небольшую часть энергии, поэтому энергия электронов превышает энергию основного газа. Поскольку в МГД-генераторе существенную роль играют объемные процессы (ионизация и механизм переноса энергии при столкновении частиц), а распределение электронов максвелловское, то можно ввести понятие «электронной температуры»  $T_e$ , отличающейся от температуры тяжелых частиц основного газа  $T_a$ . В молекулярных газах благодаря возбуждению вращательных и колебательных степеней свободы коэффициент неупругих столкновений  $\delta$  увеличивается в десятки и сотни раз (табл. 9 27), поэтому достижение неравновесной ионизации в молекулярных газах в МГД-генераторе представляется реальным.

Превышение температуры электронов  $T_e$  над температурой газа  $T_a$  определяется по уравнению баланса энергии для электронов, которое в пренебрежении процессами диффузии, электронной теплопроводности и излучения имеет вид

Таблица 9 27 Коэффициент потерь  $\delta$  при неупругих столкновениях в молекулярных газах [27]

Электронная температура, К	Газ						
	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	CO	Воздух	NO	HCl	CO <sub>2</sub>
1000	3,3	8,4	140	—	—	1500	1800
1500	3,3	8,0	180	21	300	2000	2300
2000	3,4	7,8	200	28	540	1800	2500
2500	3,4	7,8	230	35	800	1650	2500
3000	3,7	7,7	230	40	1100	1500	2600
4000	4,4	7,8	200	43	1250	1300	2500
5000	5,3	8,4	160	44	1200	1100	2400
6000	6,2	9,5	145	44	1100	1000	2400
8000	8,0	15,0	160	51	880	—	2300
10 000	9,6	30,0	220	70	740	—	2200

$$\frac{T_e - T_a}{T_a} = \frac{\kappa}{3\delta} (1 - \eta_e)^2 M^2 \omega_e^2 \tau_e^2,$$

$\kappa$  — показатель адиабаты основного газа,  $M$  — число Маха.

При параметре Холла, отличном от нуля ( $\omega_e \tau_e \neq 0$ ), в МГД-генераторе возникает продольное электрическое поле (холловское поле) напряженностью  $E_x$ . При наличии эффекта Холла следует использовать уравнение обобщенного закона Ома в пренебрежении диффузией и инерцией электронов, которое имеет вид

$$\mathbf{J} = \sigma \{E \mathbf{v} \times \mathbf{B}\} - \frac{\omega_e \tau_e}{B} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}].$$

Для правосторонней системы координат, в которой вектор магнитной индукции направлен по оси  $Z$ , компоненты вектора плотности тока имеют вид

$$J_x = \frac{\sigma}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} \{E_x - \omega_e \tau_e (E_y - vB)\};$$

$$J_y = \frac{\sigma}{1 + (\omega_e \tau_e)^2} [E_y - vB + \omega_e \tau_e E_x]$$

Эффект Холла определяет различные схемы МГД-генератора: МГД-генератор со сплошными электродами; фарадеевский МГД-генератор с секционированными электродами, МГД-генератор с диагональными соединениями электродов, холловский МГД-генератор.

По геометрическим параметрам конструкции МГД-генераторы подразделяются на линейные, дисковые, вихревые.

По типу используемого рабочего тела МГД-генераторы можно разделить на две группы: МГД-генераторы открытого цикла и МГД-генераторы замкнутого цикла. По времени работы МГД-генераторы можно классифицировать как стационарные со временем работы несколько тысяч часов и импульсные со временем работы до десятков секунд.

### 9.7.2. МГД-ГЕНЕРАТОРЫ ОТКРЫТОГО ЦИКЛА

**Стационарные энергетические МГД-генераторы.** В стационарных МГД-генераторах открытого цикла в качестве рабочего тела используются продукты сгорания органического топлива (газа, угля, мазута) в воздухе или в воздухе, обогащенном кислородом, с присадкой соединений щелочного металла ( $K_2CO_3$ , КОН).

Для обеспечения высокого КПД МГД-электростанции используется бинарный цикл — цикл Брайтона. В верхнем цикле работает МГД-генератор, в нижнем используется паротурбинная установка.

КПД бинарного цикла с МГД-генератором  $\eta = \eta_{МГД} + (1 - \eta_{МГД} - \Sigma q_i) \eta_n$ , где  $\eta_n$  — КПД паросилового цикла,  $\Sigma q_i$  — потери теплоты, не использованной в нижнем цикле.

Расчетный КПД МГД-электростанций составляет в настоящее время около 50 % на газовом и около 46 % на твердом топливе, и в перспективе он может быть увеличен примерно до 55 % [39].

Для того, чтобы повысить КПД бинарного цикла с МГД-генератором, необходимо, в частности, увеличить коэффициент преобразования энтальпии в МГД-генераторе. Одним из перспективных направлений в этой области является разработка МГД-генератора с токонесущими неоднородностями [50]. Эти неоднородности могут создаваться путем локального перегрева основного рабочего тела ( $T = 3500$  К,  $\sigma = 100$  См/см), в качестве которого используются продукты сгорания органических топлив с присадкой щелочного металла. Генерируемый в МГД-канале электрический ток проходит лишь по малой, нагретой части потока, а основная масса рабочего тела может быть неэлектропроводной и совершает основную работу, проталкивая высокотемпературные токонесущие образования в магнитном поле. За счет джоулева разогрева температура и проводимость в высокотемпературном слое увеличиваются. По этой причине взаимодействие с магнитным полем не снижается по длине МГД-канала. Это дает принципиальную возможность расширить диапазон работы МГД-генератора в область низких температур (ниже 1800 К) и увеличить коэффициент преобразования энтальпии в МГД-генераторе до 30—35 %. Однако эта концепция требует экспериментального подтверждения при работе МГД-генератора.

Таблица 9.28. Параметры импульсных МГД-установок [51]

Параметр	Установка	
	«Памир»	«Урал»
ЭДС, кВ	1,0	2,5
Внутреннее сопротивление, МОм	25	30
Объем МГД-канала, $10^3$ см <sup>3</sup>	33	154
Расход рабочего тела, кг/с	25	80
Номинальная генерируемая электрическая мощность, МВт	12	32
Масса установки, кг	$8 \cdot 10^3$	$20 \cdot 10^3$

**Импульсные МГД-генераторы.** Импульсные МГД-генераторы отличаются от стационарных энергетических МГД-генераторов более высокими удельными характеристиками, компактностью и малой массой.

В качестве топлива в импульсных МГД-генераторах используются специально разработанные пороховые топлива с добавкой солей щелочных металлов. Пороховой заряд содержит топливо и окислитель и обеспечивает высокое значение  $\sigma v^2 = 250—300$  (См/м)(км/с)<sup>2</sup> и давления в камере сгорания — генераторе плазмы 5—8 МПа. Проводимость продуктов сгорания составляет 60—100 См/м, что обеспечивает высокие удельные характеристики импульсных МГД-генераторов: удельную мощность на единицу расхода рабочего тела выше 1,5 кВт/кг, удельную мощность в МГД-канале около 300 МВт/м<sup>3</sup>, удельную энергию 0,5 МДж/кг. В импульсных МГД-генераторах используется магнитная система без сердечника с самовозбуждением и индукцией 3—3,5 Тл. Время работы импульсного МГД-генератора в единичном запуске 1,5—10 с. В России в настоящее время разработаны и используются унифицированные импульсные МГД-установки двух типов «Памир» и «Урал» (табл. 9 28) [51].

### 9.7.3. МГД-ГЕНЕРАТОРЫ ЗАМКНУТОГО ЦИКЛА

В МГД-генераторах замкнутого цикла рабочим телом является инертный газ (как правило, аргон или гелий) с присадкой щелочного металла (цезий, калий). В МГД-генераторах замкнутого цикла используется эффект неравновесной ионизации за счет индуцированных электрических полей. Однако при полной ионизации присадки щелочного металла (температура электронов ниже 5000 К) в неравновесной плазме развивается ионизационная неустойчивость, которая приводит к снижению в несколько раз эффективной проводимости плазмы, определяющей электрические характеристики МГД-генератора.

Устранить развитие ионизационной неустойчивости удастся при условии обеспечения полной ионизации присадки, поэтому концентрация присадки в инертном газе должна быть достаточно мала —  $10^{-3}$ — $10^{-4}$  по массе.

Первоначально в качестве источника теплоты для МГД-генератора замкнутого цикла рассматривались ядерные реакторы. В настоящее время перспективными представляются комбинированные циклы с источником теплоты в виде продуктов сгорания органического топлива, которые обеспечивают нагрев инертного газа в регенеративном теплообменнике (до 1800 К), КПД МГД-электростанции (МГД-генератор — газовая турбина) тепловой мощностью 1000 МВт составляет около 55 % при использовании природного газа в качестве топлива и гелия в качестве рабочего тела МГД-генератора [50].

#### 9.7.4. ЭНЕРГОСИЛОВЫЕ МГД-УСТАНОВКИ

МГД-генераторы могут использоваться в МГД-установках специального назначения. Работы в области создания таких МГД-установок можно условно разделить на три направления.

*Первое направление* связано с разработкой на основе импульсных МГД-генераторов (см выше) автономных энергоустановок мощностью 10—100 МВт и временем работы до сотен секунд для питания потребителей с форсированными кратковременными режимами работы на авиационных и космических летательных аппаратах

*Второе направление* — использование МГД-генераторов на летательных аппаратах космического базирования в мощных электроэнергетических установках (МГД-генератор — ядерный реактор, мощность 100—200 МВт, коэффициент преобразования энергии до 40 %) [46]. К этому же направлению относится применение МГД-генератора в энергосиловых (двигательных) системах (МГД-генераторы, встроенные в сопло ракетных двигателей) для обеспечения электроэнергией бортовых систем летательных аппаратов или создания высокой удельной тяги

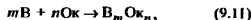
*Третье направление* — разработка МГД-двигателя для подводных и надводных морских судов. В качестве рабочего тела в МГД-двигателе используется морская вода. Обычный уровень мощности проработавших МГД-двигателей 30—40 МВт, скорость движения судов до 30 морских узлов (56 км/ч) Принципиальная возможность использования МГД-двигателей в судовой технике продемонстрирована в Японии при испытании судна «Ямото-1». Водоизмещение судна 150 т, тяга опытного МГД-двигателя 8 кН, скорость 8 морских узлов (12,8 км/ч).

Одним из перспективных направлений является создание технологических МГД-устройств для обеспечения бесконтактного силового воздействия на различные электропроводные жидкостные рабочие тела (жидкие металлы, электролиты и др.). Работа таких устройств основана на использовании сил взаимодействия токов, протекающих в рабочих средах, с магнитным полем К технологическим МГД-устройствам относятся, в частности, МГД-насосы, МГД-транзюляторы, МГД-сепараторы.

## 9.8. ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ И ЭНЕРГОУСТАНОВКИ

### 9.8.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

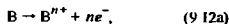
*Принцип действия.* *Топливным элементом* (ТЭ) называется устройство, в котором происходит преобразование химической энергии окислителя и топлива (восстановителя), непрерывно поступающих извне к электродам, в электрическую энергию [17—19]. Суммарная химическая реакция, протекающая в ТЭ, называется *токообразующей реакцией*:



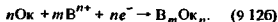
где В — молекула восстановителя (топлива); Ох — молекула окислителя,  $B_m O_n$  — молекула продукта реакции;  $m$  и  $n$  — стехиометрические коэффициенты.

В топливном элементе не происходит прямого взаимодействия молекул окислителя и восстановителя, а реакция (9.11) осуществляется в виде двух сопряженных процессов.

1) электрохимического окисления топлива с отдачей электронов ( $e^-$ )



2) электрохимического восстановления окислителя



Из исходных веществ В и Ох получается тот же продукт  $B_m O_n$ , что и при химической реакции горения, однако в ТЭ возникает электрический ток, т.е. химическая энергия превращается в электрическую. Для осуществления процессов суммарной реакции (9.11), необходимо отделить окислитель от восстановителя, обеспечить направленные движение ионов и электронов. Эти функции выполняет ТЭ: на одном из электродов ТЭ — аноде происходит электрохимическое окисление топлива (рис. 9.43), на втором — катоде электрохимическое восстановление окислителя.

*Реагенты.* Реагенты, применяемые в ТЭ, должны удовлетворять требованиям высокой электрохимической активности, возможности непрерывно-

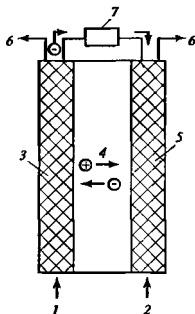
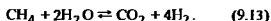


Рис. 9.43. Схема топливного элемента

1 — подвод топлива; 2 — подача окислителя, 3 — анод; 4 — ионный проводник; 5 — катод, 6 — отвод продуктов реакции; 7 — нагрузка

го их подвода в ТЭ и отвода продуктов реакции из ТЭ, невысокой стоимости К числу недорогих восстановителей относятся природные виды топлива: уголь, нефтепродукты и природный газ. Однако скорость их электроокисления даже на активных катализаторах слишком мала, чтобы можно было создать экономически приемлемую конструкцию ТЭ. Лишь при температуре 500 °С и выше в ТЭ с расплавленными и твердыми электролитами углеводороды могут окисляться с приемлемой скоростью, однако и в этом случае необходимо использовать катализаторы.

В разработанных в настоящее время ТЭ нашли практическое применение лишь два восстановителя: водород и метанол. При использовании природных видов топлива их предварительно подвергают конверсии с целью получения водорода, например:



Основным окислителем в ТЭ служит кислород воздуха или чистый кислород. При использовании в качестве окислителя воздуха эффективность реакции на катоде ухудшается из-за уменьшения парциального давления кислорода.

**Ионный проводник.** Он обеспечивает движение ионов и разделение окислителя и восстановителя. В качестве ионных проводников ТЭ нашли применение водные растворы электролитов, ионообменные мембраны, расплавленные и твердые электролиты. Наиболее высокую электрическую проводимость в водных растворах имеют щелочи и кислоты. Поэтому в качестве ионного проводника применяются растворы КОН и  $\text{H}_3\text{PO}_4$ . Недостатком раствора КОН является его взаимодействие

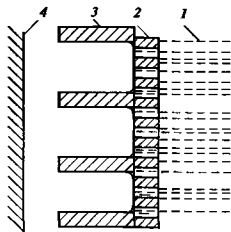


Рис. 9.44. Схема гидрофильного двухслойного пористого электрода

1 — раствор, 2 — слой с узкими порами (запорный слой); 3 — слой с широкими порами; 4 — газовая камера

с диоксидом углерода, недостатком кислотных электролитов — высокая коррозионная активность.

При необходимости работать при высоких температурах применяют расплавленную смесь солей ( $\text{Li}_2\text{CO}_3$ ,  $\text{Na}_2\text{CO}_3$ ,  $\text{K}_2\text{CO}_3$ ) или твердый электролит на основе диоксида циркония  $\text{ZrO}_2$ , стабилизированного оксидом иттрия.

В кислородно(воздушно)-водородном ТЭ, ионным проводником часто служит либо раствор электролита (*свободный электролит*), либо диафрагма, пропитанная раствором электролита (*матричный электрод*).

**Электроды.** В связи с тем что в разрабатываемых сегодня ТЭ и восстановитель, и окислитель в подавляющем большинстве случаев газообразны, электроды должны обеспечивать трехфазную зону (проводник первого рода — газовый реагент — ионный проводник), в которой реализуется реакция (9.12 а) или (9.12 б). Часто в качестве электродов в ТЭ используются пористые никелевые или угольные (графитовые) электроды.

Капиллярное равновесие в трехфазной зоне можно регулировать, изменяя размеры пор. В этом случае применяют *гидрофильные* (смачиваемые водой) *пористые электроды*, состоящие из двух слоев или более. В слое с узкими порами капиллярное давление выше, чем в других слоях. Этот слой обращен к раствору электролита (рис. 9.44), заполнен им и является газозапорным. В слое с широкими порами находятся газ и жидкость. Этот слой называется активным слоем, так как в нем протекают электрохимические реакции.

Капиллярное давление жидкости уменьшается, если использовать вещества, не смачиваемые водой (гидрофобные вещества). Электроды, содержащие гидрофобные вещества (обычно фторопласт), получили название *гидрофобных*.

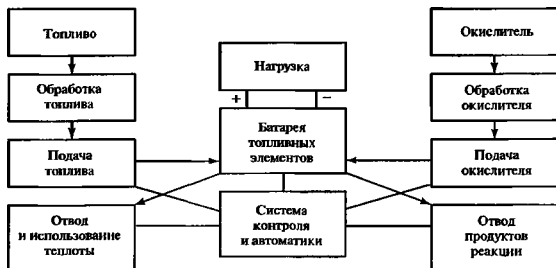


Рис. 9.45. Структурная схема электрохимической энергоустановки

В электродах с матричными электролитами применяют однослойные электроды, так как матричный электролит выполняет роль газозапорного слоя. В качестве матрицы используются диафрагмы из асбеста или алюмината лития. Элементы с матричными электролитами могут быть очень тонкими, но от них сложнее отводить образующиеся в результате реакции воду и теплоту.

Если анод и катод ТЭ замкнуты проводником первого рода, то по нему электроны движутся от анода к катоду и на своем пути совершают работу. Хотя процесс превращения химической энергии в электрическую происходит непосредственно в ТЭ, одного ТЭ недостаточно для непрерывного получения электрической энергии. Напряжение ТЭ обычно не превышает 1 В. Электрический ток одного элемента также невелик. Поэтому для увеличения напряжения или тока отдельные ТЭ соединяют в батарею.

**Электрохимический генератор (ЭХГ).** Он состоит из батарей ТЭ и систем, обеспечивающих ее работу.

**Батарея ТЭ,** кроме электродов с анодной и катодной камерами и ионных проводников, имеет также токоотводы, уплотнительные прокладки устройства ввода реагентов и вывода продуктов реакции.

