

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ**

**Научно-методический центр высшего образования**

**Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского  
«Харьковский авиационный институт»**

**75-летию ХАИ посвящается**

**В.В. Ковалевский**

## **Энергоустановки космических летательных аппаратов**

**Учебное пособие**

Рекомендовано Министерством  
образования и науки Украины в  
качестве учебного пособия для  
студентов высших учебных заведений

**Харьков «ХАИ» 2004**

## **УДК 629.78.064.52**

Энергоустановки космических летательных аппаратов / В.В. Ковалевский. – Учеб. пособие. – Харьков: Нац. аэрокосм. ун-т «Харьк. авиац. ин-т», 2004. - 242 с.  
ISBN 966-662-081-2

Рассмотрены принципы и устройства для выработки электрической энергии на основе общих энергетических подходов. Изложены теоретические основы и методы оценочных расчетов основных энергетических параметров бортовых энергоустановок летательных аппаратов.

Учебное пособие посвящено основным принципам производства энергии и энергоустановкам, работающим на базе газовых и паровых термодинамических циклов: газотурбинным, паротурбинным, поршневым.

Для студентов аэрокосмических специальностей вузов, специализирующихся в области бортовых энергоустановок. Может быть полезным и для студентов других энергетических направлений.

Ил. 92. Табл. 6. Библиогр.: 26 назв.

Р е ц е н з е н т ы: д-р техн. наук, проф. В.В. Соловей,  
д-р техн. наук С.В.Ершов,  
д-р техн. наук В.И.Кривцова

Под редакцией д-ра техн. наук, проф. Н.В. Белана

Гриф присвоен Министерством образования и науки Украины (письмо № 14/182-367 от 02.03.04)

ISBN 966-662-081-2

© Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского  
«Харьковский авиационный институт», 2004

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие .....	7
Сокращения, аббревиатуры .....	8
1. Физические основы производства энергии .....	10
1.1. Энергоустановка и ее основные функции, состав. Виды энергоустановок .....	10
1.2. Основные параметры энергоустановок. Сравнение энергоустановок между собой .....	24
1.3. Основные принципы производства энергии. Энергетические диаграммы и схемы различных преобразователей первичной энергии в электрический ток .....	30
1.3.1. Производство энергии с использованием термодинамических циклов .....	33
1.3.2. Производство электрической энергии с использованием полупроводниковой техники. Термоэлектрические и фотоэлектрические явления .....	37
1.3.3. Производство электрической энергии на основе термоэмиссии электронов с поверхности нагретых проводников .....	50
1.3.4. Производство электрической энергии с использованием энтальпии химических реакций .....	54
2. Системы электроснабжения, их типы, общие характеристики, состав, структурно-функциональные схемы .....	60
2.1. Типы систем электроснабжения, их состав .....	61
2.2. Общие характеристики систем электроснабжения ЛА .....	65
2.3. Диаграммы энергопотребления и их анализ .....	68
2.4. Структурно-функциональные схемы систем электроснабжения .....	74

3.	Источники первичной энергии на борту летательных аппаратов .....	76
3.1.	Ядерные реакторы. Типы, параметры, классификация. ...	76
3.2.	Радиоизотопные реакторы. Свойства радиоизотопных топлив и их выбор .....	83
3.2.1.	Расчет давления и температуры внутри радиоизотопной капсулы .....	87
3.2.2.	Расчет поля температур радиоизотопной капсулы ..	
3.3.	Системы приема лучистой энергии Солнца. Солнечные концентраторы .....	93
3.3.1.	Энергетический расчет солнечного концентратора..	98
3.3.2.	Геометрический расчет солнечного концентратора	107
3.4.	Плоский солнечный коллектор .....	111
4.	Преобразователи первичной энергии в электрическую на основе термодинамических циклов. Машинные преобразователи энергии .....	115
4.1.	Газовый цикл Брайтона .....	115
4.1.1.	Эффективная работа цикла Брайтона .....	119
4.1.2.	Зависимость эффективной работы газового цикла Брайтона от степени подогрева газа $\theta^0$ .....	124
4.1.3.	Зависимость эффективной работы газового цикла Брайтона от степени сжатия газа $\ell_k^0$ .....	126
4.1.4.	Количество тепла, подведенного от источника первичной энергии к газовому циклу Брайтона .....	128
4.1.5.	Количество тепла, отведенного от газа в цикле Брайтона .....	131
4.1.6.	Энергетический КПД цикла Брайтона и оптимизация степени сжатия $\ell_k^0$ .....	132

4.1.7. Массовый расход газа в цикле Брайтона .....	134
4.2. Газовый цикл Брайтона с регенерацией тепла .....	135
4.2.1. Количество регенерируемого тепла и основные параметры регенератора .....	138
4.2.2. Основные параметры цикла Брайтона с регенерацией тепла .....	141
4.3. Газовые циклы Брайтона с изотермным сжатием и расширением .....	143
4.4. Влияние давления рабочего тела на работоспособность ЭУ, созданной на основе цикла Брайтона .....	151
4.5. Регулирование энергоустановок, работающих по газовым циклам Брайтона .....	154
4.6. Расчет холодильников-излучателей .....	156
4.6.1. Поверхность излучателя при постоянной температуре излучающего элемента .....	156
4.6.2. Поверхность излучателя при переменной температуре излучающего элемента .....	160
4.7. Выбор газообразных рабочих тел для бортовых энергоустановок .....	167
4.7.1. Влияние теплофизических свойств рабочих тел на теплообменники .....	168
4.7.2. Влияние рабочего тела на характеристики турбомашинных агрегатов .....	172
4.8. Паровой цикл Ренкина .....	175
4.8.1. Сравнение циклов Ренкина и Брайтона .....	181
4.8.2. Выбор парообразных рабочих тел .....	186
4.8.3. Расчет параметров цикла Ренкина .....	194

4.8.4. Особенности расчета космической паровой турбины .....	198
4.9. Цикл и двигатель Стирлинга .....	206
4.9.1. Особенности цикла и принцип работы и устройства двигателя .....	206
4.9.2. Расчет параметров цикла Стирлинга .....	214
5. Ветровые энергетические установки .....	223
5.1. Принцип работы ветродвигателя .....	223
5.2. Кинематика движения воздуха в ветроколесе (репеллере). Планы скоростей воздуха .....	223
5.3. Оценочный расчет ветроколеса по среднему диаметру ...	228
5.4. Профилирование лопасти ветроколеса по радиусу .....	232
5.5. Понятие о регулировании ветродвигателя .....	233
Библиографический список .....	239

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебное пособие написано на основе курса лекций «Основы теории энергоустановок».