**Система подвода реагентов** состоит из редукторов (в случае газовых реагентов), насосов, датчиков давления и других устройств.

**Система отвода продуктов реакции** (воды, азота,  $\text{CO}_2$  и др.) может включать контур циркуляции электролита или газовых реагентов, специальный испаритель или устройство для конденсации воды из этих газов. Кроме *динамического* (циркуляционного) способа может применяться *статический*, при котором вода удаляется за счет капиллярных сил, например с помощью фитилей.

**Отвод теплоты.** Реальный КПД ТЭ не равен единице, так как часть химической энергии выделяется в виде теплоты

$$Q = -\Delta H - nFU,$$

где  $\Delta H$  — изменение энтальпии реакции,  $n$  — число молей-эквивалентов, участвующих в электрохимическом превращении 1 моля вещества;  $F$  — постоянная Фарадея (96 500 Кл, или 26,8 А · ч);  $U$  — напряжение батареи ТЭ.

Кроме того, теплота может генерироваться в результате побочных химических реакций.

Теплота от батареи ТЭ отводится с помощью либо циркулирующего раствора электролита, либо специальной теплоносителя. Кроме того, часть теплоты отводится циркулирующим газовым реагентом и теплопроводностью через внешнюю стенку батареи.

**Система автоматики.** Она обеспечивает регулирование и поддержание температуры, концентрации раствора электролита, давления реагентов и напряжения ТЭ. Наиболее эффективны системы автоматического регулирования с использованием микропроцессоров.

Электрохимический генератор входит в состав *электрохимической энергоустановки (ЭЭУ)*, которая включает систему хранения и обработки топлива и окислителя, устройства для преобразования (например, инвертор) и регулирования тока и напряжения, а иногда и общую систему терморегулирования и автоматики. Простейшая структурная схема электрохимической энергоустановки приведена на рис. 9.45.

**Система хранения реагентов** определяется видом реагентов (жидкие, твердые, газообразные под давлением) и временем работы установки между заправками. Для уменьшения массы и объема системы хранения используют облегченные (из прочных материалов) баллоны, криогенное хране-

Таблица 9.29. Термодинамические данные некоторых реакций ТЭ при 298,15 К

Реакция	$\Delta H^0$ , кДж/моль	$\Delta S^0$ , Дж/(моль·К)	$E_3^0$ , В	$\partial E_3/\partial T$ , мВ/К	$\eta_T$	$\eta'_e$
$2H_2 + O_2 = 2H_2O$ (ж)	-285,84	-163,0	1,23	-0,85	0,85	0,98
$2H_2 + O_2 = 2H_2O$ (г)	-241,82	-44,4	1,19	-0,23	0,94	0,97
$2CO + O_2 = 2CO_2$	-283,0	-86,4	1,33	-0,45	0,91	0,93
$C + O_2 = CO_2$	-393,5	+2,9	1,02	+0,01	1,00	0,95
$CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O$ (г)	-802,3	-5,19	1,04	-0,01	1,00	0,95
$2CH_3OH$ (ж) + $3O_2 =$ $= 2CO_2 + 4H_2O$ (ж)	-726,6	-80,52	1,21	-0,14	0,97	0,95

Примечание ж — жидкость; г — газ; 0 в верхнем индексе обозначает стандартные величины

ние или хранение газов в связанном состоянии, например водорода в виде гидридов.

Система переработки реагентов может включать устройства для конверсии природного топлива, для отделения водорода или очистки топлива от серы и других вредных примесей.

### 9.8.2. ТЕРМОДИНАМИКА ПРОЦЕССОВ В ТОПЛИВНОМ ЭЛЕМЕНТЕ

Максимальная работа  $W$ , которая может быть получена от системы (см книгу 2, разд 2) при постоянном давлении, равна энергии Гиббса химической реакции  $\Delta G$ :

$$W = -\Delta G. \quad (9.14)$$

С другой стороны, максимальная электрическая энергия, получаемая в ТЭ, равна произведению ЭДС  $E_3$  на количество прошедшего электричества  $nF$ :

$$W = E_3 n F, \quad (9.15)$$

где  $n$  — число молей-эквивалентов в 1 моле вещества,  $F = 96\,500$  Кл/моль-эв — постоянная Фарадея

Из уравнений (9.14) и (9.15) следует

$$E_3 = -\Delta G / (nF) \quad (9.16)$$

В соответствии с уравнением Вант-Гоффа для реакции (9.11)

$$\Delta G = \Delta G^0 + RT \ln \left( a_{B_m O_{k_n}} / a_{B_m}^m a_{O_{k_n}}^n \right), \quad (9.17)$$

где  $a_{B_m O_{k_n}}$ ,  $a_B$ ,  $a_{O_{k_n}}$  — активности соответствующих веществ;  $\Delta G^0$  — стандартная энергия Гиббса химической реакции,  $R = 8,31$  Дж/(моль·К) — универсальная газовая постоянная;  $T$  — температура

Подстановка (9.17) в (9.14) дает уравнение для расчета ЭДС любого ТЭ по значениям (9.17) термодинамических функций (табл. 9.29).

$$E_3 = E_3^0 + (RT/nF) \ln \left( a_{B_m}^m a_{O_{k_n}}^n / a_{B_m O_{k_n}} \right).$$

где  $E_3^0 = -\Delta G^0 / nF$  — стандартная ЭДС элемента, равная  $E_3$  при  $a_B = a_{O_{k_n}} = a_{B_m O_{k_n}} = 1$  моль/л

Существуют два подхода к расчету КПД топливного элемента. По одному из них под КПД понимают отношение максимальной работы, полученной в ТЭ, к подведенной к нему энергии, т.е. к тепловому эффекту химической реакции. Такой КПД называют *термическим*

$$\eta_T = \Delta G / \Delta H = 1 - T \Delta S / \Delta H, \quad (9.18)$$

где  $\Delta H$  и  $\Delta S$  — изменения энтальпии и энтропии в ходе реакции.

Как следует из табл. 9.29, при температуре 298,15 К для многих реакций  $\eta_T = 1$ .

При втором, подходе рассчитывают *эксергетический* КПД, т.е. отношение эксергии  $e_{пол}$ , полученной в ТЭ, к эксергии  $e_{под}$ , подведенной к ТЭ:

$$\eta_e = e_{пол} / e_{под}$$

Для идеального эксергетического КПД, т.е. без учета изменений механических и тепловых потоков эксергии и эксергии продуктов реакции, справедлива формула

$$\eta'_e = nFE_3 / (e_B + e_{O_{k_n}}),$$

где  $e_B$  и  $e_{O_{k_n}}$  — эксергии восстановителя и окислителя

### 9.8.3. ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОПЛИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ

Топливные элементы, ТЭ характеризуются напряжением, мощностью, КПД и сроком службы. При прохождении тока напряжение элемента  $U$  уменьшается по сравнению с ЭДС:

$$U = E_3 - \Delta E_{ом} - \Delta E_a - \Delta E_k$$

Изменение напряжения элемента при прохождении тока получило название *поляризации*. Поляризация элемента  $\Delta E$  есть сумма поляризаций ано-



да  $\Delta E_a$ , катоды  $\Delta E_k$  и омической поляризации  $\Delta E_{ом}$ . Последняя пропорциональна сопротивлению проводников в элементе  $R_{ом}$  и току  $I$ . Так как сопротивление электронного проводника, значительно выше, чем сопротивление электронного проводника, то обычно учитывают омическое падение напряжения в ионном проводнике:

$$\Delta E_{ом} = IR_{ом} = lI/\sigma S = lI/\sigma,$$

где  $J$  — плотность тока;  $l$  — расстояние между электродами;  $S$  — площадь внешней поверхности электрода,  $\sigma$  — удельная электрическая проводимость ионного проводника

Катодная и анодная поляризация обусловлены замедленностью тех или иных процессов на электроде. Если процесс лимитируется стадией подвода реагентов к электроду или отвода продуктов реакции от электрода, то возникает *диффузионная поляризация*

$$\Delta E_{диф} = RT \ln(1 - J/J_{пр})/nF,$$

где  $J_{пр} = nFDC/\delta$  — предельная плотность тока;  $D$  — коэффициент диффузии, который увеличивается при увеличении температуры;  $\delta$  — толщина диффузионного слоя, ее можно уменьшить перемешиванием;  $C$  — концентрация реагирующих веществ в объеме газа или раствора.

*Химическая поляризация* обусловлена замедленностью химической, а *электрохимическая поляризация* электрохимической стадии процесса. Электрохимическую поляризацию можно представить уравнением

$$\Delta E_{zx} = a + b \lg J,$$

где  $a$  и  $b$  — коэффициенты, определяемые природой реакции, электрода и температурой ( $a$  лежит в пределах 0,3—1,3 В,  $b$  — в пределах 0,06—0,12 В)

Значения электрохимической и химической поляризации уменьшаются в случае применения катализаторов, а также при увеличении температуры.

Все виды поляризации возрастают, а напряжение ТЭ падает с увеличением тока и плотности тока. Графическая зависимость напряжения ТЭ от тока или плотности тока называется вольт-амперной характеристикой ТЭ; она, как правило, нелинейна. С целью уменьшения поляризации применяют электроды с высококоразвитой поверхностью (пористые электроды), в которые вводят активные катализаторы. Катализаторами водородных электродов служат платина (1—10 г/м<sup>2</sup> или 0,5—5 г/кВт), никель. Катализаторами кислородных электродов служат платина, серебро, активированный уголь, оксиды никеля и кобальта и некоторые органические соединения, например полимерные порфирины.

Кривая зависимости мощности топливного элемента  $N$  от тока нагрузки  $I$  проходит через максимум, причем напряжение, при котором  $N = N_{\max}$ ,

равно  $E_3/2$ . Важной характеристикой ТЭ является мощность, отнесенная к площади внешней поверхности электродов  $N_v = N/S$  (плотность мощности), к массе  $N_m = N/m$  или объему  $N_V = N/V$  ТЭ (удельная мощность).

Эффективный КПД ТЭ находится произведением идеального термодинамического КПД  $\eta_T$  (9.18), фарадеевского КПД  $\eta_F$  и КПД по напряжению  $\eta_{II}$ :

$$\eta_{эф} = \eta_T \eta_F \eta_{II},$$

где  $\eta_{II} = U/E_3$ , характеризует кинетику процесса,  $\eta_F = q_{3p}/nF$  определяет полноту использования реагентов,  $q_{3p}$  — реальное количество электричества, полученного при превращении 1 моля вещества

*Срок службы (ресурс)* ТЭ определяется в первую очередь способностью электродов сохранять свои характеристики во времени и химической стойкостью ионного проводника. Ухудшение характеристик электродов может быть следствием коррозии и отравления их каталитическими ядами (соединениями серы, мышьяка, ртути и др.), попадающими в ТЭ с реагентами и из конструктивных материалов. С течением времени может изменяться и площадь активной поверхности электродов из-за их рекристаллизации или растворения, а также образования оксидных пассивирующих слоев. Для повышения срока службы проводят очистку реагентов от вредных компонентов, поддерживают температуру и концентрацию электролита в оптимальных пределах, обеспечивающих длительную и эффективную работу, применяют коррозионно-стойкие конструктивные материалы и химически стойкие прокладки.

К основным параметрам ЭХГ относятся напряжение, мощность, масса, объем, КПД, ресурс, экономические показатели.

*Напряжение ЭХГ* определяется числом последовательно соединенных ТЭ в батарее и числом последовательно соединенных батарей ТЭ. При наличии соединений элементов по электролиту возможны токи утечки, вызывающие уменьшение напряжения батарей ТЭ

*Мощность ЭХГ* на внешнюю нагрузку меньше мощности брутто батарей ТЭ из-за расхода части мощности на собственные нужды.

*Реальный КПД электрохимического энергоустановки ниже КПД топливного элемента из-за потерь энергии на токи утечки в батарее ТЭ (если они существуют), из-за расходов на собственные нужды ЭХГ и на переработку и подготовку топлива и окислителя.* Электрохимические энергоустановки наряду с электроэнергией генерируют теплоту, которую можно использовать для теплоснабжения зданий и теплоснабжения предприятий. Благодаря этому суммарный КПД энергоустановок возраста-

Таблица 9.30. Параметры ТЭ, ЭХГ, ЭЭУ

Реагенты	Фирмы-разработчики	ТЭ			ЭХГ					ЭЭУ	
		Температура, °С	$I$ , А/м <sup>2</sup>	$U$ , В	$N$ , кВт	$U$ , В	$N_m$ , Вт/кг	$N_y$ , кВт/м <sup>3</sup>	Ресурс, ч	КПД <sub>эл</sub>	Расход реагентов, кг/(кВт·ч)
O <sub>2</sub> + H <sub>2</sub>	«Прагг-Уитни» (США), НПО «Энергия», УХК (Россия)	180—200	2000	0.9	0.55—2.3	31—27	20—30	15—30	2000	55—70	0.36
O <sub>2</sub> + H <sub>2</sub>	ЮТК (США), НПО «Энергия», УХК (Россия)	80—95	2000	0.85	7—21	32—27	64	54	3000—5000	55—70	0.36
Воздух + H <sub>2</sub>	ИФС, ЮТК (США)	190—200	2500—3000	0.7	40.200, 4800, 11 000	120—220	—	—	15 000—35 000	35—41	0.35—0.30
Воздух + H <sub>2</sub> *	«Баллард» (Канада)	95—100	2000—5000	0.9—0.8	До 250	—	100—120	80—100	15000	30—37	—
Воздух + H <sub>2</sub> **	ИФС	600—700	1500—2000	0.8—0.75	100—2000	—	—	—	5000	46—55	—
Воздух + H <sub>2</sub> **	«Вестингауз» (США)	1000	2000—3000	0.8	10—30	—	—	—	5000	50—60	—

\* Продукт конверсии метана

\*\* Продукт конверсии метанола

ет. При генерации высокотемпературной теплоты в состав электрохимических энергоустановок могут дополнительно включаться паро- или газотурбинные электрогенераторы

ЭХГ и ЭЭУ на основе ТЭ с матричным электролитом [17—19, 36] Они разработаны фирмой «Аллис Чалмерс» (США) Матрицей служила асбестовая диафрагма, пропитанная 30 %-ным раствором КОН, электродами — пористые никелевые пластины с платиновым и серебряным катализаторами Отвод воды — статический с помощью дополнительных пористых никелевых пластин Элементы имели высокие характеристики при температуре 90 °С:  $J = 2500$  А/м<sup>2</sup> и  $U = 0.92$  В. Фирма «Юнайтед технолоджи корпорейшн» ЮТК (США) усовершенствовала ТЭ с матричным электролитом, применив Pt+Pd-катализаторы. На их основе созданы ЭХГ мощностью 7—21 кВт, которые входят в состав ЭЭУ космического корабля «Шаттл» (табл. 9.30).

НПО «Энергия» и УХК совместно с другими организациями разработали ЭХГ мощностью до 25 кВт и ЭЭУ для космического корабля «Буран» мощностью до 30 кВт

Энергоустановки на основе ТЭ с твердополимерным электролитом (ТПЭ). Созданы и испытываются ТЭ с ТПЭ (с ионообменными мембранами — ИОМ типа «Нафион» или МФ-4СК), обладающие проводимостью по ионам водорода Эти ТЭ работают при температуре 95—100 °С. Элек-

тродами служит графит с Pt-катализаторами (0,5 г/кВт) в смеси с гелем полимерного электролита В них достигнуты высокие плотности тока (до 5 А/м<sup>2</sup>) и мощности на единицу массы (до 200 Вт/кг). Разработки ЭЭУ, предназначенных для электромобилей и автобусов, ведутся во многих странах мира, наибольших успехов добилась канадская фирма «Баллард», создавшая ЭЭУ мощностью от сотен ватт до 250 кВт (табл. 9.30).

ЭЭУ с органическим топливом. Органическое топливо предварительно перерабатывают с целью получения водорода с помощью конверсии, пиролиза и т.п. Например, при конверсии метана водяным паром получают водород и диоксид углерода — уравнение (9.13) Продукт конверсии затем направляют в ТЭ. Применение ТЭ с щелочным электролитом в данной схеме возможно при удалении CO<sub>2</sub> из продуктов переработки топлива. Это усложняет энергоустановку, поэтому для ЭЭУ с органическим топливом нашли применение ТЭ с кислотным, расплавленным и твердым электролитом

Энергоустановки на основе ТЭ с фосфорнокислым электролитом. Для ускорения анодных и катодных реакций повышают рабочую температуру ТЭ При температурах выше 100 °С растворы многих кислот (HCl, H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>) неустойчивы, поэтому фирмы ЮТК, позднее ИФС (США) применили 98 %-ный раствор фосфорной кислоты (H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>) и

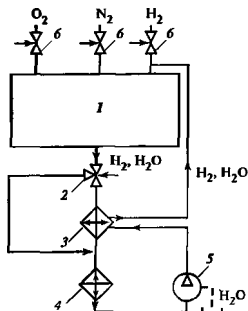


Рис. 9.46. Схема циркуляции водорода в ЭХГ фирмы «Прагг-Уитни»

1 — батарея, 2 — клапаны, 3 — промежуточный теплообменник, 4 — конденсатор; 5 — насос-сепаратор, 6 — регулятор давления

графитизированные электроды с платиновым катализатором (4—5 г/кВт)

ЭХГ и ЭЭУ на основе ТЭ со свободным электролитом [17—19]. Разработано несколько типов ЭХГ на основе ТЭ со свободным электролитом В элементах фирмы «Юнион Карбайд» (США) используются ТЭ с гидрофобными угольными и платиновыми катализаторами (мессе  $10 \text{ г/м}^2$ ) на аноде и оксидными катализаторами на катоде. Запорным слоем у электродов служит слой пористого никеля. Электролитом служит раствор КОН. Воздушно-водородные ЭХГ мощностью 32—90 кВт входили в состав ЭЭУ для автофургона. Запас водорода и кислорода в жидком состоянии обеспечивал пробег 160—240 км. Общая масса ЭЭУ 1480 кг. Кислородно-водородный ЭХГ входил в состав ЭЭУ для четырехместного легкового автомобиля. Водород хранился в баллонах и обеспечивал выработку 33 кВт·ч электроэнергии (пробег 320 км). Кроме ЭХГ и системы хранения водорода, ЭЭУ имела блок свинцовых аккумуляторов емкостью 4 кВт·ч

Фирма «Прагг-Уитни» [позднее — ЮТК (США)] разработала ЭХГ и ЭЭУ на основе ТЭ с гидрофильными пористыми никелевыми электродами с платиновым катализатором. Электролитом служил 85 %-ный раствор КОН. Вода отводилась циркуляцией водорода (рис. 9.46). На основе этих ТЭ разработан кислородно-водородный ЭХГ мощностью 0,55—2,3 кВт (см. табл. 9.30). Три таких ЭХГ входили в ЭЭУ космического корабля «Аполлон», водород и кислород хранились в жидком состоянии (400 ч работы). За 13 полетов «Аполлона»

было генерировано 4369 кВт·ч электроэнергии и 1400 кг воды.

Примерно такими же параметрами ЭЭУ были созданы НПО «Энергия» и Уральским электрохимическим комбинатом (УЭК) совместно с другими организациями России [36]

Энергоустановка включает в себя три блока: блок подготовки топлива; ЭХГ; инвертор (для преобразования постоянного тока в переменный). Установка мощностью 40 кВт имеет выходное напряжение переменного тока 220 В и КПД около 40%. Установки мощностью 40 и 200 кВт испытаны в гостиницах, на телефонных станциях, в спортклубах и т.п. (США, Япония, Мексика).

Они генерировали электрическую энергию и тепло. КПД по электроэнергии 38—41%, суммарный КПД более 75%

Смонтированы и испытаны электрохимические электростанции мощностью 4,8 и 11 МВт (в Токио), предназначенные для слежения за нагрузкой энергосетей. К недостаткам ЭЭУ на основе ТЭ с фосфорно-кислым электролитом следует отнести необходимость использования платины и глубокой очистки топлива от оксида углерода CO, соединений серы и других каталитических ядов для платины. Поэтому ведутся разработки ЭЭУ на основе высокотемпературных ТЭ

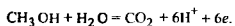
**Высокотемпературные ТЭ.** Они имеют либо расплавленный, либо твердый электролит. В качестве расплавленного электролита используется расплавленная смесь карбонатов щелочных металлов. Для увеличения стабильности и снижения коррозионной активности применяется либо матричный электролит (с ионистыми матрицами из оксида магния MgO или алюмината лития  $\text{LiAlO}_2$ ), либо загущенный электролит, содержащий порошок MgO, или  $\text{LiAlO}_2$ . Рабочая температура ТЭ 600—700 °C. Воздушные электроды готовятся из оксида никеля и лития или других оксидов, топливные электроды — из никеля с добавками хрома или других металлов. К аноду ТЭ подаются продукты конверсии или пиролиза топлива, содержащие  $\text{H}_2$ , CO,  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . К воздуху, подаваемому на катод, необходимо добавлять диоксид углерода объемной долей 30%, который можно выделить из продуктов анодного окисления. Рабочая плотность тока в ТЭ 2000 А/м<sup>2</sup> при напряжении 0,8 В, ресурс 7—10 тыс. ч. На основе этих ТЭ ведется разработка энергоустановок мощностью 2 МВт и более. Расчеты показывают, что такие ЭЭУ будут иметь КПД 50—55%. Однако предстоит решить еще много технологических задач и прежде всего увеличить ресурс.

В другом высокотемпературном ТЭ используется твердый электролит — диоксид циркония  $\text{ZrO}_2$ , стабилизированный оксидами иттрия, чаще всего  $\text{Zr}_{0,85}\text{Y}_{0,15}\text{O}_{1,925}$ . Эти электролиты характе-

рируются авионной проводимостью (по  $O^{2-}$ ). Так как их удельная электрическая проводимость невелика, то в ТЭ применяют тонкие слои (0,2–0,5 мм) и они работают при высокой температуре (1000 °С). Анодами ТЭ служат никель с  $ZrO_2$ , катодами — полупроводниковые оксиды.

В ТЭ «Вестингхауз» (США) получены плотности тока до  $2000 \text{ А/м}^2$  при напряжении 0,7 В и ресурсе более 2000 ч. Так как ТЭ работают при высокой температуре, то выделяющаяся в них теплота может использоваться для конверсии топлива, а также в паро- или газотурбинном цикле для генерации электроэнергии или для теплоснабжения. Расчеты показывают, что электрический КПД ЭЭУ может достигать 60%, а суммарный КПД (с учетом теплоты) — 85%. Одной из сложных задач при разработке ЭЭУ является создание технологий получения тонких керамических твердых электролитов.

**Метанольные топливные элементы.** В последние годы возрос интерес к ТЭ с прямым электроокислением метанола по реакции [18, 19]



Электролитом в ТЭ служит ионообменная мембрана, катализатором анода  $Pt + Ru$ , воздушного электрода  $Pt$ .

Достигнуты плотности тока до  $1000 \text{ А/м}^2$ . Основное внимание уделяется увеличению ресурса, КПД и снижению стоимости.

## 9.9. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ И ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

### 9.9.1. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

При достаточно высоких температурах столкновения ядер в плазме (см. книгу 1, п. 6.3.6) приводят к протеканию *термоядерных реакций* — реакции синтеза ядер легких изотопов.

Энергия связи нуклонов в легких ядрах растет с увеличением их массового числа, и энергетический выход *реакции синтеза*  $E_{\text{синт}}$  определяется конкретным составом реагирующих частиц и конечных продуктов реакции (см. п. 6.7.5 книги 1). Температура в плазме поддерживается за счет энергии  $E_c$  заряженных частиц, образующихся в результате реакции синтеза:

$$E_c = E_{\text{синт}} - E_n,$$

где  $E_n$  — энергия нейтронов — продуктов реакции синтеза.

Удельная мощность энерговыделения в плазме

$$W_c = n^2 \epsilon_1 \epsilon_2 < \sigma_{12} v > E_c, \quad (9.19)$$

где  $n$  — плотность частиц; индексы 1 и 2 относятся к исходным реагирующим изотопам,  $< \sigma_{12} v >$  — осредненное по скоростям  $v$  значение сечения реакции взаимодействия между изотопами 1 и 2;  $n = n_1 + n_2$ ,  $\epsilon_1 = n_1/n$ ,  $\epsilon_2 = n_2/n$ .

Условие поддержания реакции синтеза по балансу мощности

$$W_c \geq W_{Tn} + W_{\text{цн}} + W_{\text{кт}}, \quad (9.20)$$

где  $W_{Tn}$  — излучение электронов, тормозящихся в кулоновском поле,

$$W_{Tn} = n^2 (\epsilon_1 Z_1 + \epsilon_2 Z_2) (\epsilon_1 Z_1^2 + \epsilon_2 Z_2^2) \left( \frac{T}{mc^2} \right)^{1/2};$$

$T$  — температура плазмы;  $m$  — масса частицы плазмы;  $c$  — скорость света;  $W_{\text{цн}}$  — циклотронное излучение электронов в магнитном поле,

$$W_{\text{цн}} = n^2 (\epsilon_1 Z_1 + \epsilon_2 Z_2) [\epsilon_1 (Z_1 + 1) + \epsilon_2 (Z_2 + 1)] \times \\ \times \frac{K(\Lambda)}{\beta} \left( \frac{T}{mc^2} \right)^2;$$

$W_{\text{кт}}$  — энергетические потери за счет теплопроводности и конвекции плазмы,

$$W_{\text{кт}} \approx \frac{3}{2} \frac{E[\epsilon_1 (Z_1 + 1) + \epsilon_2 (Z_2 + 1)] n T}{\tau_E(a)};$$

$\beta$  — отношение газодинамического давления плазмы к давлению магнитного поля ( $\beta \leq 1$ ),

$$\beta = p_r / (B^2 / 8),$$

(для тора давление магнитного поля примерно равно  $B^2 / 8$ ),  $B$  — индукция магнитного поля,  $T$  (см. п. 6.4.1 книги 1);  $p_r$  — газодинамическое давление плазмы, Па,

$$p_r = n T [\epsilon_1 (Z_1 + 1) + \epsilon_2 (Z_2 + 1)];$$

$Z_1, Z_2$  — заряды реагирующих частиц;  $K(\Lambda)$  — оптическая толщина плазмы, учитывает частичное поглощение циклотронного излучения плазмой,  $K(\Lambda) = 0,1$ ;  $\tau_E(a)$  — время удержания энергии (соответствует времени остывания горячей плазмы без подвода энергии извне),  $a$  — характерный размер плазмы (для тора — малый радиус).

Если конечным продуктом реакции являются нейтроны, то их энергия выносится из объемов плазмы. Основные потери  $W_{\text{кт}}$  обусловлены накоплением примесей плазмы (ионы металла со стенок конструкций).

При невыполнении условия (9.20) для поддержания реакции синтеза требуется дополнительная мощность

$$W_{\text{доп}} = W_c - (W_{Tn} + W_{\text{цн}} + W_{\text{кт}}).$$

В жеретическом реакторе в результате реакции синтеза получаемая мощность превышает подводимую в  $Q_{пл}$  раз — коэффициент усиления плазмы,

$$Q_{пл} = \frac{(E_{сннт}/E_c)W_c n\tau_E}{(W_c - W_{тл} - W_{пл})[n(\tau_E)_0 - n\tau_E]}$$

где  $n\tau_E$  — число Лоусона (см. книгу 1, п. 6.7.5);  $n(\tau_E)_0$  — минимально необходимое для осуществления термоядерной реакции число Лоусона,

$$n(\tau_E)_0 = \frac{\frac{3}{2} [\epsilon_1(Z_1 + 1) + \epsilon_2(Z_2 + 1)]nT}{\epsilon_1\epsilon_2(\sigma_{12})E_c - \frac{1}{n}(W_{тл} + W_{пл})}$$

Условие поддержания реакции синтеза по числу Лоусона (см. книгу 1, п. 6.7.5)

$$n\tau_E \geq n(\tau_E)_0$$

или по параметру удержания

$$p\tau_E \geq p(\tau_E)_0$$

Связь между числом Лоусона и параметром удержания

$$p\tau_E = [\epsilon_1(Z_1 + 1) + \epsilon_2(Z_2 + 1)]Tn\tau_E$$

Скорость реакции синтеза,  $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ , вычисляется по формуле

$$R_{сннт} = n_1 n_2 (\sigma_{12})$$

Полная удельная мощность, выделяемая в плазме,

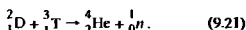
$$W_{сннт} = R_{сннт} E_{сннт}$$

### 9.9.2. ТИПЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Реакции управляемого термоядерного синтеза классифицируются по исходным реагирующим ядрам, например, дейтерия и трития (см. книгу 1, п. 6.7.5) — дейтронам и тритонам (*dt*-реакция), дейтерия и дейтерия (*dd*-реакция) и т.д. По признаку наличия нейтронов в конечных продуктах среди реакций выделяют «чистые» (безнейтронные) реакции синтеза, например дейтерия — гелия-3 и др.

Термоядерные реакции реализуются в термоядерных реакторах разных классов, учитывающих специфику реакции.

Реакция дейтерия и трития



При температуре плазмы  $T_0 = 15$  эВ энергия продуктов реакции (9.21) составляет  $E_\alpha = 3,52$  МэВ ( $\alpha$ -частицы) и  $E_n = 14,06$  МэВ (нейтроны); число Лоусона  $n(\tau_E)_0 = 2 \cdot 10^{14}$   $\text{с}/\text{см}^3$ ; параметр удержания  $(\tau_E)_0 = 6 \cdot 10^{15}$   $\text{кВ} \cdot \text{с}/\text{см}^3$ .

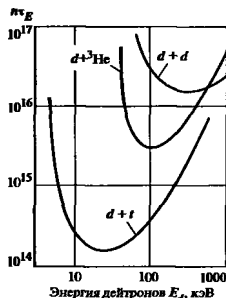
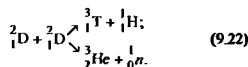


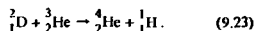
Рис. 9.47. Кривая зависимости числа Лоусона от энергии дейтронов

Реакция *dd* протекает двумя путями (с образованием тритона и протона или нейтрона и легкого изотопа гелия).



Характеристики протекания реакций (9.22). общий выход энергии на 1 акт синтеза составляет  $E_{сннт} = 3,75$  МэВ при температуре плазмы  $T_0 = 40$  кэВ, число Лоусона  $n(\tau_E)_0 = 1,2 \cdot 10^{15}$   $\text{с}/\text{см}^3$  и параметр удержания  $p(\tau_E)_0 = 10^{17}$   $\text{кВ} \cdot \text{с}/\text{см}^3$ . Энергия дочернего продукта гелий-3 составляет  $E_{\alpha_3} = 0,82$  МэВ, а энергия нейтрона  $E_n = 2,45$  МэВ. Энергия тритона  $E_t = 1,01$  МэВ, а протона  $E_p = 3,03$  МэВ.

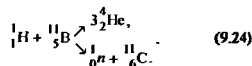
Реакция дейтерия и легкого изотопа гелия



Реакция (9.23) дает наибольший энергетический выход на 1 акт синтеза:  $E_{сннт} = 18,33$  МэВ, причем  $E_p = 14,67$  МэВ, а  $E_\alpha = 3,67$  МэВ.

Число Лоусона  $n\tau_E$  и сечения реакций (9.21) и (9.23) показаны соответственно на рис. 9.47 и 9.48.

Реакция легкого изотопа водорода с изотопом бора протекает по схемам:



При отсутствии магнитного поля ( $B = 0$ ) характеристики реакции (9.24) следующие:  $T_0 = 200$  кэВ;  $n(\tau_E) = 6 \cdot 10^{15}$   $\text{с}/\text{см}^3$ ;  $p(\tau_E) = 3 \cdot 10^{18}$   $\text{кВ} \cdot \text{с}/\text{см}^3$ ;  $E_{сннт} = 8,9$  МэВ.

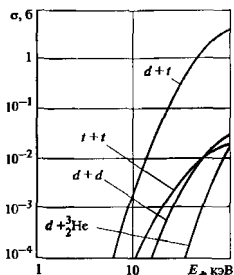
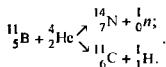
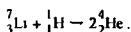


Рис. 9.48. Микроскопические сечения реакций синтеза

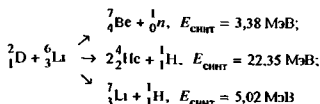
Синтез ядер изотопа бора и гелия осуществляется также по двум схемам:



Тяжелый изотоп лития с протием реагируют с образованием двух  $\alpha$ -частиц



Дейтрон реагирует с легким изотопом лития по трем схемам



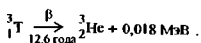
Скорости реакций,  $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$  (9.21) и (9.22), при  $T_0 \leq 10^8 \text{ К}$  ( $T_0 \leq 10^4 \text{ эВ}$ ) вычисляются по формулам

$$R_{dt} = 1,6 \cdot 10^{-7} \frac{n_d n_t}{T^{3/2}} \exp \left\{ -\frac{4,52 \cdot 10^3}{T^{1/3}} \right\};$$

$$R_{dd} = 7,5 \cdot 10^{-10} \frac{n_d^2}{T^{2/3}} \exp \left\{ -\frac{4,52 \cdot 10^3}{T^{1/3}} \right\}$$

Энергетический выход на один акт синтеза реакции (9.21), (9.24) приведен на рис 9.49 (1 эВ эквивалентен примерно 11 600 К).

Тритий претерпевает  $\beta$ -распад:



$T_i$  (эВ) =  $0,88 \cdot 10^{-4} T(\text{К})$ ;  $\langle \sigma v \rangle$  — скорость реакции в  $1 \text{ см}^3$  плазмы.

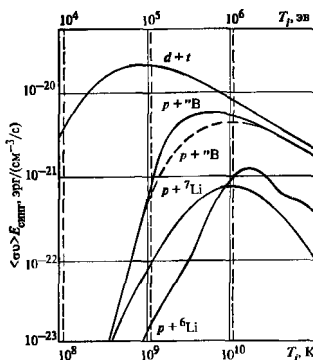
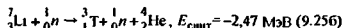
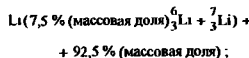


Рис. 9.49. Энергетический выход на акт синтеза

Поэтому воспроизводство трития для протекающей реакции (9.21) идет по схеме литий-нейтронных реакций (см п. 6.7.5, кн. 1):

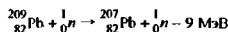


С учетом потерь нейтронов (утечка, радиационный захват) и компенсации потерь на «трение» частиц в плазме (радиационный распад, адсорбция) самоподдерживающаяся реакция (9.21) осуществляется лишь при условии, что коэффициент воспроизводства трития больше единицы:

$$KB_i > 1$$

Нейтрон синтеза с энергией  $E_n = 14,06 \text{ МэВ}$  способен в среднем произвести 0,8 реакции типа (9.25) без учета потерь на поглощение. При этом идеальный  $KB_i^{\text{ид}} = 1,9$

Компенсация потерь на поглощение нейтронов осуществляется с применением приема размножения по схеме нейтронных реакций ( $n, 2n$ ), ( $n, 3n$ ) и т.д. на бериллии  ${}_{4}^9\text{Be}$  или на свинце  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ .



При поглощении нейтрона в литий-свинцовой смеси ( ${}_{3}^6\text{Li} + {}_{82}^{208}\text{Pb}$ )  $KB_i^{\text{ид}} = 1,8$ , а в случае литий-бериллиевой смеси ( ${}_{3}^6\text{Li} + {}_{4}^9\text{Be}$ )  $KB_i^{\text{ид}} = 2,7$

В проектах термоядерных реакторов  $KB_i$  составляет 1,1—1,2.

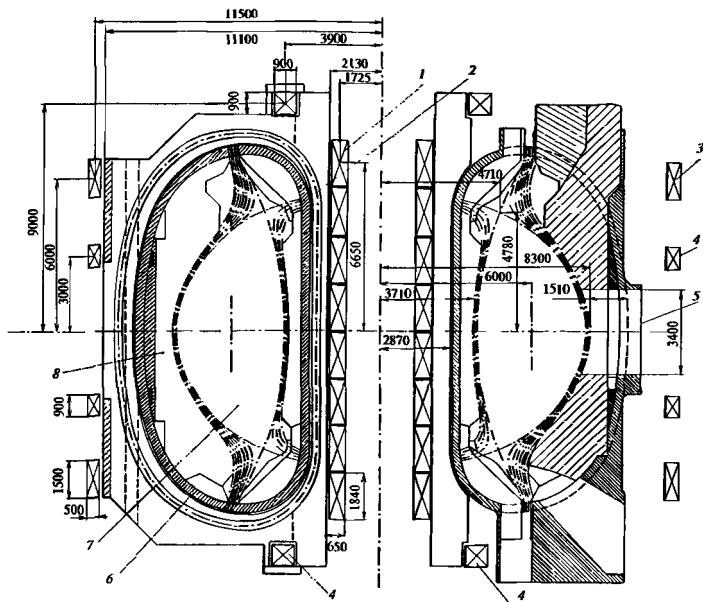


Рис. 9.50. Поперечное сечение реактора-токамака ИТЭР

1 — обмотки индуктора (ОИ). 2 — обмотки для создания магнитного тороидального поля (ОТП); 3 — обмотки для создания магнитного поля дивертора (ОД). 4 — обмотки для создания магнитного поля управления положением плазменного шнура (ОУП). 5 — каналы ввода инжектируемых пучков топлива, 6 — камера, 7 — плазма, 8 — вакуумная термоизоляция

### 9.9.3. КЛАССИФИКАЦИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Реакции управляемого термоядерного синтеза (УТС) могут быть осуществлены в термоядерных реакторах, классифицируемых по некоторым отличительным признакам:

по способу удержания плазмы в ограниченном объеме и термоизоляции стенок сосуда, содержащего плазму: с магнитным удержанием, с инерционным удержанием;

по условиям нагрева плазмы, ввода в плазму дополнительной мощности и инициирования термоядерной реакции: с резистивным нагревом, с дополнительным корпускулярным нагревом, с дополнительным волновым нагревом, с нагревом ионизированным лазерным лучом, с нагревом ионизированным корпускулярными потоками электронов или ионов (положительно или отрицательно заряженных)

В свою очередь, реакторы УТС с магнитным удержанием подразделяются на подклассы

по конфигурации удерживающего плазму магнитного поля токамаки, стеллараторы, установки на основе пинч-эффекта, магнитные ловушки — ловушки с магнитными пробками (ЛПМ) — открытые, замкнутые, с вращающейся плазмой, многопробочные, амбиполярные, газодинамические;

по особенностям протекания реакции УТС во времени: стационарные, импульсные, квазистационарные

Магнитная термоизоляция и магнитное удержание плазмы основываются на эффекте взаимодействия движущейся заряженной частицы с магнитным полем под действием силы Лоренца (см п. 6.4 книги [1])

Токмаки представляют собой замкнутые системы (рис. 9.50). Вдоль оси сильного магнитного поля, создаваемого обмотками тороидального

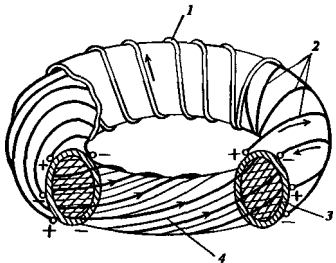


Рис. 9.51. Стелларатор

1 — обмотки для создания аксиального поля, 2 — винтовая обмотка, 3 — стальная труба; 4 — плазма;  $\rightarrow$  — направление тока;  $\pm$  — полярность проводников

поля (ОП), в течение некоторого времени индуктором возбуждается электрический ток — направленный движение частиц плазмы, который служит для предварительного резистивного нагрева и создания вакуумного зазора термоизоляции стенок разрядной камеры

Обмотки поперечного магнитного поля служат для управления положением плазменного шнура, расширяющегося и смещающегося во время разогрева. В токамаке первичная обмотка индуктора и вторичная обмотка — плазма объединены магнитопроводом.

Резистивным нагревом создается только начальная плазма. Для достижения требуемых температур  $T_0$  резистивный подогрев недостаточен и необходимо использование специальных систем дополнительного подогрева.

Время удержания энергии плазмы в токамаке. т с время, с, в течение которого плазма сохраняется в объеме удержания, рассчитывается по формуле

$$\tau_E = 0,5 n a^2 \cdot 10^{-18}$$

Одновременно должно выполняться и «критическое условие» устойчивости плазмы (см. п. 6.3.6 в книге 1) — произведение магнитного давления на квадрат поперечного размера, эквивалентного газодинамическому,  $a^2 p_r = 6 \cdot 10^{17}$  кэВ  $\cdot$  см<sup>2</sup>

Стеллараторы — тороидальная (замкнутая) магнитная ловушка, в которой круговое движение заряженных частиц плазмы создается системой внешних проводников, охватывающих тороидальную плазму (рис. 9.51). Плазма в стеллараторе создается и предварительно нагревается разрядом в газообразной топливной смеси (ионизация составляет несколько процентов)

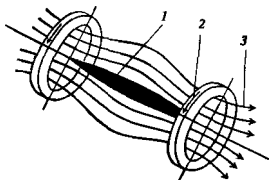


Рис. 9.52. Классическая магнитная ловушка  
1 — шпизма; 2 — ток в катушке; 3 — магнитные силовые линии

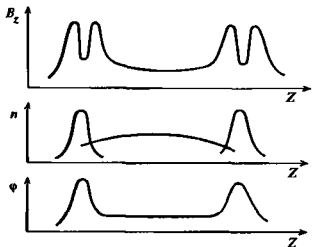


Рис. 9.53. Распределение магнитного поля  $B_z$ , плотности частиц в плазме  $n$  и электрического потенциала  $\phi$  вдоль оси амбиполярной ловушки

Классические магнитные адиабатные ловушки — открытые системы, в которых плазма удерживается нарастающим к торцам магнитным полем (рис. 9.52).

Эффект отражения заряженной частицы зонами с более сильным магнитным полем обусловлен тем, что при некоторых условиях ее поперечная скорость  $v_{\perp}$  возрастает, увеличивается доля кинетической энергии частицы, определяемая  $v_{\perp}$ . Но полная энергия частицы не изменится, так как сила Лоренца, ориентированная перпендикулярно скорости, работы не производит. Увеличение  $v_{\perp}$  приводит к уменьшению продольной составляющей скорости  $v_{\parallel}$ , и в некоторой точке  $v_{\parallel} = 0$ , т. е. происходит отражение частицы от «магнитного зеркала».

«Магнитные зеркала» (пробки) формируются двумя одинаковыми катушками с током, протекающим в одних и тех же направлениях.

Амбиполярные ловушки — открытые системы с улучшенными характеристиками продольного удержания плазмы — представляют собой длинный цилиндр с продольным магнитным полем и двумя относительно небольшими ловушками по торцам (рис. 9.53). Термоядерная плазма создается



в центральной ловушке. Периферийные ловушки служат для создания амбиполярного потенциала, удерживающего центральную термоядерную плазму. Амбиполярный потенциал формируется за счет повышенной плотности инжектируемых в периферийные ловушки частиц.

Эффективность продольного удержания плазмы многопробочных ловушек определяется условием

$$l = \lambda_0 k \ll L,$$

где  $\lambda_0$  — длина свободного пробега частиц в плазме;  $L$  — конструктивная длина установки;  $l$  — длина отдельной ловушки;  $k$  — пробочное отношение, т.е. отношение наибольшей напряженности магнитного поля в «пробке» к напряженности магнитного поля в центральной части ловушки.

Реакторы УТС с инерционным удержанием плазмы относятся к взрывоимпульсным системам. В отличие от стационарных установок стабильным протеканием реакции синтеза и непрерывным выделением энергии в инерционных системах выделение термоядерной энергии происходит непродолжительными импульсами. Прерывистость обусловлена тем, что в установке производятся термоядерные микровзрывы относительно небольшой мощности. В системах с инерционным удержанием «условия критичности» по критерию Лоусона выполняются при значительно более высоких плотностях плазмы ( $n \geq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ), но при значительно меньшем времени удержания ( $\tau_E \geq 10^{-9} \text{ с}$ ). За этот промежуток времени при тепловой скорости частиц плазмы  $v_{\text{пл}} = 10^{-8} \text{ см/с}$  успевает сформироваться область радиусом  $r_{\text{пл}} = 2 \cdot 10^{-1} \text{ см}$ , в которой выполняется условие  $n\tau_E \geq n(\tau_E)_0$ . Осуществить передачу мишени необходимого количества дополнительной энергии за время  $\tau = 10^{-9} \text{ с}$  можно путем одновременного облучения малоразмерной мишени (дейтерий-тритиевая таблетка) с разных сторон лазерными лучами, пучками релятивистских электронов, пучками ионов. При этом происходит сжатие мишени за счет испарения с поверхности частиц и плотность плазмы в центре мишени достигает  $n = 10^{26} \text{ см}^{-3}$ .

В лазерных системах дополнительная энергия составляет  $10^5 \text{ Дж}$ , сжатие происходит до  $n = 10^{26} \text{ см}^{-3}$ . Используются твердотельные лазеры (на неодимовом стекле) и газовые (на  $\text{CO}_2$ ).

В системах с пучками релятивистских электронов необходимая добавочная энергия  $W_{\text{доб}}$  в мишень радиусом  $r = 0,5 \text{ мм}$  при плотности потока энергии  $10^{16} - 10^{17} \text{ Вт/см}^2$  оценивается в  $10^7 \text{ Дж}$ .

В системах с ионными пучками ионы эмпируются с поверхности анода, на котором поверх-

ностным разрядом формируется плазма, (плотная)  $n = 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Ионы ускоряются, фокусируются и с энергией  $E_i = 200 \text{ кэВ}$  направляются на мишень. Плотность потока энергии на поверхности облучаемой мишени оценивается в  $10^{16} - 10^{17} \text{ Вт/см}^2$ .

#### 9.9.4. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ ТИПА «ТОКАМАК» И ТЕРМОЯДЕРНАЯ ЭЛЕКТРОСТАНЦИЯ

К настоящему времени наиболее изучены реакторы-токамаки. Геометрические размеры поперечного сечения реактора-токамака с  $D$ -образной разрядной камерой показаны на рис. 9.54.

Элементы конструкции разрядной камеры, обращенные поверхностью к плазме, называются первой стенкой. Корпускулярные потоки на первую стенку вызывают радиационные повреждения конструктивных материалов. В результате взаимодействия потока частиц из плазмы с конструкционным материалом происходит распыление атомов поверхности первой стенки. Эти атомы переходят в плазму, ионизируются и увеличивают потери с тормозным излучением.

Плотность потоков частиц на первую стенку уменьшается с помощью специальных устройств — диверторов (см. рис. 9.50).

Конфигурация и напряженность магнитного поля реактора токамака формируются при взаимодействии магнитных полей отдельных магнитных

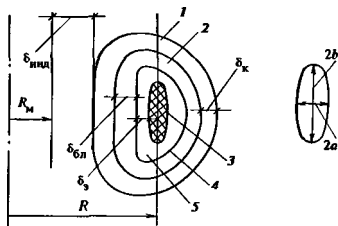


Рис. 9.54. Геометрические размеры схемы реактора-токамака

1 — обмотка для создания тороидального магнитного поля; 2 — бланкет с радиационной защитой; 3 — плазменный шнур; 4 — первая стенка; 5 — вакуумный термоизоляционный зазор;  $\delta_k$  — толщина катушки тороидального магнитного поля;  $\delta_{\text{пл}}$  — толщина бланкета;  $a$ ,  $b$  — малый и большой радиусы сечения плазменного шнура;  $\delta_3$  — толщина вакуумного зазора;  $R$  — большой радиус плазменного тора;  $R_m$  — полутолщина магнитопровода;  $\delta_{\text{инд}}$  — толщина обмотки индуктора

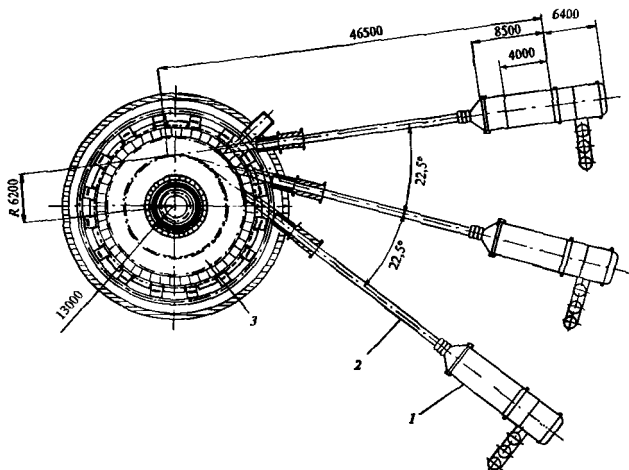
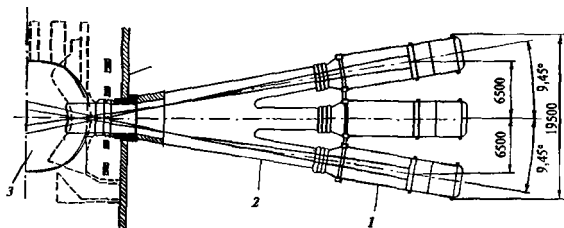


Рис. 9.55. Схема системы инжекции реактора ИТЭР

катушек целсового назначения. Торондальное магнитное поле создается обмотками катушек — обмотками торондального поля, которое, в свою очередь, задает торондальную конфигурацию плазменного шнура. Полоондальное магнитное поле создается обмотками индуктора и служит для нагрева плазмы, электрическая проводимость которой имеет значение, равное электрической проводимости серебра. Нагрев происходит за счет выделения теплоты при протекании электрического тока по проводнику — плазме, которая играет роль вторичной обмотки трансформатора, замкнутой сама на себя. Первая стенка термонзолирована от плазмы вакуумным слоем, который образуется при улавли-

нии результирующим магнитным полем (торондальным, полоондальным и полем дивертора) набсгающего потока заряженных частиц, покидающих объем плазменного шнура. Эти частицы, захваченные магнитным полем, отводятся в камеру дивертора, в котором их энергия и заряд гасятся на специальных мишенях (контактных устройствах) — охлаждаемых пластинах или жидкометаллических струях (пленках, каплях, газовых струях). Дивертор также выполняет задачу очистки плазмы от примесей.

Дополнительный нагрев плазмы и инициирование термонядерной реакции производится инжектором (рис 9 55), который состоит из ускорителя и и

фокусирующих устройств 2, устройства для нейтронизации быстрых ядер дейтерия и сепаратора нейтронизовавшихся частиц Инжекция на базе отрицательных ионов более эффективна.

Дополнительный нагрев плазмы 3, инициирование реакции синтеза и поддержание этой реакции в период паузы возможны также с помощью генераторов высокочастотных магнитных полей.

Вакуумный комплекс термоядерного реактора обеспечивает откачку газов в период рабочего импульса при соблюдении условий динамического равновесия между потоком инжектируемых быстрых нейтральных атомов дейтерия и потоком газов, выводимых из плазмы, откачку газов из разрядной камеры в период энергетической паузы; рабочий режим инжекторов электронейтральных атомов дейтерия и устройств дополнительного подгрева плазмы

В настоящее время разработан и апробирован код «Астра» для точных расчетов параметров термоядерного реактора. В то же время можно оценить основные параметры реактора-токамака методами «грубого счета».

Основные системы термоядерной электростанции с реактором-токамаком и их взаиморасположение показаны на рис. 9.56. Она включает в себя разрядную камеру 1, в которой осуществляется нагрев плазмы и реакция синтеза; сверхпроводящую электромагнитную систему 2, обеспечивающую образование плазмы с помощью вихревого электрического поля, удержание этой плазмы в вакуумном объеме, теплоизоляцию ее от стенок, а также создающую диверторную конфигурацию магнитного поля, blanket 3, окружающий вакуумную камеру и состоящий из вакуумной стенки (3а) и зон преобразования нейтральной энергии в теплоту (3б), воспроизводства ядерного топлива (3в) и радиационной защиты (3г); систему питания сверхпроводящих электромагнитных обмоток 4; систему 5 извлечения трития (5а), подготовки (5б) и инжекции (5в) пещества; вакуумную систему 6, поддерживающую необходимый вакуум в вакуумной камере (6а), инжекторах (6б) и криостатах сверхпроводящих электромагнитных обмоток (6в); криогенную систему 7, обеспечивающую необходимым количеством хладагента сверхпроводящие электромагнитные системы, криопленки инжекторов нейтральных атомов в вакуумные системы, а также другие устройства, работающие при криогенных температурах; систему инжекции нейтральных атомов 8, осуществляющую нагрев плазмы до температуры 12 кэВ (по условиям зажигания), систему преобразования теплоты в электрическую энергию 9, включая тепловые аккумуляторы (9а), парогенераторы (9б), турбины (9в), электрогенератор (9г) и другое оборудование, систему 10 загрузки (10а) и извлечения (10б) топлива, систему управления, контроля,

защиты 11, которая с помощью набора ЭВМ различных уровней (11б), и устройств диагностики (11а) обеспечивает управление всеми технологическими системами электростанции; биологическую защиту 12, предотвращающую проникновение различного рода излучений в окружающую среду.