Курс лекций подготовлен автором для студентов двигателестроительных специальностей машиностроительных вузов и много лет читался студентам Харьковского авиационного института, специализирующихся в области энергодвигательных установок ракетно-космических летательных аппаратов. Так как основную массу энергии человечество получает путем производства и эксплуатации тепловых двигателей, которые рассчитывают и конструируют на основе физических законов о теплоте, то в основу учебного пособия положены такие дисциплины, как термодинамика, гидрогазодинамика, теплопередача, механика и прочность машин. Большинство тепловых машин приводят в движение роторы электрических генераторов, вырабатывающих электрический ток. Поэтому учебное пособие в большой степени ориентировано также на знание электродинамики, электротехники. Необходимые при изложении материала уравнения теплофизических дисциплин, используемые в учебном пособии, приведены без доказательств. Новый материал, как правило, снабжен нужными выкладками.

Различия энергоустановок, используемых в стационарной энергетике и на транспортных средствах, заключаются в ограничениях, накладываемых условиями подвода первичной энергии и отвода тепла, а также в массово-энергетических характеристиках. Учебное пособие позволяет выбрать оптимальный тип энергоустановок для выполнения поставленной задачи и оценить их основные параметры, такие, как удельная работа, мощность, КПД, массовые и энергетические потоки, геометрические размеры и т.д.

## **Сокращения, аббревиатуры**

ТВЭЛ	- тепловыделяющий элемент
ХИТ	- химический источник тока
ГЭ	- гальванический элемент
АБ	- аккумуляторная батарея
ТЭ	- топливный элемент
ЭХГ	- электрохимический генератор
РИР	- радиоизотопный реактор
ЯРД	- ядерный реактор деления
ЯРС	- ядерный реактор синтеза
ТЭЛП	- термоэлектрический преобразователь энергии
ТЭП	- термоэмиссионный преобразователь энергии
ФЭП	- фотоэлектрический преобразователь энергии
МГДГ	- магнитогидродинамический генератор тока
ДВС	- двигатель внутреннего сгорания
ГдТУ	- гидротурбинные установки
ГТУ	- газотурбинные установки
ПТУ	- паротурбинные установки
КПД	- коэффициент полезного действия
ЭДС	- электродвижущая сила
АТБ	- атомная батарея
ЛА	- летательный аппарат
СЭС	- система электроснабжения
БЭУ	- бортовая энергоустановка
ПЧ	- преобразователь частоты
ВУ	- выпрямительные устройства
ПУ	- преобразовательные устройства
КА	- космический аппарат

ЭВМ	- электронная вычислительная машина
СБ	- солнечная батарея
ГЭ	- график электропотребления
ЗРУ	- зарядно-разрядное устройство
БАРК	- бортовая аппаратура регулирования и контроля
РИМ	- регулятор избыточной мощности
ЭУ	- энергоустановка
СПУ	- система преобразования и управления
КУ	- коммутирующее устройство
СП	- система преобразования
БА	- бортовая аппаратура
ДБ	- двигательный блок
ДУ	- двигательная установка
ХИ	- холодильник-излучатель
Р.т.	- расчетная (рабочая) точка, рабочее тело
Рег.	- регенерация тепла

# 1. Физические основы производства энергии

## 1.1. Энергоустановка и ее основные функции, состав. Виды энергоустановок

Под *энергоустановкой* понимают устройство, предназначенное для производства, преобразования и распределения тепловой, механической и электрической энергии. Поэтому энергоустановки бывают *тепловые*, которые вырабатывают потоки нагретых или охлажденных газов, паров, жидкостей; *механические*, обеспечивающие необходимые крутящие моменты и мощности на валу ротора, создающие газовые, паровые и жидкостные струи высоких скоростей или обеспечивающие замкнутые емкости со сжатым газом или жидкостью; *электрические*, служащие для производства, преобразования и распределения электрической энергии.

К тепловым энергоустановкам (и агрегатам) относятся ядерные и химические реакторы разных типов, парогенераторы, конденсаторы, холодильники-излучатели, нагреватели, охладители, радиаторы разных типов и системы, их обеспечивающие.

К механическим энергоустановкам и агрегатам относятся поршневые, турбомашинные, электрические двигатели, компрессоры, насосы, генераторы газовых, паровых и жидкостных струй разных типов.

К электрическим энергоустановкам относятся машинные, фотоэлектрические, термоэлектрические, термоэмиссионные, электрохимические, магнетогидродинамические генераторы электрического тока разных типов.

Для производства любого вида энергии в джоулях необходимо согласно закону сохранения энергии (и его частному случаю – первому закону термодинамики) иметь источник *первичной энергии*. В природе и технике существуют следующие источники первичной энергии:

➤ *химическая энергия*, когда в результате химических реакций окисления горючего и восстановления окислителя образуется продукт реакции и выделяется избыточная энергия связи электронов в атомах, повышающая энтальпию термодинамической системы. Каждый килограмм топлива (горючее и окислитель) с помощью химической реакции типа горения способен выделить порядка  $1 \cdot 10^7$  Дж энергии, т.е. энергоемкость химических топлив составляет

$$E_{x.m} \approx 1 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг.}$$

Цифра получена при анализе горения углеводородных горючих (бензина) в кислороде;

➤ *энергия радиоизотопных веществ*, когда в результате самопроизвольной реакции распада тяжелых ядер выделяется часть энергии связи нуклонов в ядре. Эта энергия реализуется в виде кинетической энергии разлетающихся заряженных  $\alpha$ -,  $\beta$ -частиц и электромагнитных  $\gamma$ -квантов. Тепловой эффект торможения этого ионизирующего излучения в веществе конструкции радиоизотопного реактора и используют как радиоизотопную энергию. Энергоемкость радиоизотопных топлив составляет величину порядка

$$E_{p.i.m} \approx 1 \cdot (10^9 \dots 10^{12}) \text{ Дж/кг};$$

➤ *ядерная энергия деления*, когда тяжелые ядра урана (U-233; U-235) и плутония (Pu-239) под действием тепловых или быстрых нейтронов распадаются с выделением энергии связи нуклонов в ядре. Эта ядерная энергия реализуется в виде кинетической энергии разлетающихся осколков деления ядер и ионизирующего излучения. Она также реализуется чаще всего в виде теплового эффекта торможения осколков деления ядер в веществе конструкции тепловыделяющего элемента (ТВЭЛа). Энергоемкость ядерных делящихся топлив составляет величину порядка

$$E_{я.д.т} \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ Дж/кг};$$

➤ *ядерная энергия синтеза*, когда легкие ядра изотопов водорода (дейтерий, тритий) сливаются в ядро гелия с выделением энергии дефекта массы в виде ионизирующего  $\gamma$ -излучения и потока нейтронов. Эта энергия также чаще всего реализуется в виде теплового эффекта поглощения ионизирующего излучения веществом конструкции ядерного реактора синтеза. Энергоемкость ядерных синтезирующих топлив по порядку величины равна

$$E_{я.с.т} \approx 3,5 \cdot 10^{14} \text{ Дж/кг};$$

➤ *энергия аннигиляции вещества и антивещества*, когда в результате реакции аннигиляции материя из формы вещества переходит в форму электромагнитного излучения (поля). Такая реакция имеет максимальную энергоемкость, известную в современной физике, т.е.

$$E_{анн} \approx 1 \cdot 10^{16} \text{ Дж/кг}.$$

Реакторы аннигиляции представляют собой теоретические модели, и в отличие от предыдущих они не реализованы в конструкциях;

➤ *энергия излучения Солнца*. Эта даровая и экологически чистая энергия на орбите Земли имеет плотность порядка  $E_e = 1390 \text{ Вт/м}^2$ , а на поверхности Земли  $E_e = 200 \dots 800 \text{ Вт/м}^2$ . В

средних широтах плотность лучистой энергии Солнца не превышает 600 Вт/м<sup>2</sup> в безоблачный день.

Кроме этих основных первичных источников энергии, на Земле могут быть использованы следующие источники энергии:

➤ *гравитационная энергия*, созданная перепадом уровней жидкости (воды рек, озер, морей). На основе этого принципа работают равнинные и горные гидроэлектростанции, приливные и волновые гидрогенераторы. Мощность, развиваемая таким источником энергии, Вт:

$$N = g \cdot \rho \cdot H \cdot Q, \quad (1.1)$$

где  $g = 9,81$  – ускорение сил земного притяжения, м/с<sup>2</sup>;

$\rho$  – плотность рабочей жидкости, кг/м<sup>3</sup>;

$H$  – перепад уровней жидкости, м ;

$Q$  – объемный расход рабочей жидкости, м<sup>3</sup>/с.

Если  $G = \rho Q,$   
(1.2)

где  $G$  – массовый расход рабочей жидкости, кг/с, то

$$N = g \cdot H \cdot G. \quad (1.3)$$

Перепад уровней жидкости  $H$  в гидроэлектростанциях создается плотинами, в приливных электростанциях – высотой приливной волны, в волновых – высотой волнения моря, океана и т.д.;

➤ *кинетическая энергия движущихся масс воздуха (ветра) и воды (речные, морские, океанические течения)*. На основе этого принципа работают ветровые и водяные электростанции. Мощность, развиваемая таким источником энергии, Вт:

$$N = \frac{\rho \cdot V^2}{2} \cdot Q = G \cdot \frac{V^2}{2}, \quad (1.4)$$

где  $V$  – скорость течения (ветра), м/с;

$G$  – массовый расход рабочей жидкости (вода, воздух), кг/с.

Если располагаемую мощность источника энергии  $N$  отнести к характерной площади энергоустановки, например к площади, ометаемой рабочим колесом турбины  $F_{pk}$ , то найдем удельную мощность, развиваемую источником энергии, Вт/м<sup>2</sup>:

$$\bar{N} = \frac{N}{F_{pk}}; \quad (1.5)$$

➤ *геотермальная энергия*, созданная перепадом температур на поверхности и в глубине слоев воды, земли. Мощность, развиваемая этим источником энергии, Вт, может быть оценена как

$$N = G \cdot \bar{C} \cdot \Delta T, \quad (1.6)$$

где  $G$  – массовый расход теплоносителя, кг/с, используемого в геотермальной энергоустановке, например воды;

$\bar{C}$  – осредненная теплоемкость теплоносителя, Дж/кг К;

$\Delta T$  – перепад температур геотермального источника, К.

В качестве характерной поверхности геотермальной энергоустановки можно принять поверхность теплообменника  $F_{TO}$ , в котором происходит нагрев теплоносителя. Тогда удельная мощность, развиваемая геотермальным источником энергии, Вт/м<sup>2</sup>, может быть найдена как

$$\bar{N} = \frac{N}{F_{TO}}. \quad (1.7)$$

Анализ перечисленных выше источников первичной энергии показывает, что большинство из них (химическая, ядерная, солнечная энергии) реализуются в виде тепла, которое в дальнейшем должно быть превращено в механическую, электрическую энергии. Следовательно, в состав энергоустановки должны входить теплообменники, превращающие первичную энергию в тепло, т.е. системы подвода тепла к энергоустановке. В случае использования химической энергии это химические реакторы (камеры сгорания, котлы, топки разных типов), ядерной энергии – ядерные и радиоизотопные реакторы с ТВЭЛами, солнечной энергии – приемники лучистой энергии Солнца со сферическими и параболическими зеркальными концентраторами или плоскими солнечными коллекторами.

Энергоустановки типа ветровых, гидравлических используют механическую энергию движущихся масс воздуха и воды. Эта энергия также получена в результате тепловых процессов, происходящих в атмосфере и гидросфере Земли.

Согласно второму закону термодинамики тепловая энергия самопроизвольно переходит от более нагретых тел к менее нагретым. Поэтому преобразование тепловой энергии в другие виды возможно лишь до температуры окружающей среды, т.е. до минимальной температуры термодинамической системы. При этой температуре тепло энергоустановки рассеивается в окружающей среде, т.е. в холодильнике.

Следовательно, чтобы процесс преобразования тепловой энергии протекал непрерывно, нужно иметь не только источник тепла с температурой  $T_1$  ( $T_r$ ), но и холодильник (сток тепла) с температурой  $T_2$  ( $T_x$ ), т.е. энергоустановка должна иметь и систему отвода тепла, т.е. систему охлаждения. Это утверждение свидетельствует о том, что энергоустановка без системы отвода тепла невозможна, т.е. невозможен вечный двигатель второго рода.

Далее тепловую энергию с перепадом температур рабочего тела  $\Delta T = T_r - T_x$  преобразуют в механическую энергию с помощью тепловых машин, работающих по термодинамическим циклам, использующим в качестве рабочих тел сжимаемые среды (газ, пар), или непосредственно в электрическую энергию, используя явления термоэлектричества, фотоэлектричества, термоэмиссии и др. В первом случае имеет место *машинное преобразование* тепловой энергии в электрическую с помощью машинных электрогенераторов, во втором – *прямое или безмашинное преобразование энергии*.

Итак, в состав энергоустановки должны входить источники первичной энергии, системы преобразования первичной энергии в высокопотенциальное тепло с температурой  $T_r$ , преобразователи тепла в механическую и электрическую энергии, системы отвода низкопотенциального тепла с температурой  $T_x$ , системы преобразования параметров электрического тока. Некоторые элементы этой цепочки могут отсутствовать. Так, например, в прямых преобразователях энергии фаза механической энергии отсутствует, или преобразователи первичной энергии в тепло присутствуют в неявном виде, как в солнечных батареях.