Электромагнитная система (ЭМС) термоядерного реактора состоит из обмоток: тороидального поля (ОТП), индуктора (ОИ), дивертора (ОД)

ОТП состоит из катушек, между которыми имеется пространство для проводки каналов нижесклин. ОТП имеют модифицированную D-образную форму. В состав индуктора термоядерного реактора входят насыщенный ферромагнитный сердечник и сверхпроводящие обмотки индуктора. Нагрузки, создаваемые ОТП, воспринимаются силовыми опорными кольцами и передаются на стальной сердечник.

Внешний радиус центральной части ОИ до 18 м, что соответствует индукции в сердечнике  $B_{\text{инд}} = 5,7$  Тл, максимальной индукции на обмотке индуктора  $B_{\text{инд}}^{\text{ОИ}} = 3,6$  Тл.

### 9.9.5. РЕАКТОРЫ ТИПА ДЕМО И ИТЭР

Главными задачами проекта термоядерного ИТЭР являются:

демонстрация технической осуществимости реакции по схеме УТС как потенциального источника энергии;

создание D-T-плазмы и управление ее горением с большим коэффициентом усиления мощности;

разработка единого комплекса инженерно-технических систем для термоядерного реактора, демонстрация возможности осуществления стационарного режима работы реактора-токамака; испытание модулей blanketа.

Следующий шаг в реализации программы УТС — проект реактора-токамака ДЕМО. Его создание преследует следующие цели:

демонстрация надежной и безопасной работы всех систем термоядерного реактора в режимах, экстраполируемых на режимные характеристики термоядерных реакторов, предназначенных для работы в энергосистеме;

создание основы для экономически и экологически приемлемого производства энергии термоядерной электростанцией;

подтверждение достаточной технологической базы данных и знаний физических закономерностей для экстраполяции до уровня номинальных значений параметров эксплуатации термоядерных реакторов (ТЯР)

Рассматриваются два варианта реактора ДЕМО, рассчитанных с помощью кода «Астра»: 1) с индуктивным нагревом и поддержанием тока плазмы (ДЕМО-И); 2) стационарный реактор (ДЕМО-С)

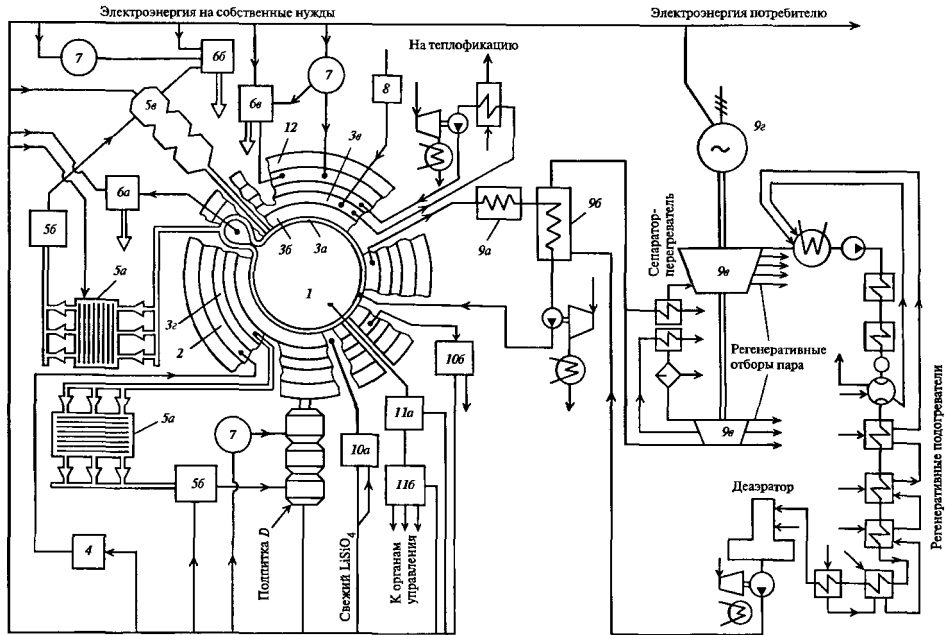


Рис. 9.56. Структурная схема термоэлектрической электростанции

Таблица 931 Сравнительные характеристики проектов термоядерных реакторов

Параметр	Реактор		
	ДЕМО-И	ИТЕР	ДЕМО-С
Большой радиус плазменного шнура $R$ , м	6,95	8,14	9
Малый радиус плазменного шнура $a$ , м	2,1	2,8	2
Коэффициент вытянутости плазмы по вертикали $k$	3,31	1,6—1,75	4,5
Магнитное поле на оси плазмы $B_{\text{тор}}$ , Тл	6,86	5,68	9,0
Ток плазмы $I_{\text{пл}}$ , МА	1,80	21,0	9,9
Продолжительность рабочего импульса $\tau_{\text{имп}}$ , с	3400	1160	Непрерывно
Средняя плотность плазмы $n$ , см <sup>-3</sup>	$1,35 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$	$1,9 \cdot 10^{14}$
Плотность нейтронного потока на стенку, МВт/м <sup>2</sup>	2,91	—	—
Число тороидальных обмоток	16	—	20
Материал сверхпроводника	Nb <sub>3</sub> Sn	—	Nb <sub>3</sub> Sn
Полная тепловая мощность $W$ , МВт	4550	100	—

с последующим сопоставлением технико-экономических показателей. В качестве целевой функции при проектировании реактора ДЕМО была выбрана минимальная стоимость произведенной электроэнергии: 0,076 цента USA за 1 кВт·ч.

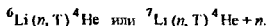
Реактор ДЕМО отличается от реактора ИТЕР значительно большей мощностью нагрева плазмы (в 3,5 раза) и более высокой плотностью мощности термоядерного шнура.

Параметры термоядерных реакторов приведены в табл. 931.

Топливо для реакторов УТС. В реакторах с инерционным удержанием плазмы с использованием реакции  $D + {}^3\text{He}$  (9 23) заложены предпосылки для осуществления прямого преобразования энергии именно заряженных частиц — продуктов этой реакции — в электрическую энергию. Основная проблема промышленной реализации реакции  $D + {}^3\text{He}$  заключается в получении легкого изотопа гелия-3, так как в атмосфере Земли к настоящему времени накоплено не более 600 кг этого изотопа. Технически производство  ${}^3\text{He}$  может быть налажено, например, путем извлечения из лунного грунта в нем изотоп гелия-3 адсорбирован в достаточных количествах для промышленной разработки по приемлемой цене.

Альтернативным вариантом может быть получение гелия-3 по реакции типа  ${}^6\text{Li}(p, \alpha - 3){}^4\text{He}$ .

Тритий можно накопить в достаточных объемах в специальном модуле blankets двухцелевого реактора УТС при осуществлении реакции



В качестве сырья для получения трития могут быть использованы либо керамический оксисилицид лития  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$ , размещенный в бриднерной зоне blankets, охлаждаемого гелием, либо жидкий

литий. При использовании  $\text{Li}_4\text{SiO}_4$  бриднерная зона имеет бериллиевый размножитель нейтронов. Извлечение трития и последующее изготовление топлива для реакторов УТС осуществляется на радиохимическом комплексе без накопления: тритий претерпевает  $\beta$ -распад с периодом 12,6 года.

Методы инжиниринга и поддержания горения плазмы. Зажигание плазмы в реакторе ДЕМО обеспечивается при времени удержания энергии  $\tau_E = 2$  с. Такое время может быть обеспечено либо методом инъекции быстрых атомов, либо методом электронно-циклотронного резонанса, либо комбинацией обоих методов. При развевании продуктами горения и другими частицами плазма теряет энергию за счет излучения. Поэтому концентрация примесей в плазме ограничивается и поддерживается с помощью диверторной системы — устройства, предназначенного для вывода заряженных частиц (продуктов реакции) из объема плазменного шнура с помощью магнитных полей специальной конфигурации — сепаратрис.

Накопление и откачка гелия. Скорость удаления гелия определяется выбором режима удержания плазмы, скоростью откачки и конфигурацией дивертора. Интегральной характеристикой удержания гелия в плазме является отношение времени удержания ионов гелия  $\tau_{\text{He}}$  ко времени удержания энергии  $\tau_E$ , которое выбрано равным семи в реакторе ДЕМО.

Скорость откачивания гелия в плазме ДЕМО должна составлять 500—1000 м<sup>3</sup>/с. При этом пиковая тепловая мощность в направлении, перпендикулярном сепаратрисе, составляет 300 МВт/м<sup>2</sup>, средняя энергия падающих ионов 800 эВ, поток частиц на пластину  $2 \cdot 10^{24} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Таблица 932 Вклад компонентов и примесей сплава  $V+5Cr+5Ti+0,5Si$  в мощность дозы излучения  $P_{изр}$  мкЗв/ч, после выдержки в течение 20, 40 и 100 лет

20 лет		40 лет		100 лет	
Примесь	$P_{изр}$	Примесь	$P_{изр}$	Примесь	$P_{изр}$
Co	$3,8 \cdot 10^5$	Co	$2,7 \cdot 10^4$	Ag	$3,6 \cdot 10^3$
Eu	$4,0 \cdot 10^4$	Eu	$7,8 \cdot 10^3$	Tb	$6,3 \cdot 10^2$
Sm	$3,0 \cdot 10^4$	Sm	$5,8 \cdot 10^3$	Nb	$4,0 \cdot 10^2$
Ag	$5,6 \cdot 10^3$	Ag	$5,3 \cdot 10^3$	Eu	$1,3 \cdot 10^2$
Ni	$5,0 \cdot 10^3$	Tb	$8,0 \cdot 10^2$	Sm	60
Cu	$3,0 \cdot 10^3$	Nb	$4,0 \cdot 10^2$	Co	8,0
Tb	$8,3 \cdot 10^2$	Ni	$3,8 \cdot 10^2$	Ni	4,6
Nb	$4,0 \cdot 10^2$	Cu	$2,1 \cdot 10^2$	Mo	3,6

**Система отвода и преобразования энергии.** Теплоносителем, обеспечивающим высокий термодинамический КПД цикла, в реакторе ДЕМО может быть либо жидкий литий (температура выхода 590—600 °С), либо гелий (температура выхода 620—650 °С) в паротурбинном цикле при таких параметрах КПД превысит 40 %

**Конструкционные материалы.** Конструкционные материалы должны работать до нейтронного флюенса на первой стенке  $15\text{--}20 \text{ МВт} \cdot \text{год}/\text{м}^2$ . Они, а также материалы бридзеров, размножающие материалы и материалы защиты должны удовлетворять следующим требованиям иметь низкую наведенную активность, обеспечивать возможность повторной переработки и повторного использования; быть безопасными при авариях; иметь минимальные отходы

Для сверхпроводящих систем в качестве основного материала сверхпроводника (для ИТЭР) выбран сплав  $Nb_3Sn$ , а в качестве стабилизирующей матрицы — медь

Основные конструкционные материалы первой стенки в реакторе ДЕМО — сплавы на основе ванадия типа  $V+5Cr+5Ti+0,5Si$ , а также ферритная сталь типа  $Fe+9Cr+1,5W+0,35V+0,07Ti$ .

Сплавам на основе ванадия присуща быстрая спадаящая наведенная радиоактивность, что позволяет значительно снизить продолжительность периода до излучения, фрагментирования и переработки узлов ТЯР с исчерпанным сроком безопасной эксплуатации.

Удельные вклады компонентов сплава типа  $V+5Cr+5Ti+0,5Si$  с примесями (даны в  $\times 10^{-4}$  масс %) в мощность дозы излучения, после облучения в первой стенке реактора ДЕМО до флюенса  $35 \text{ МВт} \cdot \text{год}/\text{м}^2$  приведены в табл. 932

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алгоритм расчета характеристик термоэлектрических электродгенерирующих сборок / Ю.В. Бабушкин, М.А. Менделеев, А.П. Савинов, В.В. Сивяцкий // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1981. № 2. С. 115—122
2. Авицычук Л.И. Термоэлементы и термоэлектрические устройства: Справочник. Киев. Наука думка, 1979.
3. Аляев В.М., Грилихес В.А., Румянцев В.Д. Фотоэлектрическое преобразование концентрированного солнечного излучения. Л.: Наука, 1989
4. Батенин В.М., Баранов И.Н. Создание новых видов атомных энергоустановок на основе методов прямого преобразования энергии // Изв. РАН. Энергетика. 1997. № 2. С. 3—27.
5. Бритван О.А., Новаров О.А., Ключков Е.Ф. Верхне-Мутновская геотермальная станция // Теплоэнергетика. 1999. Т. 46. № 2
6. Бекман У., Клейн С., Даффи Дж. Расчет систем солнечного теплоснабжения. М.: Энергоиздат, 1982.
7. Васильев А.М., Ландсман А.И. Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Советское радио, 1971.
8. Ветроэнергетика / Под ред. Д. Рензо. М.: Энергоатомиздат, 1982.
9. Геотермические исследования в Средней Азии и Казахстане / Под ред. А.В. Щербакова и В.И. Дворова. М.: Наука, 1985
10. Грилихес В.А., Орлов П.П., Попов Л.Б. Солнечная энергия и космические полеты. М.: Наука, 1984
11. Дворов И.М. Геотермальная энергетика. М.: Наука, 1976
12. Кайбышев В.З. Определение внутренних параметров ТЭП по вольт-амперной характеристике // Атомная энергия. 1986. Т. 60. Вып. 1. С. 279—282.
13. Каплар Е.П. Необслуживаемые саморегулируемые атомные термоэлектрические станции малой мощности для децентрализованного теплоэлектро-снабжения // Сб. докл. Международного научного семинара ЯО СССР. 15—18 октября 1991. С. 31—36
14. Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М.: Мир, 1964
15. Ковальский Р.В. Инженерные методы расчета термоэлектрических генераторов. М.: Наука, 1990.
16. Колюшев А.А., Пущина Л.Н., Юдицкий В.Д. Эмпирический метод расчета вольт-амперных характеристик разрядного режима ТЭП // ЖТФ. 1975. Т. XLV. Вып. 2. С. 314—319.
17. Коровин Н.В. Электрохимическая энергетика. М.: Энергоатомиздат, 1991.
18. Коровин Н.В. Электрохимические энергоустановки на основе топливных элементов // Теплоэнергетика. 1994. № 1. С. 22—26.
19. Коровин Н.В. Электрохимическая энергетика. Состояние, проблемы и перспективы // Известия РАН. Энергетика. 1997. № 4. С. 49—65.

20. Лазаренко Ю.В., Пустовалов А.А., Шаповалов В.П. Малогабаритные ядерные источники электрической энергии М: Энергоатомиздат, 1992
21. Лидоренко И.С., Евдокимов В.М., Стребков Д.С. Развитие фотоэлектрической энергетики // Электротехническая промышленность. Сер. 22. Источники тока: Обзор, информ. 1988. Вып. 14 С. 1—52.
22. Магнитогидродинамическое преобразование энергии. Открытый цикл / Под ред. Б.Я. Шуляцкого, М. Петрика М: Наука, 1978.
23. Маггушев К.И. Проблемы развития геознергетики мира М: Наука, 1978
24. Материаловедение и проблемы энергетики: Пер. с англ. / Под ред. Г. Либовица, М. Уиттингема. М Мир, 1982.
25. Недоспасов А.В., Побережский Л.П., Чернов Б.Г. Состав и свойства рабочих тел МГД-генераторов открытого цикла М. Наука, 1977
26. Оптимизация параметров катодного термоэмиссионного преобразователя с Cs-Ba наполнением / В.И. Бабанин, В.И. Кузнецов, А.С. Мустафаев и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. № 4. С. 754—766
27. Опытная ядерная термоэлектрическая установка «Гамма» — прообраз энергоагрегатов несложиваемой саморегулируемой атомной термоэлектрической станции / Б.А. Буиницкий, Е.П. Каллар и др. // Сб. докл. Международного науч. семинара ЯО СССР, 15—18 октября 1991 С. 125—142
28. Плазменное термоэмиссионное преобразование энергии / И.П. Стаханов, Ф.С. Степанов, В.П. Пашенко, Ю.К. Гуськов М: Атомиздат, 1968.
29. Проектирование и испытание термоэмиссионных твэлов / В.В. Сивянский, В.И. Бержатый, В.А. Масвский, В.Г. Петровский М. Атомиздат, 1989
30. Проектные ОАО ПЮЗИТ, НПП БИАПОС, фирмы «Global Thermoelectrics», 1995—1998.
31. Радонизотопные источники электрической энергии / Под ред. Г.М. Фрадкина. М. Атомиздат, 1979
32. Роза Р. Магнитогидродинамическое преобразование энергии. М: Мир, 1970.
33. Саркисов А.А., Якимов В.А., Каллар Е.П. Термоэлектрические генераторы с ядерными источниками теплоты. М. Энергоатомиздат, 1987
34. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пинуса М: Наука, 1973
35. Термоэмиссионные реакторы — преобразователи космических ЯЭУ / Г.М. Грязнов, А.В. Зродников, Н.Н. Пономарев-Станной и др. // Атомная энергия. 1989. Т. 66. Вып. 6 С. 374—377
36. Худяков С.А., Поспелов Б.С. Фотон спускается на землю // Наука и жизнь. 1990. № 9. С. 60—65
37. Thermoelectric Generator Modules and Blocks / L.I. Anatyshchik, V.V. Rasinkov, Yu Yu. Rozver, V.Yu. Mikhailovsky // 16th International Conference on Thermoelectrics. August 26—29 1997. Dresden. Germany.
38. Duffie J.A., Beckman W.A. Solar Engineering of Thermal Processes, New York: John Wiley and Sons, 1980.
39. Bityurin V.A. New Concepts // MHD Electrical Power Generation: The 1995 Status Report, St M / Nautilus. 1996 P. 1—5.
40. Swelling of Uranium Dioxide and Deformation Behaviour of the Fuel Element at High Temperature Irradiation. / A.S. Gontar, V.S. Gutnik, M.V. Nelidov, Yu.V. Nikolaev // Proceedings of the 28th Intersociety Energy Conversion Engineering Conference Atlanta. 1993 Vol. 1. P. 549—553.
41. Jui Sheng Hsieh. Solar Energy Engineering. New Jersey: Prentice-Hall, 1986.
42. Kearney D.W. The SEGS Experience. The World Directory of Renewable Energy. James and James. 1997
43. McKinney A. Geothermal Energy Development Worldwide and Its Role in the Future: The World Directory of Renewable Energy. James and James, 1997
44. Matteo D.N., Bond J.A., Rosko R.J. SP-100 thermoelectric converter technology development // Proc. 27th. Intersoc. Energy Convers. Eng. Conf. «Technol. Energy Effic. 21st Century». San Diego Calif. Aug. 3—7. 1992. Vol. 16. P. 73—77
45. Owens W.R., Pian C., Sokolov Yu.N. Open Cycle MHD System MHD Electrical Power Plant and Retrofit // MHD Electrical Power Generation The 1995 Status Report. St. M/Nautilus. 1996. P. 2.1—1.
46. Povarov O.A. Geothermal Power Plants in Kamchatka Today // IGA News. 1999. № 35
47. Psarouthakis J. Thermionic energy conversion using barium plus vapors // AIAA Journal 1966. Vol. 4 № 7 P. 1201—1208.
48. Pustovalov A.A. Modern State and Perspectives of Space Using Radionuclide TE Generators // Journal of Thermoelectricity. 1996 № 4.
49. Pustovalov A.A. Nuclear thermoelectric power units in Russia, USA and European space agency research // 16th International Conference on Thermoelectrics August 26—29. 1997. Dresden Germany.
50. Yoshikawa K. Closed Cycle MHD Systems System Studies // MHD Electrical Power Generation: The 1995 Status Report, St M / Nautilus. 1996. P. 3.1—1
51. Zelgarnik V.A. Pulsed MHD Generators // The 12th Int. Conf. on MHD Electrical Power Generation, Yokohama, Japan. 1996. Vol. 1. P. 28.
52. WREN News, 1999.

# ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

## А

- Абсолютно черное тело 248
- Автоматизация научных исследований (АНИ) 436
- Автоматизированная система (АС) 436
- Адиабата ударная 63
- Анализатор бинарных смесей 366
  - многокомпонентных смесей 367
- Аналогия между явлениями тепло- и массообмена 267
  - Рейнольдса 211
  - тройная 272
- Анемометрия лазерная доплеровская 386
- Ареометр 406

## Б

- Бародиффузия 262
- Барометр ртутный 345
- Батарея топливного элемента 530
- Бенз(а)пирен 321

## В

- Вакуумметр термокондуктометрический 352
- Вдув воздуха 274
- Величины сходственные 21
- Вероятность термодинамическая 113
- Влагомер 372
- Волна гравитационная 87
  - капиллярная 87
  - капиллярно-гравитационная 87
  - конечной амплитуды 87
  - прогрессивная 86
  - простая 76
  - стоячая 86
- Волоконно-оптический преобразователь скорости 385
- Восприимчивость магнитная 158
  - — диамагнетика 158
  - — парамагнетика 158
  - — ферромагнетика 159
- Воспроизводство трития 538
- Встраиваемая Plug-in Card 442
- Выборка 459
- Выход сухих продуктов сгорания газов 297
- Вязкость 11
  - динамическая 11
  - кинематическая 11

## Г

- Газоанализатор 366
  - магнитный 368
  - термокондуктометрический 368
  - объемный химический 368
  - оптико-акустический 369
  - оптический 368
- Газовая постоянная удельная 123, 143
  - — универсальная 123
- Гелиостат 493
- Генеральная совокупность 459
- Генератор термоэлектрический радионуклидный (РИТЭГ) 519
  - электрохимический 530, 533
- Гидродинамика магнитная 52
- Гипотеза Буссинеска 45
  - Кармана 46
  - Прандтля 45
  - Тейлора 46
- Глубина проникновения газовых струй 302
  - — — оптимальная 302
- Градиент температуры 166
- Граница раздела фаз 77

## Д

- Давление вакуумметрическое 16
  - весовое 16
    - газа перед соплом номинальное 303
    - избыточное (манометрическое) 16
    - на криволинейную поверхность 16, 17
    - — плоскую поверхность 16
    - парциальное 142
- Датчик 438
- Движение вихревое 13
  - потенциальное 14
  - частицы нестационарное (неустановившееся) 12
- Дилатометр 404
- Диоксид серы 317
- Дисперсия 461
- Дифманометр 344
  - деформационный 347
  - мембранный 347
- Диффузия излучения 261
  - концентрационная 262
- Диффузор (постепенное расширение) 28
- Диэлектрическая проницаемость среды 53
- Длина волны критическая 88
  - — неустойчивости Тейлора 89
  - пробга фотонов средняя спектральная 256
- Доверительный интервал 327, 460



Доля массовая 142  
 — мольная 142  
 Дробление каши 92  
 Дросселирование 146  
 Дроссель-эффект дифференциальный 146  
 — интегральный 146  
 Дымомер 371

## Ж

Жидкость модельная 378  
 — перегретая 124

## З

Задача теплопроводности обратная 168  
 — — — прямая 168  
 Закон Амага 142  
 — Архимеда 17  
 — Гаука 164  
 — Дальтона 142  
 — Диолонга и Пти 118  
 — Кирхгофа 52, 249  
 — Кюри 158  
 — Кюри—Вейса 158  
 — Ньютона—Рихмана 168  
 — Ома 52  
 — Планка 248  
 — парности 15  
 — распределения давлений гидростатический 16  
 — — — давлений в покоящемся газе 16  
 — термодинамики второй 113  
 — — — первый 111  
 — Фика 263  
 — Фурье 167  
 Зонд для измерения температуры 378

## И

Излучение отраженное 248  
 — падающее 248  
 — поглощенное 248  
 — результирующее 249  
 — тела собственное 248  
 — тепловое 166  
 — эффективное 248  
 Измерение давления 382  
 — косвенное 327  
 — лабораторное 327  
 — нестационарных тепловых потоков 395  
 — полей скорости 383  
 — прямое 327  
 — температуры в потоках 378  
 — — — твердых тел 379  
 — тепловых потоков 393  
 — техническое 327  
 Измерительно-управляющие платы  
 (Plug-in Card) 438  
 Изотерма 166  
 Индукция магнитного поля 53

— электрического поля (электрическое смещение) 53  
 Интеграл Бернулли 19  
 — Лагранжа 20  
 Интенсивность вихревой трубки 13  
 — излучения монохроматическая 248  
 Интерфейс 438  
 — приборный (ИР-ИВ) 445  
 Ионмер 372  
 Исполнительный механизм (ИМ) 437  
 Источник погрешностей при измерении температуры 380  
 — — — — тепловых потоков 393  
 Информационно-измерительная система (ИИС) 438

## К

Калориметр кипящий 415  
 — — — ледяной 415  
 Канал кольцевой 220  
 — общего пользования (КОП) 444  
 — плоский 220  
 Кипение 231  
 — в большом объеме 232  
 — конвективное 238  
 — при течении в каналах 237  
 Класс точности 326  
 Коллектор 520  
 — солнечный 489  
 Компрессор РС1 443  
 Комплекс термоядерного реактора вакуумный 542  
 Конвективный перенос 166  
 Конвекция вынужденная 202  
 — естественная 202  
 — свободная 202  
 Конденсация каплевая 244  
 — пленочная 244  
 Кондиционер сигналов (КС) 437  
 — — — серии 3В—7В 453  
 Кондуктомер 372, 373  
 Контроллер промышленный (PLC) 454  
 Концентратор 372  
 Концентрационные границы зажигания газовых смесей 298  
 Концентрация компонента массовая 262  
 Координата обобщенная 112, 157  
 Коробка соединительная 334  
 Коэффициент аднабатного дросселирования 146  
 — виральный 124  
 — восстановления температуры 231  
 — давления изохорный 113  
 — добротности 516  
 — корреляции 461  
 — линейного расширения 404  
 — массообмена 400  
 — местного сопротивления 27

- мощности (или коэффициент использования энергии ветра) 508
  - наклона суммарной солнечной радиации 480
  - неравномерности температурного поля 200
  - облачности 480
  - отражения 248
  - обребрения 189
  - отопительный 148
  - поверхностного натяжения жидкости 77
  - поглощения 248
    - — спектральный 256
  - полезного действия внутренний 149
    - — оптический 488
    - — — тепловой 488
    - — — термический 148, 531
    - — — эксергетический 148, 531
  - пропускация 248
  - рассеяния спектральный 256
  - расхода 29
    - — воздуха 297
  - расширения изобарный 113
  - сжатия 28, 29
  - сжимаемости изометрический 11
    - — термический 113
  - собирания неосновных носителей (или абсолютная спектральная чувствительность элемента) 499
  - сопротивления трения 397
  - теплового излучения 249, 260
  - теплоотдачи 168
    - — местный 202
  - теплопередачи 185
    - — линейный 185
  - трения гидравлический 22
  - холодильный 148
  - Кoeffициенты угловые 252, 253
  - Кoeffициент эффективности ребра 189
  - Крейт 446
  - Кривые насыщения 115
    - плавления 115
    - сублимации 115
  - Кризис кипения второй 236
    - — первый 235
  - Критерии устойчивости 115
- Л
- Линия возмущения 69
    - тока 12
  - Ловушка магнитная классическая 539
  - Локальное устройство ввода-вывода (УВВ) 439
- М
- Магистрально-модульная система (ММС) 439, 445
  - Магистральный принцип организации ИИС 440
  - Магнитная постоянная 53
    - проницаемость среды 53
  - Магнитное поле компланарное 59
    - — поперечное 56
    - — продольное 54
  - Мазут 281
  - Максимальный участок устойчивости интегральной кривой 82
    - — равновесной поверхности 94
  - Мановакуумметр 344
  - Манометр абсолютного давления 344
    - грузопоршневой 352
    - деформационный 346
    - жидкостный U-образный 345
    - ионизационный 352
    - компрессионный 345
    - пружинный 346
    - электроконтактный 347
  - Масса атмосферы 479
    - молекулярная кажущаяся 142
  - Математическое ожидание 461
  - Материал термоэлектрический 517
  - МГД-генератор 524
    - импульсный 527
    - замкнутого цикла 527
    - открытого цикла 527
    - с токонесущими неоднородностями 527
  - МГД-течение в магнитных полях 54
  - Мезонинная архитектура 443
  - Металл жидкий 52
  - Метод вибрационный 428
    - Вильсона 396
    - взрыва 416
    - вскипания 411
      - гидростатического взвешивания 406, 409
    - голографии 390
    - Егера и Диссельхорста 419
    - иницирования и поддержания горения плазмы 544
    - интерференционный 388
    - капилляра 424
    - Кнудсена 413
    - коаксиальных шпидров 421
    - колеблющегося диска 426
    - кольцевых весов 424
    - крутильных колебаний 425
    - лазерной вспышки 431
    - Ленгмюра 412
    - нагрева 391
    - нагретой проволоки 421
    - наименьших квадратов 469
    - определения теплоотдачи 396
    - падающего груза 427
    - плоского слоя стационарный 49
    - продольного теплового потока 419
    - протока 416
    - радиозотопный 390
    - регулярного теплового режима 394
    - ротационный 428
    - смешения 414, 416

- статический 411
- теневой 387
- термографирования 413
- течения через пористую среду 428
- точек кипения 411
- ударного сжатия 433
- характеристик 73
- Моделирование по методу аналогий 378
- физическое 378
- Модель гомогенная 99
- серого тела 249
- Модульность 439
- Модуль расхода 31
- Модуль упругости объемный изотермический 11
- Мощность внутренних источников теплоты 167

## Н

- Нагрев жидкостный 392
- Накопление и откачка гелия 544
- Напор гидродинамический (полный) 22
- инерционный 33
- пьезометрический 22
- Напоромер 344
- Напряжение касательное 398
- поверхностной силы 14
- турбулентное 44
- Напряженность поля магнитного 53
- — — электрического 53
- Насадка 30
- Натяжение поверхностное 117, 161
- Начальный участок трубы 26
- Неоднородность концевая 228
- Несмещенность оценивания 459
- Неустойчивость Тейлора 88

## О

- Область надкритическая 121
- Объем парциальный 142
- Окружающая среда 111
- Оксид азота 317
- Операционная система (ОС) 454
- Отверстие большое 30
- малое незатопленное 29
- затопленное 30
- Открытость системы 439
- Отрыв пограничного слоя 42
- Отсос воздуха 274
- Оценка статистическая 459

## П

- Параметр магнитного давления (число Альфвена) 53
- МГД-взаимодействия (число Стюарта) 53
- проницаемости поверхности 270
- состояния 111
- — — интенсивный 111
- — — экстенсивный 111
- Холла 526

- Параметры торможения 61
- электрохимического генератора 532
- Пар насыщенный влажный 120
- — — сухой 120
- перегретый 120
- переохлажденный 124
- Парообразование 115
- Паросодержание граничное 237, 239
- истинное объемное 95
- расходное массовое 94
- — — объемное 94
- среднемассовое 395
- Перегрев пара промежуточный 155
- Перегрузка отрицательная 81, 82
- положительная 81, 82
- Пикнометр 403
- Пирометр монохроматический 338
- полного излучения 339
- спектрального отношения 340
- — — частичного излучения 339
- Плавление 115
- Планирование эксперимента 474
- Плотность 403
- излучения 163
- потока полусферического излучения интегральная 248
- — — — спектральная 248
- распределение массовой силы 14
- теплового потока 166
- — — критическая 232
- электрических зарядов объемная 53
- электрического тока 53
- p-n*-переход 498
- Поверхностное натяжение 411
- Поверхность изотермическая 166
- гидрофильная 79
- гидрофобная 79
- Пограничный слой струйный 42
- — — турбулентный 46
- Погрешность 325
- абсолютная 325
- аддитивная 325
- грубая 325
- динамическая 325
- дополнительная 326
- методическая 328
- мультипликативная 325
- основная 326
- относительная 325
- приведенная 325
- случайная 326
- Показатель адиабаты (изоэнтропии) 121
- процесса изоэнтропного 145
- — — полного горения 295
- Покрывание селективное 489
- термондикаторное 382
- Поле двумерное 166

— магнитное 52  
 — одномерное 166  
 — стационарное 166  
 — температурное 166  
 — трехмерное неустановившееся 166  
 Поляризация топливного элемента 531, 532  
 Помеха нормального вида 441  
 — общего вида 440  
 Потенциал изобарно-изотермический 114  
 — изохорно-изотермический 114  
 — комплексный 36  
 — массовых сил (силовая функция) 15  
 — скорости 14  
 — химический 114  
 Поток излучения полный 248  
 — компонента смеси конвективный 262  
 — — — полный 262  
 — тепловой 166  
 Постоянная капиллярная 80  
 — солнечная 479  
 — Фарадея 164  
 Постулат Жуковского — Чаплыгина 38  
 Правило Кальете — Матигаса 120  
 — Максвелла 124  
 — Симона 117  
 — Трутопа 117  
 — фаз Гиббса 115  
 Прибор вторичной пневматический 343  
 — — — электрический 341  
 Приемник внешнего облучения центральный 493  
 Приход солнечной радиации суточный 480  
 Преобразование подобия 21  
 Преобразователь давления интеллектуальный 350  
 — — — пневматический 348  
 — — — с компенсацией магнитных потоков 349  
 — дифференциально-трансформаторный 347  
 — измерительный первичный 325  
 — нормирующий 341  
 — тензометрический 350  
 Проводимость плазмы 525  
 Проводник тонкий 529  
 Программируемый логический контроллер (PLC) 439  
 Программное обеспечение 475  
 — — АСНИ 455  
 Процесс адиабатный 145  
 — изобарный 144  
 — изотермический 145  
 — изохорный 144  
 — необратимый 113  
 — неравновесный 111  
 — обратимый 113  
 — политропный 146  
 — равновесный 111  
 — сжатия в компрессоре 147  
 — случайный 464  
 — сушки 144

— термодинамический 111  
 Пьезометр 406

## Р

Работа потока техническая 112  
 — расширения 112  
 Радиация солнечная 479  
 Радиус теплоизоляции критический 185  
 Разделитель жидкостный 352  
 — мембранный 352  
 Размер капли предельный (предотрывный) 83  
 Разность потенциалов контактная 498  
 Расход жидкости через форсунку объемный 304  
 Расходомер вихревой 362  
 — объемный 360  
 — тахометрический 359, 360  
 — ультразвуковой 362  
 — электромагнитный 361  
 Расчет дутьевых горелок 301  
 — инжекционных горелок 302  
 — механических центробежных форсунок 304  
 Реагент 528  
 Реакция синтеза 535  
 — термоядерная 535  
 — токообразующая 528  
 Реакции управляемого термоядерного синтеза 536  
 Регенерация пара 155  
 — — — теплоты 151, 152  
 Режим волновой 96  
 — кипения пленочный 232, 234  
 — — — переходный 232, 234  
 — — — пузырьковый 95, 233  
 — спарядный 96  
 — течения ламинарный 18, 213  
 — — — турбулентный 18  
 — эмульсионный 96  
 Режимы работы цезиевого термоэлектрического преобразователя 522  
 Реле давления 347  
 Решение Скривена 93  
 Ротаметр 358