На рис. 1.1 показана структурная схема основных типов источников первичной энергии. Основная масса энергии человеческой цивилизацией сейчас вырабатывается с помощью химических реакторов (около 80 %) путем сжигания ископаемых невозобновляемых запасов энергоносителей, таких, как нефть, природный газ, угли, горючие сланцы, торф и т.д. Интенсивность использования природных горючих настолько высока, что запаса их в мире может хватить на десятки лет с последующим наступлением энергетического кризиса.

Кроме того, сжигание ископаемых энергоносителей, сопровождаемое выбросом в окружающую среду большого количества окислов углерода, азота, серы, приводит к существенному загрязнению окружающего пространства, нарушению теплового баланса, экологическим нарушениям во всех сферах земного шара.

Выходом из создавшегося положения может быть дальнейшее освоение ядерной энергии и строительство безопасных, технически совершенных тепловых ядерных электростанций, теплоцентралей. Сейчас ядерные электростанции в общем балансе выработки энергии составляют около 10...15 %. Проблема заключается в повышении экономичности и безопасности ядерных электростанций по сравнению с тепловыми. Запасов ядерного горючего на Земле (включая дейтерий, тритий гидросферы) достаточно для энергоснабжения человечества в течение столетий.



Рис. 1.1. Структурная схема основных типов источников первичной энергии

Важной альтернативой углеводородной энергетике является водородная энергетика, т.е. переход к сжиганию водорода. Высокая теплотворная способность водорода (в три раза выше керосина), хорошие качества как хладагента, отсутствие загрязнения окружающей среды, большие запасы в природе делают водород конкурентоспособным в будущем по сравнению с традиционными топливами. Но производство большого количества жидкого водорода не путем конверсии ископаемых углеводородных топлив (нефть, газ, угли), а электролизом морской воды требует дешевой электроэнергии и развитой ядерной энергетике. Хранение и транспортировка криогенного водорода (температура кипения равна  $-252^{\circ}\text{C}$ ) также представляют большие трудности.

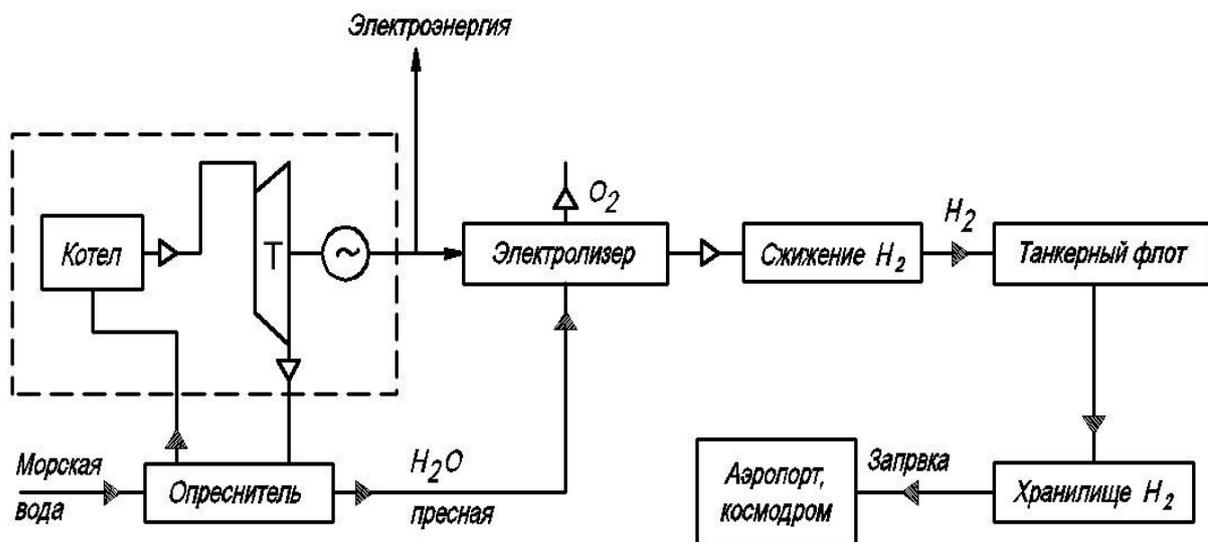


Рис. 1.2. Принципиальная схема производства и использования жидкого водорода

На рис. 1.2 показана возможная принципиальная схема производства и использования жидкого водорода, в частности в авиационно-космической технике. Атомная электростанция, стоящая на берегу моря, используя горячий пар на выхлопе из турбин, опресняет морскую воду. Пресная вода в электролизере разлагается на газообразный водород и кислород. На специальной станции путем сжатия и охлаждения водород сжижается. Жидкий водород с помощью танкерного флота транспортируют к местам использования, например в аэропорты, на космодромы, где его заливают в криогенные хранилища, откуда идет заправка самолетов и ракет.

Большое значение в энергетике настоящего и будущего займет широкое использование возобновляемых источников энергии, таких, как солнечная, ветровая, гидравлическая, геотермальная. Сейчас гидроэлектростанции дают около 5-10 % выработки электроэнергии в мире.

Важное место в энергетике будущего займет также производство электроэнергии на орбите Земли с помощью солнечных энергоустановок, использующих как машинные, так и безмашинные способы преобразования энергии, с последующей трансляцией энергии на Землю в виде электромагнитного излучения и дальнейшим преобразованием его в электрический ток.

На рис. 1.3 изображена принципиальная схема преобразования первичной энергии в другие виды. Она охватывает следующие схемы энергоустановок. Это *тепловые энергоустановки*, когда первичная энергия (химическая, ядерная, солнечная) в генераторе тепла (реакторы химические, ядерные, радиоизотопные, солнечные приемники, коллекторы) превращается

в тепловой поток, носителем которого являются газ, пар, жидкость, электромагнитное излучение. Схема тепловой энергоустановки показана на рис. 1.4.

Тепловая мощность на выходе из генератора тепла, Вт:

$$Q_1 = N_1 \eta_{gm} \quad (1.8)$$

Эта мощность меньше мощности источника первичной энергии  $N_1$  на величину потерь, которые выражаются КПД генератора тепла  $\eta_{гг}$ .

На схеме рис. 1.3 показаны также механические энергоустановки (тепловые двигатели), превращающие первичную энергию в механическую. Это могут быть тепловые машины с вращающимся ротором или же генераторы высокоскоростных струй жидкостей, газов, паров. Схема механической энергоустановки изображена на рис. 1.5.

Тепловой двигатель является источником механической энергии и развивает мощность, Вт:

$$N_m = Q_1 \cdot \eta_{тд}, \quad (1.9)$$

где  $\eta_{тд}$  - КПД теплового двигателя.

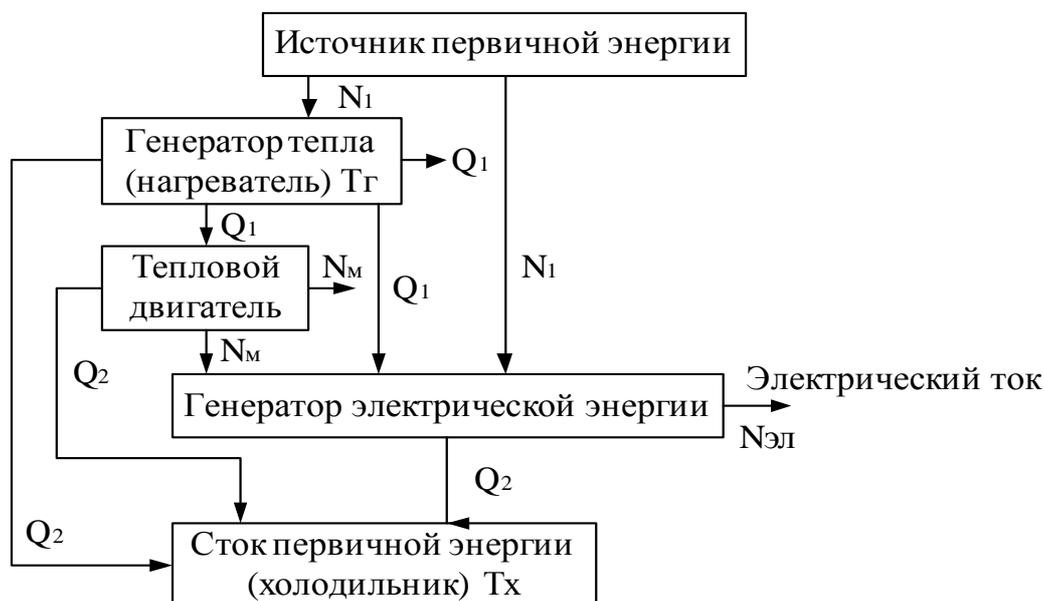


Рис. 1.3. Принципиальная схема преобразования энергии:

$N_1$  – мощность источника первичной энергии, Вт;

$Q_1$  – тепловая мощность генератора тепла (нагревателя), Вт;

$N_m$  – механическая мощность теплового двигателя, Вт;

$N_{эл}$  – электрическая мощность генератора тока, Вт;

$Q_2$  – тепловая мощность, сбрасываемая в холодильник, Вт

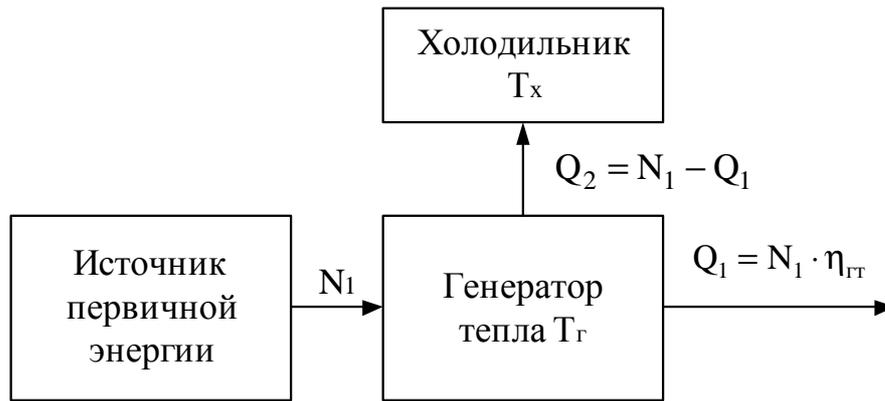


Рис. 1.4. Схема тепловой энергоустановки

Избыточное низкопотенциальное тепло  $Q_2 = Q_1 - N_M$  сбрасывается в холодильник, имеющий температуру  $T_x$ .

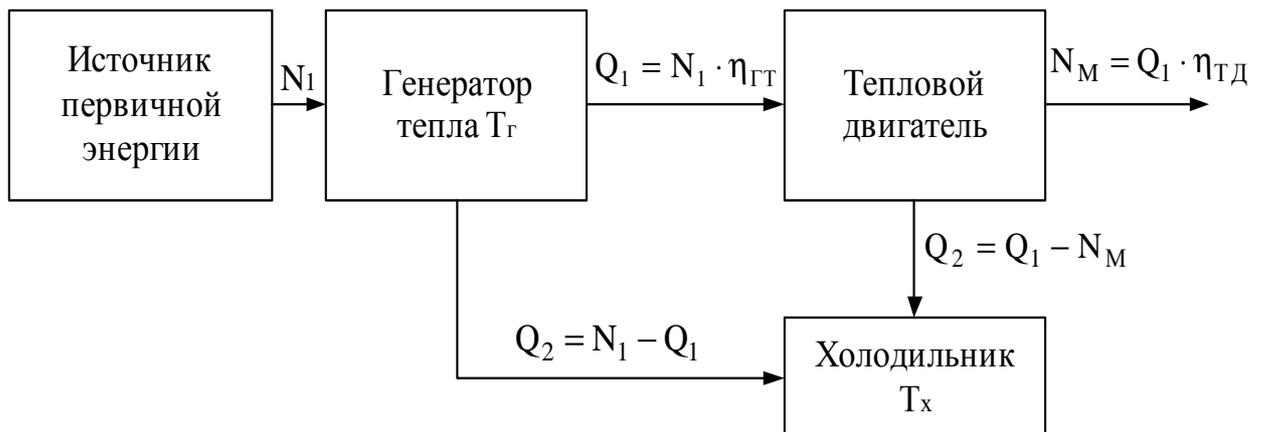


Рис. 1.5. Схема механической энергоустановки

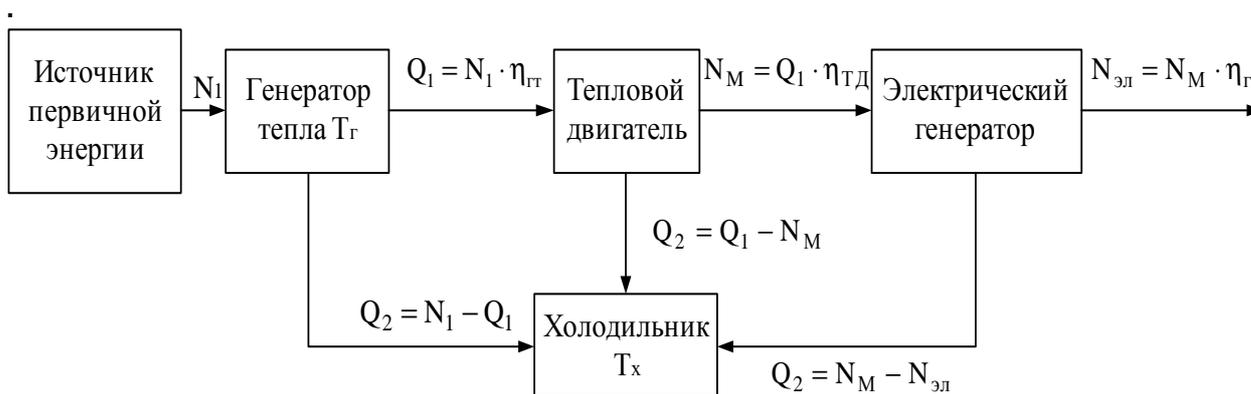
Если тепловой двигатель вращает ротор машинного электрического генератора, то имеет место машинный способ преобразования первичной энергии в электрический ток. Если тепловой двигатель генерирует скоростную струю электропроводного пара, газа (плазмы) или жидкости и эта струя тормозится в скрещенном электромагнитном поле электрогенерирующего канала, то это безмашинный магнитогидродинамический (МГД) способ преобразования первичной энергии в электрическую. В последнем случае механическая энергия вращающегося ротора заменена