С

Свойство калорическое 111  
 — термическое 111  
 — термодинамическое 111  
 Сепарация пара 154  
 Сероводород 317  
 Сетка гидродинамическая 14  
 Сигнализатор термохимический 368  
 Сила Жуковского поперечная (подъемная) 38  
 — обобщенная 112, 157  
 Система гетерогенная 115  
 — гомогенная 115  
 — инжекции реактора ИТЭР 541  
 — отвода и преобразования энергии 545  
 Скачок уплотнения косой 71

- — прямой 63
- Скорость витания капли 91
  - истинная 95
  - критическая 61
  - комплексная 36
  - максимальная 61
  - приведенная 95
  - распространения пламени нормальная 301
  - смеси 95
  - сопряженная 36
  - скольжения газа 275
  - циркуляции 95
- Слой пограничный 40
- Смещение уровня Ферми прямое 499
  - — — обратное 499
- Содержание сухих трехатомных газов максимальное 296
- Солемер 372
- Сопло Лаваля 63
- Состояние метастабильное 124
  - равновесия 115
- Состоятельность оценивания 459
- Сосуд уравнительный 353
  - — — конденсационный 353
- Среда диатермичная 248
- Средства и языки прикладного программирования 456
- Срок службы (ресурс) топливного элемента 532
- Стандарт VMEbus 446
  - VXI 448
  - PXI 450
- Стандартизация элементов и узлов АСНИ 439
- Статистический анализ 464
  - — — данных 450
- Стелларатор 538
- Степени свободы системы 115
- Степень сухости пара 120
  - черноты интегральная 249
  - — — спектральная 249
- Струя свободная 33
  - турбулентная 49
- Сублимация 115
- Схема инерционная динамическая 93
  - квазиравновесная 269
  - тепловая энергетическая 93
- Счетчик количества вещества 359
  - — — мокростойкий 359
  - — — объемный 360
  - — — скоростной 359
  - — — сухоходный 359
- Т**
- Таблицы Бриджмена 114
- Тело давления 17
- Температура адиабатного испарения 271
  - отвода теплоты средняя 148
  - подвода теплоты средняя 148
- самовоспламенения 298
- сверхпроводника критическая 161
- среднemasовая 395
- стенки адиабатная 231
- характеристическая дебьевская 118
- Температурная шкала международная 329
- Температурный скачок 423
- Температуропроводность 167
  - топлива 293
- Темп охлаждения 119
- Тензор скоростей деформации 13
- Теоретический выход продуктов сгорания 295
- Теплоемкость политропного процесса 146
  - смеси «замороженная» 265
  - топлива 293
- Тепломассообмен совместный 166
- Теплообмен 166
  - сложный 261
- Теплотдача 166, 202
- Теплопередача 166
- Теплопроводность 166, 168
  - смеси 264
- Теплота парообразования 116
  - сгорания топлива 291
- Теплофизический эксперимент 437
- Термоманометр 384
- Термогенератор на органическом топливе 517
  - реакторный (РТЭГ) 520
- Термодинамическая система 111
- Термодиффузия 262
- Термометр манометрический 331
  - стеклянный жидкостный 329
- Термопреобразователь сопротивления 334
- Термоэлектрический преобразователь 332
  - — — вакуумный 521
  - — — идеальный 522
  - — — цезиевый пламенный 521
- Течение Куэтта 39
  - одномерное 22
  - стабилизированное 26
  - — — ламинарное 24
- Тождество термодинамическое 113
- Токамак 538
- Ток диффузионный 498
  - дрейфовый 499
- Толщина вытеснения 42
  - пограничного слоя 41
  - потери импульса 42
  - слоя газа спектральная оптическая 256
- Томография 390
- Топливный элемент высокотемпературный 534
  - — — метановый 535
- Топливо водоугольное 294
  - для реакторов УТС 544
  - жидкое 287
  - искусственное 280
  - природное 280

Горф 280  
 Точка критическая 115  
 — росы 144  
 — тройная 115  
 Трубка вихревая 13  
 — Пито 383  
 — тока элементарная 12  
 Тягомер 344

## У

Угол атаки 508  
 — базовый 480  
 — раскрытия факела 304  
 — смачивания краевой 79  
 Уголь 280  
 Удар гидравлический в трубах 34  
 — — непрямой 35  
 — — прямой 35  
 Уравнение баланса турбулентной энергии 51  
 — Бернулли 18  
 — Ван-дер-Ваальса 124  
 — Гельмгольца 164  
 — движения жидкости 15, 19  
 — Дебая 118  
 — импульса (количества движения) 20  
 — индукции магнитного поля 52  
 — Клапейрона — Клаузиуса 116, 117  
 Клапейрона — Менделеева 123  
 — конвективное 12  
 — локальное 12  
 — Максвелла 52, 113  
 — Навье — Стокса 17  
 — одиометного неустановившегося движения 33  
 — пограничного слоя 41, 42  
 — Пойнтинга 117  
 — полного горения основное 297  
 — Рейнольдса 19  
 — Рэлея 92  
 — состояния вириальное 124  
 — сплошности (неразрывности) 13  
 — теплопроводности дифференциальное 167  
 — Эйлера 15, 19  
 — энергии 20  
 Уровнемер 353  
 — акустический (ультразвуковой) 355  
 — дифманометрический 353  
 — емкостный 354  
 Условия граничные 168  
 — Коши — Римана 36  
 — краевые (условия однозначности) 167  
 — начальные 167  
 — равновесия 115  
 — совместности 267  
 — сопряжения температурных полей 168  
 Устройство ввода-вывода сигналов серии  
 ЗВ—7В 453  
 — — SCXI 452

— компенсационное 334  
 — связи с объектом (УСО) 438  
 — сужающее нормальное 356  
 Усучок канала начальный гидродинамический 213  
 — — — термический 213

## Ф

Фазовый переход 115  
 Фазы системы 115  
 Фильтры магнитные 363  
 — сетчатые 363  
 f-метод расчета доли месячной тепловой  
 нагртки 491  
 Формула Жуковского 74  
 — Лапласа 79  
 — Н.П. Петрова 39  
 — Плессета — Цвика 93  
 — Пуазейля 25  
 — Рутгерса 161  
 Фотометр плазменный 373  
 Функция газодинамическая 61  
 — давления 15  
 — плотности вероятности 461  
 — распределения интегральная 461  
 — тока 14  
 — характеристическая 115

## Х

Характеристика метрологическая 325  
 — форсунки геометрическая 305  
 — — центробежной гидравлическая 306  
 Хроматограф газовый 371

## Ц

Цикл Брайтона 151  
 — Дизеля 150  
 — Карно 148  
 — необратимый 148  
 — обратимый 148  
 — Отто 149  
 — прямой 148  
 — Реикина 153  
 — термодинамический 148  
 — Тринклера 150  
 Циркуляция скорости 36  
 Цифровой измерительный прибор  
 (GPIB-прибор) 439

## Ч

Частица жидкая 12  
 Частота вращения электронов циклотронная 526  
 Число Био 194  
 — Бонда 80  
 — Гартмана 53  
 — Лоусона 536  
 — Льюиса — Семенова 265  
 — Рейнольдса 21  
 — — критическое 42

- магнитное 53
- Струхала 21
- Фруда 21
- Фурье 194
- Шмидта 263
- Эйлера 21

## Ш

Шероховатость абсолютная эквивалентная 23

## Э

- Эксергия 149
- Экспериментальная установка (ЭУ) 437
- Электрическая постоянная 53
- проводимость удельная 53
- Электрод 529
- гидрофильный 529
- гидрофобный 529
- матричный 529
- Элемент топливный 528, 531
- Эмиттер 520
- Энергетический выход на акт синтеза 537
- Энергия Гельмгольца 114

- Гибса 114
- удельная 112
- Энергоустановка электрохимическая 530, 533
- Энтальпия 112
- потока относительная 101
- среднемаассовая 395
- Энтропия 113
- смещения 143
- Эффект Гартмана 56, 57, 223
- Джоуля — Томпсона 146
- Эффективность оценивания 460
- Эффект магнитоэлектрический 159
- магнитоупругий 159
- магнитоэлектрический 159
- пьезоэлектрический 160
- подавления турбулентности 223
- пьезоэлектрический 160
- Холла 525
- эластокалорический 160, 164
- электроэлектрический 160

# СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие . . . . .	7	1.9.1. Турбулентные напряжения и некоторые гипотезы. . . . .	44
<b>РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ</b>			
<b>МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА</b>			
1.1. Основные физические свойства жидкостей и газов. . . . .	11	1.9.2. Универсальные законы распределения скоростей. . . . .	46
1.2. Кинематика жидкой среды . . . . .	12	1.9.3. Турбулентный пограничный слой . . . . .	46
1.3. Напряженное состояние жидкой среды. . . . .	14	1.9.4. Турбулентные струи несжимаемой жидкости . . . . .	49
1.4. Статика жидкостей и газов . . . . .	15	1.9.5. Уравнения баланса энергии в турбулентном потоке. . . . .	50
1.5. Общие уравнения динамики жидкостей и газов. . . . .	17	1.10. Магнитная гидродинамика. . . . .	52
1.5.1. Уравнения движения вязких жидкостей и газов . . . . .	17	1.10.1. Система уравнений магнитной гидродинамики . . . . .	52
1.5.2. Уравнения движения идеальных (не вязких) жидкостей и газов . . . . .	19	1.10.2. Числа подобия магнитной гидродинамики . . . . .	53
1.5.3. Уравнения импульса, момента импульса и энергии . . . . .	20	1.10.3. Классификация МГД-течений. . . . .	54
1.5.4. Основы теории подобия гидромеханических процессов. . . . .	21	1.10.4. Течения в продольном магнитном поле . . . . .	54
1.6. Одномерное течение вязкой жидкости. . . . .	22	1.10.5. Течения в поперечном магнитном поле . . . . .	56
1.6.1. Уравнение Бернулли для потока несжимаемой жидкости. . . . .	22	1.10.6. Течения в компланарном магнитном поле . . . . .	59
1.6.2. Гидравлические сопротивления . . . . .	22	1.10.7. Течения в неравномерном магнитном поле . . . . .	59
1.6.3. Истечение несжимаемой жидкости. . . . .	29	1.11. Одномерные течения газа. . . . .	60
1.6.4. Гидравлический расчет трубопроводных систем . . . . .	31	1.11.1. Основные расчетные зависимости для адиабатного течения невязкого идеального газа . . . . .	60
1.6.5. Силовое воздействие потока на твердые поверхности. . . . .	32	1.11.2. Газодинамические функции . . . . .	61
1.6.6. Неустойчившееся движение в капорном трубопроводе . . . . .	33	1.11.3. Изменение параметров одномерного адиабатного потока газов вдоль трубы переменного сечения . . . . .	62
1.7. Потенциальные течения несжимаемой жидкости. . . . .	35	1.11.4. Прямой скачок уплотнения . . . . .	63
1.7.1. Общие свойства потенциальных течений . . . . .	35	1.11.5. Истечение газа через сопло . . . . .	64
1.7.2. Примеры плоских потенциальных течений . . . . .	36	1.11.6. Адиабатное течение идеального газа с трением в трубе постоянного сечения. . . . .	66
1.8. Ламинарные течения несжимаемой жидкости. . . . .	39	1.11.7. Изотермическое течение в трубе . . . . .	67
1.8.1. Течения в ограниченных пространствах. . . . .	39	1.11.8. Одномерное течение при различных внешних воздействиях . . . . .	68
1.8.2. Ламинарный пограничный слой . . . . .	40	1.12. Плоские и осесимметричные течения невязкого газа . . . . .	68
1.9. Турбулентные течения . . . . .	44	1.12.1. Общие уравнения потенциального движения баротропной невязкой среды . . . . .	68





2.6.5 Циклы комбинированных установок .....	157	Б Конвективный теплообмен .....	202
2.7 Сложные термодинамические системы .....	157	3.5. Основные определения .....	202
2.7.1. Общие закономерности .....	157	3.5.1. Коэффициент теплоотдачи. Температурный напор .....	202
2.7.2. Магнетики в магнитном поле .....	158	3.5.2. Система дифференциальных уравнений конвективного теплообмена .....	203
2.7.3. Диэлектрики в электрическом поле .....	159	3.5.3. Методы теории подобия .....	204
2.7.4. Сверхпроводники в магнитном поле .....	160	3.5.4. Гидродинамическая аналогия теплообмена .....	211
2.7.5. Поверхность раздела фаз .....	161	3.6 Теплоотдача при течении жидкости (газа) в трубах .....	213
2.7.6. Газ и жидкость в поле тяготения .....	162	3.6.1. Основные определения .....	213
2.7.7. Излучение в полости .....	163	3.6.2. Ламинарный режим .....	213
2.7.8. Упругие твердые тела .....	164	3.6.3. Турбулентный режим .....	219
2.7.9. Гальванические элементы .....	164	3.6.4. Теплообмен с жидкометаллическими теплоносителями .....	222
Список литературы .....	165	3.7 Теплоотдача при внешнем обтекании тел .....	228
		3.8 Теплоотдача при свободной конвекции .....	229
		3.9 Теплообмен при пленочном течении жидкостей .....	230
		3.10 Теплообмен при высокой скорости газового потока .....	231
		В. Конвективный теплообмен при изменении агрегатного состояния .....	232
		3.11. Теплообмен при кипении жидкостей .....	232
		3.11.1. Классификация процессов кипения .....	232
		3.11.2. Кипение в большом объеме .....	232
		3.11.3. Кипение при течице в каналах .....	238
		3.12. Теплоотдача при конденсации пара .....	243
		3.12.1. Классификация процессов конденсации .....	243
		3.12.2. Пленочная конденсация пара .....	244
		3.12.3. Пленочная конденсация движущегося пара .....	245
		3.12.4. Капельная конденсация пара .....	247
		Г. Тепловое излучение .....	247
		3.13. Общие положения .....	247
		3.13.1. Основные понятия .....	247
		3.13.2. Законы теплового излучения .....	249
		3.14. Теплообмен между телами, разделенными прозрачной средой .....	252
		3.14.1. Постановка задачи и общий метод расчета .....	252
		3.14.2. Угловые коэффициенты .....	253
		3.15. Теплообмен между газом и поверхностью твердого тела .....	256
		3.15.1. Особенности излучения и поглощения газов .....	256

## РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ

### ОСНОВЫ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА

3.1. Общие сведения .....	166
А Теплопроводность .....	166
3.2. Основные положения .....	166
3.2.1. Температурное поле. Тепловой поток .....	166
3.2.2. Дифференциальное уравнение теплопроводности Закон Фурье .....	167
3.2.3. Теплопроводность .....	168
3.3. Стационарная теплопроводность .....	181
3.3.1. Теплопроводность однородной стенки при отсутствии внутренних источников теплоты .....	181
3.3.2. Учет зависимости теплопроводности от температуры .....	181
3.3.3. Теплопроводность многослойной стенки .....	184
3.3.4. Коэффициент теплопередачи Термические сопротивления .....	185
3.3.5. Теплопроводность стержня (ребра) .....	189
3.3.6. Теплопередача через обреченную стенку .....	189
3.3.7. Теплопроводность при наличии внутренних источников теплоты .....	193
3.4. Нестационарная теплопроводность .....	194
3.4.1. Классификация процессов .....	194
3.4.2. Переходные процессы .....	194
3.4.3. Регулярный режим охлаждения (нагрева) .....	199
3.4.4. Процессы непрерывного нагрева (охлаждения) .....	200
3.4.5. Периодические процессы. Тепловые волны в полуграниченном теле .....	201

3.15.2. Основной закон переноса энергии излучения в излучающе-поглощающей и рассеивающей среде .....	256	4.2.2. Расчет основных показателей процесса полного горения топлива .....	295
3.15.3. Собственное излучение газового объема .....	257	4.2.3. Самовоспламенение и зажигание .....	298
3.15.4. Методы расчета теплообмена ..	260	4.2.4. Процессы распространения пламени .....	301
<b>Д. Совместные процессы тепло- и массообмена.</b> .....	261	4.3. Основы расчета топливосжигающих устройств для котлов малой производительности и промышленных печей .....	302
3.16. Общие сведения .....	261	4.3.1. Расчет дутьевых горелок ..	302
3.16.1. Классификация процессов ..	261	4.3.2. Расчет инжекционных горелок ..	303
3.16.2. Основные понятия и соотношения .....	262	4.3.3. Расчет механических центробежных форсунок ..	305
3.16.3. Диффузионные потоки. Коэффициент диффузии .....	262	4.3.4. Расчет пневматических форсунок .....	306
3.17. Перенос энергии и импульса в бинарной смеси .....	264	4.4. Газификация и пиролиз топлив .....	308
3.17.1. Поток энергии .....	264	4.4.1. Виды и технологии газификации .....	308
3.17.2. Поток импульса ..	265	4.4.2. Химическое равновесие реакций газификации топлива ..	311
3.18. Система дифференциальных уравнений .....	266	4.4.3. Пиролиз топлива .....	312
3.19. Условия совместности на проницаемой межфазной границе .....	267	4.5. Образование вредных веществ при горении, газификации и пиролизе топлив .....	317
3.19.1. Общие понятия .....	267	4.5.1. Виды вредных веществ .....	317
3.19.2. Универсальные условия .....	267	4.5.2. Трансформация соединений серы .....	317
3.19.3. Специальные условия ..	268	4.5.3. Образование оксидов азота ..	318
3.19.4. Характерные случаи .....	269	4.5.4. Образование полициклических ароматических углеводородов ..	322
3.20. Аналогия процессов тепло- и массообмена .....	270	Список литературы .....	324
3.20.1. Умеренная интенсивность массообмена .....	270		
3.20.2. Высокая интенсивность массообмена .....	272		
3.21. Неравновесные эффекты на границе газ—конденсированная среда ..	274		
3.21.1. Непроницаемая поверхность ..	274		
3.21.2. Проницаемая поверхность. Испарение и конденсация .....	275		
Список литературы ..	276		