кинетической энергией электропроводной струи. Это упрощает конструкцию энергоустановки и делает ее принципиально более надежной.

На рис. 1.6 изображена схема машинного и МГД-преобразования первичной энергии в электрическую.

Электрическая мощность меньше механической мощности вращающегося ротора или мощности движущейся струи электропроводной жидкости, пара, газа на величину КПД электрического генератора  $\eta_{\Gamma}$ , т.е.

$$N_{\text{эл}} = N_{\text{М}} \cdot \eta_{\Gamma} \quad (1.10)$$



.Рис. 1.6. Схема машинного и МГД-преобразователя первичной энергии в электрическую

Существуют более простые, безмашинные (прямые) способы преобразования первичной энергии в электрическую.

На рис. 1.7 изображена принципиальная схема прямого преобразования тепловой энергии в электрическую без фазы механической энергии. По этой схеме работают термоэлектрические (ТЭЛП), термоэмиссионные (ТЭП) преобразователи энергии.

Существуют устройства, преобразующие первичную энергию в электрическую, без фазы тепловой энергии. К этим устройствам относятся фотоэлектрические преобразователи энергии (ФЭП) типа солнечных батарей, преобразующие световую энергию в электрическую, атомные батареи, превращающие ионизирующее излучение (рентгеновское,  $\gamma$ -излучение) ядерных и радиоизотопных реакторов в электрический ток, химические источники тока (ХИТ), преобразующие энтальпию химической реакции в электрическую энергию, а также энергоустановки, использующие энергию ветра и водных течений.

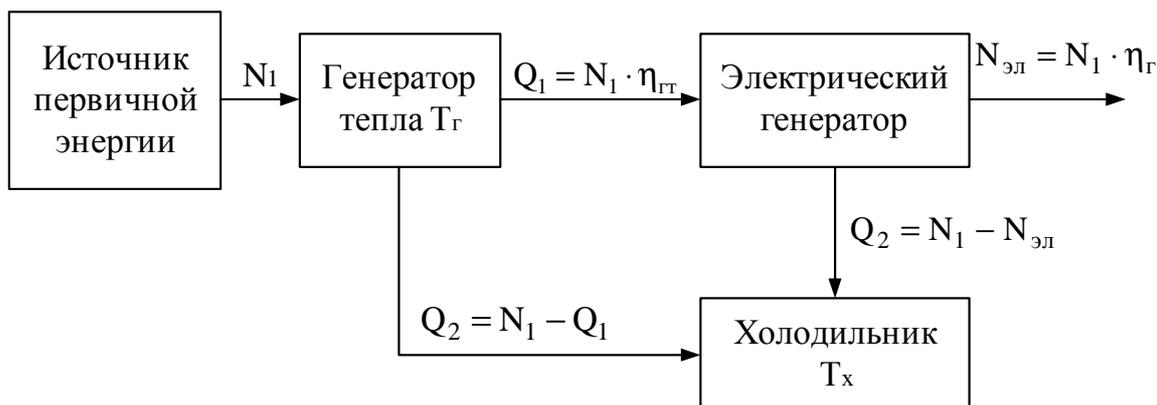


Рис. 1.7. Схема прямого преобразователя тепловой энергии в электрическую

Схема таких преобразователей изображена на рис. 1.8.



Рис. 1.8. Схема прямого преобразователя первичной энергии в электрическую

Из рис. 1.3 - 1.8 видно, что на всех фазах преобразования первичной энергии в тепло, механическую энергию, электричество необходим контакт генераторов тепла, механической энергии, электрического тока с холодильником, в который сбрасывается избыточное низкопотенциальное тепло. Это связано с требованием второго закона термодинамики. Наличие источника первичной энергии и ее стока (холодильника) определяет движение энергетических потоков (тепла, механической, электрической энергии) от более высоких энергетических уровней к низким. Отсутствие холодильника прекращает движение энергетических потоков и останавливает работу энергоустановки.

В силу необратимости или неполной обратимости термодинамических, химических, физических, механических процессов, происходящих в преобразователях энергии, наблюдается диссипация всех видов энергии, что в конечном итоге

выражается в нагреве преобразователей. Это рассеянное низкопотенциальное тепло и сбрасывается в холодильнике с температурой  $T_x$ . В замкнутых термодинамических системах этот факт приводит к росту энтропии и выравниванию тепловых уровней.

На рис. 1.9 показана структурная схема типов преобразователей первичной энергии в электрический ток. Все эти преобразователи имеют на выходе или вращающийся ротор, приводящий в движителе электрический машинный генератор (машинные преобразователи), или высокоскоростную струю электропроводной жидкости, газа или пара (безмашинные динамические преобразователи), которая генерирует электрический ток в МГД-генераторе, или электрический ток определенных параметров, вырабатываемый безмашинными статическими преобразователями первичной энергии.

### ***Основные параметры энергоустановок. Сравнение энергоустановок между собой***

Для сравнения энергоустановок между собой, определения областей использования энергоустановок, выбора оптимальной энергоустановки соответственно поставленной задаче необходимо ввести основные параметры энергоустановок и критерии их эффективности. В зависимости от типа энергоустановки (тепловые, машинные, безмашинные и т.д.) используют термодинамические, энергетические, механические, электрические, массовые, габаритные, экономические, технологические параметры и критерии эффективности.

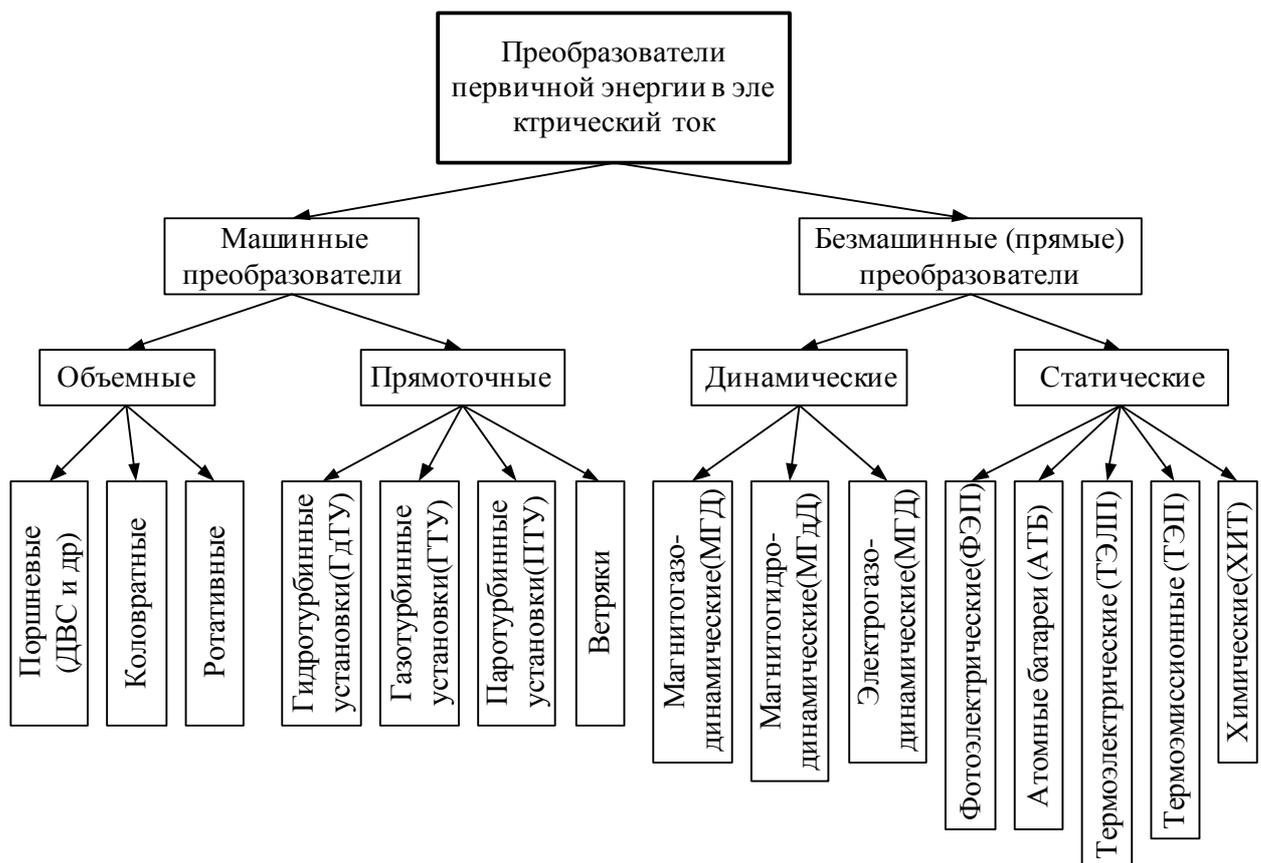


Рис. 1.9. Структурная схема типов преобразователей энергии в электрический ток

Для тепловых энергоустановок, т.е. использующих тепловую энергию, важным являются следующие *термодинамические параметры*:

- максимальная температура источника энергии  $T_r$  ( $T_1$ ), К;
- минимальная температура холодильника  $T_x$  ( $T_2$ ), К.

Если энергоустановка использует рабочее тело (газ, пар) или жидкие теплоносители, то важными параметрами являются температура, давление и плотность рабочего тела в характерных точках термодинамического цикла, теплофизические характеристики рабочего тела ( $C_p$ ,  $K$ ,  $R$  и др.);

- термический КПД эквивалентного цикла Карно

$$\eta_t = \frac{T_2 - T_x}{T_2}; \quad (1.11)$$

- энтальпии и энтропии рабочего тела в характерных точках цикла и др.

К *электрическим параметрам* энергоустановки относятся:

- электродвижущая сила генератора (ЭДС)  $E$ , В;
- напряжение, развиваемое электрическим генератором  $U$ , В;
- сила тока генератора  $I$ , А;
- электрическая мощность генератора, Вт:

$$N_{эл} = I \cdot U; \quad (1.12)$$

- значения  $U$ ,  $I$ ,  $N_{эл}$  в расчетном режиме, т.е.  $U_p$ ,  $I_p$ ,  $N_{эл.p}$ ;
- частота переменного тока  $f$ , 1/с;
- электрический КПД генератора  $\eta_{э}$  и др.

К *энергетическим параметрам* энергоустановки относятся:

- максимальная мощность, развиваемая энергоустановкой  $N_{max}$ , Вт;
- минимальная мощность устойчивой работы  $N_{min}$ , Вт;
- количество подведенного извне тепла  $Q_1$ , Дж/кг; Дж; Вт;
- количество отведенного тепла в холодильнике  $Q_2$ , Дж/кг; Дж; Вт;
- удельная механическая работа единицы массы рабочего тела  $L$ , Дж/кг;
- массовый расход рабочего тела (теплоносителя)  $G$ , кг/с;
- мощность, развиваемая энергоустановкой  $N$ , Вт; Вт/кг; Вт/м<sup>2</sup>;
- энергетический КПД

$$\eta_{эн} = \frac{N}{Q_1} \text{ и др.} \quad (1.13)$$

К *механическим параметрам* энергоустановки можно отнести:

- скорости и ускорения рабочего тела и деталей в характерных агрегатах энергоустановки, м/с; м/с<sup>2</sup>;
- усилия, действующие на детали агрегатов;
- крутящие, реактивные, гироскопические моменты, действующие на узлы и агрегаты;
- частота вращения ротора в разных режимах работы  $n$ , об/мин, об/с и др.

К *массогабаритным параметрам* энергоустановки относятся:

- размеры и массы отдельных узлов, агрегатов и всей энергоустановки в целом;
- удельная поверхность теплообменников, солнечных батарей, зеркальных систем  $\bar{F}$ , м<sup>2</sup>/кг; м<sup>2</sup>/Вт;
- удельная масса этих агрегатов и всей энергоустановки в целом  $\gamma$ , кг/м<sup>2</sup>; кг/Вт и др.

К *экономическим параметрам* энергоустановки можно отнести:

- стоимость энергоустановки в целом и отдельных ее узлов;
- удельную стоимость энергоустановки, грн/кг; грн/м<sup>2</sup>;

- стоимость выработки единицы мощности или энергии, грн/Вт; грн/Дж; грн/кВт·ч;
- себестоимость проектирования и производства энергоустановки и др.