## РАЗДЕЛ ЧЕТВЕРТЫЙ

### ОСНОВЫ ТЕОРИИ И РАСЧЕТА ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ, ГАЗИФИКАЦИИ И ПИРОЛИЗА ТОПЛИВА

4.1. Характеристика топлив .....	280
4.1.1. Основные виды топлив .....	280
4.1.2. Состав топлив .....	287
4.1.3. Теплота сгорания топлива .....	291
4.1.4. Теплофизические свойства топлива .....	293
4.1.5. Водугольное топливо .....	294
4.2. Горение топлива .....	294
4.2.1. Основные положения .....	294

## РАЗДЕЛ ПЯТЫЙ

### ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

5.1. Общие сведения об измерениях и погрешностях .....	325
5.2. Измерение температуры .....	328
5.2.1. Международная температурная шкала МТШ-90 .....	328
5.2.2. Стеклянные и манометрические термометры .....	329
5.2.3. Термоэлектрические преобразователи .....	332
5.2.4. Термопреобразователи сопротивления .....	334
5.2.5. Средства измерения температуры тел по их тепловому излучению .....	338
5.2.6. Преобразователи с унифицированным выходным сигналом ..	341
5.2.7. Вторичные приборы ..	341
5.3. Измерение давления .....	344
5.3.1. Общие сведения об изменении давления .....	344

5.3.2. Жидкостные манометры и дифманометры .....	345	6.2.2. Измерение температуры твердых тел .....	379
5.3.3. Деформационные манометры и дифманометры .....	345	6.2.3. Зондовые методы измерения полей давления в потоках жидкости и газа .....	382
5.3.4. Электрические манометры и дифманометры .....	350	6.2.4. Зондовые методы измерения полей скорости .....	383
5.3.5. Грузопоршневые и прочие манометры .....	352	6.2.5. Бесконтактные методы измерения полей скорости .....	386
5.3.6. Методика измерения давления и разности давлений .....	352	6.2.6. Методы исследования полей плотности в потоках жидкости и газа и структуры двухфазных потоков .....	387
5.4. Измерение уровня .....	353	6.3. Методы экспериментально исследования теплообмена .....	391
5.4.1. Методы измерения уровня .....	353	6.3.1. Создание стационарных тепловых потоков .....	391
5.4.2. Приборы для измерения уровня .....	353	6.3.2. Измерение стационарных тепловых потоков .....	392
5.5. Измерение расхода .....	355	6.3.3. Источники погрешностей при измерении тепловых потоков и способы их устранения .....	393
5.5.1. Общие сведения об измерении расхода .....	355	6.3.4. Определение тепловых потоков по методу регулярного теплового режима .....	394
5.5.2. Измерение расхода по перепаду давления на сужающем устройстве .....	356	6.3.5. Измерение нестационарных тепловых потоков .....	395
5.5.3. Расходомеры постоянного перепада давления .....	358	6.3.6. Определение средних массовых энthalпий, температуры и паросодержания при течении жидкости в трубах .....	395
5.5.4. Тахометрические расходомеры и счетчики количества вещества .....	359	6.3.7. Косвенные методы определения средней теплоотдачи .....	396
5.5.5. Электромагнитные, ультразвуковые, вихревые и массовые расходомеры .....	361	6.3.8. Определение критических тепловых потоков при кипении .....	397
5.5.6. Методика измерения расхода .....	363	6.4. Методы определения коэффициентов сопротивления трения .....	397
5.6. Измерение расхода теплоты .....	364	6.5. Методы определения характеристик массообмена .....	400
5.6.1. Общие сведения об измерении расхода и количества теплоты .....	364	Список литературы .....	401
5.6.2. Теплосчетчики с различными типами преобразователей расхода .....	365		
5.7. Измерение состава газов и концентраций растворов .....	367		
5.7.1. Общие сведения о газоанализаторах и анализаторах растворов .....	367		
5.7.2. Газоанализаторы .....	368		
5.7.3. Анализаторы жидкостей .....	372		
5.7.4. Методика анализа состава газов и растворов .....	374		
Список литературы .....	375		
Список предприятий-изготовителей .....	376		

## РАЗДЕЛ ШЕСТОЙ

### МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛО- И МАССОБМЕНА

6.1. Классификация методов экспериментального исследования .....	378
6.2. Методы экспериментального исследования полей температуры, давления, скорости, плотности и концентрации .....	378
6.2.1. Измерение полей температуры в потоках жидкости и газа .....	378

## РАЗДЕЛ СЕДЬМОЙ

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

7.1. Метод определения термических свойств веществ .....	403
7.1.1. Определение плотности и линейного расширения твердых тел .....	403
7.1.2. Определение плотности жидкостей и газов .....	406
7.1.3. Определение поверхностного натяжения и краевых углов смачивания .....	410

7.1.4.	Определение давления насыщенных паров	411
7.1.5	Определение температуры плавления	413
7.2.	Методы определения калорических свойств веществ	413
7.2.1.	Определение калорических свойств твердых тел	413
7.2.2.	Определение калорических свойств жидкостей и газов	415
7.2.3.	Определение теплоты плавления и парообразования	418
7.3.	Методы определения теплопроводности и вязкости веществ	418
7.3.1.	Определение теплопроводности веществ	418
7.3.2.	Определение вязкости жидкостей и газов	424
7.4	Современные динамические методы определения теплофизических свойств веществ	429
7.4.1.	Методы нагрева образца импульсом электрического тока	429
7.4.2.	Метод лазерной вспышки	431
7.4.3.	Метод ударного сжатия	433
	Список литературы	433

## РАЗДЕЛ ВОСЬМОЙ

### АВТОМАТИЗАЦИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

8.1.	Основные понятия и определения	436
8.2.	Общие принципы построения АСНИ	437
8.2.1.	Состав и структура АСНИ	437
8.2.2.	Принципы построения и требования к элементам АСНИ	439
8.3	Особенности использования датчиков в АСНИ	440
8.4.	Аппаратные средства АСНИ	442
8.4.1.	Информационно-измерительные системы на базе компьютерных шин	442
8.4.2.	Информационно-измерительные системы на базе приборного интерфейса IEEE-488	444
8.4.3	Информационно-измерительные системы на базе магистрально-модульных систем	445
8.4.4.	Информационно-измерительные системы на базе локальных устройств ввода/вывода	452
8.5.	Программные средства АСНИ	454
8.5.1	Структура и состав программных средств	454
8.5.2.	Операционные системы	454

8.5.3.	Средства и языки программирования	456
8.6.	Статистический анализ экспериментальных данных	456
8.6.1.	Методы обработки экспериментальных данных	456
8.6.2.	Экспериментальное определение и анализ основных вероятностных свойств случайных величин	459
8.6.3.	Статистический анализ случайных процессов	464
8.6.4	Определение функциональной зависимости между величинами по результатам наблюдений	469
8.6.5.	Планирование эксперимента	474
8.6.6.	Программное обеспечение статистического анализа данных	475
	Список литературы	476

## РАЗДЕЛ ДЕВЯТЫЙ

### НЕТРАДИЦИОННАЯ ЭНЕРГЕТИКА

9.1.	Общие сведения	478
9.2	Солнечные энергетические установки	479
9.2.1.	Характеристика солнечной радиации	479
9.2.2	Солнечные коллекторы	488
9.2.3	Селективные покрытия	489
9.2.4.	Системы солнечного теплоснабжения	491
9.2.5.	Солнечные электростанции	493
9.2.6.	Солнечные фотоэлектрические преобразователи (ФЭП)	497
9.3.	Геотермальная энергетика	503
9.4.	Ветроэнергетика	507
9.5.	Термоэлектрические генераторы (ТЭГ)	516
9.6.	Термоэмиссионные преобразователи (ТЭП)	520
9.7	Магнетогидродинамические преобразователи (МГД-преобразователи)	524
9.7.1	Принцип действия МГД-генератора	524
9.7.2	МГД-генераторы открытого цикла	527
9.7.3.	МГД-генераторы замкнутого цикла	527
9.7.4	Энергосиловые МГД-установки	528
9.8.	Электрохимические генераторы и энергоустановки	528
9.8.1.	Общие сведения	528
9.8.2.	Термодинамика процессов в топливном элементе	531

9 8.3	Характеристики топливных элементов и электрохимических генераторов .....	531	9 9.3	Классификация термоядерных реакторов .....	538
	Термоядерные электростанции и термоядерные реакторы .....	535	9.9.4.	Термоядерные реакторы типа «Токамак» и термоядерная электростанция .....	540
9.9.1.	Термоядерные реакции. Общие сведения .....	535	9.9.5.	Реакторы типа ДЕМО и ИТЭР .....	542
9.9.2.	Типы и характеристики термоядерных реакций .....	536	Список литературы .....	545	
			Предметный указатель .....	547	

**Справочное издание**

**ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА И ТЕПЛОТЕХНИКА**  
**Книга 2**

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ.**  
**ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЙ ЭКСПЕРИМЕНТ**

**Редакторы** *Т.Н. Платова, М.П. Соколова*  
**Художественные редакторы** *В.Е. Гришин, Е.Н. Комарова*  
**Технический редактор** *З.Н. Ратникова*  
**Корректоры** *Р.М. Ванчикина, В.В. Сомова*

**Набор и верстка выполнены на компьютерах Издательства МЭИ**  
**Операторы** *О.А. Беспалова, Н.В. Пустошинова*

**ЛР № 020528 от 05.06 97**

**Подписано в печать с оригинала-макета 22.12.2000**

**Бумага офсетная**

**Усл. печ. л. 49,35**

**Тираж 1000 экз**

**Гарнитура «Таймс»**

**Усл. кр.-отт. 49,35**

**Заказ 1411**

**Формат 70×108 1/16**

**Печать офсетная**

**Уч.-изд. л. 63,4**

**С-016**

**Издательство МЭИ, 111250, Москва, Красноказарменная ул., д. 14**

**Отпечатано в типографии НИИ «Геодезия», Московская обл., г. Красноармейск, ул. Центральная, д. 16**

Список замеченных опечаток в книге 1 «Теплоэнергетика и теплотехника. Общие вопросы»

Страница	Колобка	Строка	Напечатано	Следует читать
10	правая	25-я снизу	(и 8 1.1—8 1.5)	(и 8 1.1—8 1.5, 8 1.8)
10	правая	18-я снизу	(§ 8.5 и в 8 8.5)	(и 8.8.5, § 8.10)
33	левая	1-я снизу	см. стр. 24	см. с. 34
34	правая	9-я и 16-я сверху	АЭС и ТЭС	АЭС и ГЭС
75	правая	16-я сверху	трубопровод	трубопровода
83	правая	4-я снизу	Тепловым схемам	Элементом тепловых схем
86	левая	30-я снизу	4. ГОСТ 2 108-68 ЕСКД Спецификация	4 ГОСТ 2 106-96 ЕСКД Текстовые документы <sup>1)</sup>
95	табл. 4.1, левая	6-я снизу	$(a \neq 1)$	$(a > 0, a \neq 1)$
95	табл. 4.1, левая	5-я снизу	$(a \neq 0.1)$	$(a > 0, a \neq 0.1)$
95	табл. 4.1, правая	5-я снизу	$\frac{1}{x \lg a}$	$\frac{1}{x \ln a}$
99	правая	13-я сверху	$\int_0^{\infty} f(x) dx$	$\int_1^{\infty} f(x) dx$
117	табл. 4.5	1-я сверху	$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-z^2/2} dz$	$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-z^2/2} dz$
203	—	9-я сверху	$p_2 = 40 \text{ мм рт ст}$	$p_2 = 40 \text{ мм рт ст}$
216	правая	ф-ла (6.11)	$\omega = d\varphi/dt$	$\omega = d\varphi/dt$
216	правая	2-я снизу	$\varphi$	$\Phi$
216	правая	5-я снизу	$d\varphi$	$d\Phi$
220	левая	ф-ла (6.44)	$L_{0i} = \sum L_{0i}$	$L_0 = \sum L_{0i}$
224	левая	ф-ла (6.90)	$A_{\text{max}} = \frac{F_0}{2\delta \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}}$	$A_{\text{max}} = \frac{F_0}{2b_0 \delta \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}$
226	левая	ф-ла (6.113)	$i_3 = 6$	$i_{23} = 6$
229	правая	ф-ла (6.140)	$p = \epsilon_0 \alpha E$	$p = \epsilon_0 \alpha E$
229	правая	ф-ла (6.142)	$P = \frac{1}{V} \sum P_i$	$P = \frac{1}{V} \sum P_i$
230	правая	ф-ла (6.157)	$J = dI/dS$	$J = dI/dS$
230	правая	ф-ла (6.158)	$J = I/S$	$J = I/S$
236	правая	22-я сверху	и	U
236	правая	30-я сверху	и	U
238	левая	ф-ла (6.194)	$dB = \dots$	$dB = \dots$
243	левая	ф-ла (6.251)	$\left[ \frac{r}{2L} \sin(\omega t + \alpha_0) \right]$	$\left[ \frac{R}{2L} \sin(\omega t + \alpha_0) \right]$
243	правая	ф-ла (6.254)	$\lambda = \frac{a(\tau)}{a(\tau + T)} = \dots$	$\lambda = \ln \frac{a(\tau)}{a(\tau + T)} = \dots$
243	правая	19-я сверху	$\omega^0$	$\omega$
243	правая	ф-ла (6.260)	$\dots \left( \frac{1}{\omega C} - \omega L \right)$	$\dots \left( \frac{1}{\omega C} - \omega L \right)$
244	правая	рис 6.8	угол падения $i'$	угол падения $i$
246	левая	22-я сверху	$\text{см}/\text{В}^2$	(CGSE)
246	левая	ф-ла (6.274)	$\cos^2 \gamma$	$\cos^2 \gamma$

<sup>1)</sup> Данный ГОСТ и некоторые другие введены (взамен указанных на с. 86) документом: Государственные стандарты. Указатель 1999 г. Издание официальное. Москва ИПК Издательство стандартов.



Страница	Колонка	Строка	Напечатано	Следует читать
250	левая	ф-ла (6 301)	$\frac{hc}{RT\lambda}$ .. е	$\frac{hc}{kT\lambda}$ ...е
251	правая	15-я сверху	$10^{-14}$	$10^{-15} - 10^{-14}$
253	правая	19-я сверху	газах	газах,
259	левая	рис. 6 13, ось ординат	Н	—
260	табл. 6.20	Заголовок	[8]	[7]
264	правая	21-я снизу	218,5 МПа	22,064 МПа
264	правая	20-я снизу	333,69 кт/дм <sup>3</sup>	322 кт/дм <sup>3</sup>
310	левая	5-я сверху	сильноразбавленном	сильнораздробленном
350	левая	23-я снизу	[4, 15, 42, 48, 64]	[42, 48, 64]
358	Табл. 8.58, 7-я графа	4-я снизу	$0,82 + 51 \cdot 10^{-5} t$	$0,82 + 54 \cdot 10^{-5} t$
374	Табл. 8 72, 6-я графа	1-я снизу	амниаке	хладонах
380	Табл. 8.81, 6-я графа	Заголовок	к	мм
405	правая	19-я сверху	$\tau_{2t} I_t + \dots$	$\tau_{2t} I_t + \dots$
412	правая	24-я сверху	$n_{\sigma} = \dots$	$n_{\sigma} = \dots \geq [n]$
435	правая	4-я снизу	основных фондов	основных средств
436	Табл. 10.10, 6-я графа	3-я снизу	0,3	0,1
436	Там же	2-я снизу	0,3	0,2
443	правая	24-я сверху	после пп 5	после пп 1
444	Табл. 10.19, 2-я слева	11-я сверху	$B_{T3} \cdot 1000 + e_3^n (E_{cн}^{T3} / Q_{отп})$	$(B_{T3} \cdot 1000 + e_3^n E_{cн}^{T3}) / Q_{отп}$
445	Табл. 10.19, 6-я и 7-я графы	8-я сверху	—	$m_j = H_{прод} H_{\Sigma}$
445	Табл. 10.19, 3-я графа	4-я снизу	$(H_{ТТК} H_{3ц})$	$(H_{ТТК} + H_{3ц})$
445	Табл. 10.19, 3-я слева	1-я и 2-я снизу	$+H_{oc} (H_{ТТК} m_{T3}^{пер} H_{3ц}) \vee (H_{ТТК} H_{3ц})$	$+H_{oc} (H_{ТТК} m_{T3}^{пер} + H_{3ц}) \vee (H_{ТТК} + H_{3ц})$
446	Примечание к табл. 10.19	—	Не указаны размерности некоторых величин	$B_j$ , т/год
				$b_3^n$ , г/(кВт·ч)
				$b_T^n$ , кг/гДж
				$Q_{отп}$ , ГДж/год
				$Q_{пр}$ , ед/год
				$E_r, E_{cн}^{33}, E_{cн}^{T3}$ , МВт·ч/год
				$E_{T\Sigma}$ , МВт·ч/год
				$E_{T\Sigma}$ , МВт
				$C_r, S_r$ , руб/ед.
				$I_r$ , руб/год
451	Табл. 10.22, 3-я графа	3-я снизу	.. + $K_{ликт}$ ..	... - $K_{ликт}$ ..
455	правая	14-я сверху	в варианте Б	в варианте А.
466	правая	12-я сверху	$e_n$ —	$e_n$ %, —