К *технологическим и эксплуатационным параметрам* энергоустановки относятся:

- технологичность, т.е. удобство и дешевизна в производстве, легкость в изготовлении, сборке, монтаже;
- ремонтоспособность, т.е. простота, доступность и низкая стоимость ремонта;
- экономичность, т.е. высокий КПД, низкие затраты в эксплуатации;
- надежность, т.е. способность длительно работать без поломок;
- живучесть, т.е. способность работать при повреждениях;
- большой ресурс или кампания, т.е. время надежной работы до выхода из строя;
- приемистость, т.е. время переходных режимов;
- удельный расход топлива, тепла на единицу вырабатываемой мощности, энергии и т.д.

Критерии эффективности характеризуют степень соответствия энергоустановки выполняемой задаче. Они так же, как и основные параметры, могут быть массоэнергетическими, экономическими, эксплуатационными, технологическими и др. Например:

- минимальные масса и габаритные размеры энергоустановки важны для большинства транспортных средств и особенно для авиационной и ракетно-космической техники;

- высокие надежность, живучесть и ресурс требуются для всех изделий, в том числе и для энергоустановок;

- высокая экономичность, низкие затраты первичной энергии и топлива, низкая себестоимость производства являются важными экономическими критериями эффективности энергоустановки и т.д.

Каждый тип преобразователя первичной энергии в электрический ток, являющегося основой энергоустановки (см. рис. 1.9), имеет свои положительные и отрицательные свойства и области применения.

Все *машинные преобразователи* как объемные, так и прямоточные, имеют хорошую приемистость, динамические характеристики, экономичны. Но они имеют ограничения по мощности и габаритным размерам. Например, турбомашину нельзя сделать очень малых размеров без потери экономичности, так как при уменьшении размеров лопаточного аппарата резко растут потери энергии и снижается КПД. Большие размеры турбомшины также неприемлемы, т.е. для сохранения прочности необходимо снижать частоту вращения ротора и переходить на

многоступенчатые, тихоходные и тяжелые конструкции. Поэтому бортовые турбомашины целесообразны для получения мощностей от 1...2 кВт до нескольких тысяч киловатт.

*Поршневые преобразователи* характеризуются сложной кинематикой движения элементов кривошипно-шатунного механизма, не могут развивать высоких частот вращения ротора, поэтому они имеют большую массу и габаритные размеры при относительно низких мощностях по сравнению с турбомашинами.

*Динамические (безмашинные) преобразователи энергии*, такие, как МГДГ, не имеют ограничений в мощности по масштабному фактору, поэтому могут сохранять приемлемую экономичность как при малых, так и больших мощностях. Отсутствие вращающегося ротора снимает ограничения по уровню максимальных температур и позволяет повысить надежность системы. МГДГ хорошо сочетаются с ядерными реакторами при выработке электроэнергии больших мощностей.

*Фотоэлементы и солнечные батареи* не имеют физических ограничений по масштабному фактору, поэтому они пригодны для конструирования энергоустановок как очень малые (доли ватта), так и очень больших (гигаватты) мощностей. Ограничения накладываются экономическими, конструкторскими и технологическими возможностями создания энергоустановок больших мощностей. На современных космических летательных аппаратах солнечные батареи и химические аккумуляторы как накопители энергии являются основными источниками электропитания.

*Термоэлектрические генераторы* больших мощностей нецелесообразны из-за чрезмерных масс и габаритных размеров, так как термоэлектрические полупроводниковые материалы обладают большой плотностью. Эти генераторы весьма чувствительны к ионизирующим излучениям и несовместимы с активной зоной ядерных и радиоизотопных реакторов. Такие генераторы целесообразны при уровнях мощностей до 10 кВт, а при использовании радиоизотопных источников тепла – до 2...3 кВт.

*Термоэмиссионные генераторы*, содержащие высокотемпературные электродные узлы, хорошо сочетаются с активной зоной ядерных реакторов и приемниками сконцентрированного солнечного излучения. Могут выполняться в виде модулей как малых, так и больших мощностей, встроенных в активную зону ядерных реакторов, контактирующих с радиоизотопными капсулами или входящих в состав приемников лучистой энергии Солнца.

*Электрохимические генераторы* тока характеризуются высоким КПД, работают при низких и средних температурах, не имеют физических ограничений уровня вырабатываемой мощности,

относительно надежны и экономичны. К недостаткам можно отнести сложность конструкции, высокую стоимость, большую удельную массу. Генераторы весьма перспективны, так как экономичны, надежны, и некоторые из них (например, водородно-кислородные) экологически чистые.

### **1.3. Основные принципы производства энергии. Энергетические диаграммы и схемы различных преобразователей первичной энергии в электрический ток**

Все преобразователи первичной энергии в механическую и электрическую работают на одном принципе: они пропускают через себя поток первичной высокопотенциальной энергии источника, преобразуют различными способами часть этой энергии в механическую работу или электрический ток, снижая потенциал энергии (температура, давление сжатого газа или пара, частота электромагнитного излучения, электродный потенциал и др.), а оставшуюся низкопотенциальную энергию сбрасывают в сток энергии, которым чаще всего является окружающая среда.

На рис. 1.10 показана схема энергетических потоков во время преобразования первичной энергии в электрическую.

*Носителями энергии* могут быть или электрически нейтральные сжимаемые рабочие вещества (газ, пар), или носители электрических зарядов – электроны и ионы плазмы, жидких и твердых электролитов, электроны металлов, электроны и дырки полупроводников, электростатические заряды (электроны, ионы) мелкодисперсных (пылевидных) или монолитных движущихся диэлектриков.

Для количественного выражения *уровней энергии* используют различные *энергетические функции*. В случае использования электрически нейтральных нагретых и сжатых газов, паров их энергетический потенциал оценивают давлением  $P$ ,  $\text{Н/м}^2$ , температурой  $T$ ,  $\text{К}$ , удельным объемом (плотностью)  $V$ ,  $\text{м}^3/\text{кг}$  ( $\rho$ ,  $\text{кг/м}^3$ ), энтальпией  $I$ ,  $\text{Дж/кг}$ , энтропией  $S$ ,  $\text{Дж/кг}\cdot\text{К}$ . При использовании электрически заряженных сред (плазма, электролиты, твердые и жидкие проводники, полупроводники) энергетический потенциал носителей зарядов (электроны, ионы, дырки) принято выражать в электронвольтах (эВ) или в вольтах (В), т.е. в вольтовых эквивалентах энергии.

За *начало отсчета* энергетических уровней принимают или условия окружающей среды ( $P_0$ ,  $T_0$ ), или условия при абсолютном нуле температур ( $T=0\text{К}$ ). За начало отсчета энергии электрона в твердом теле принимают уровень максимальной энергии, которую может иметь электрон согласно квантовой механике при абсолютном нуле температур, т.е. уровень Ферми.  $\mu$ . Энергия, соответствующая уровню Ферми, эВ:

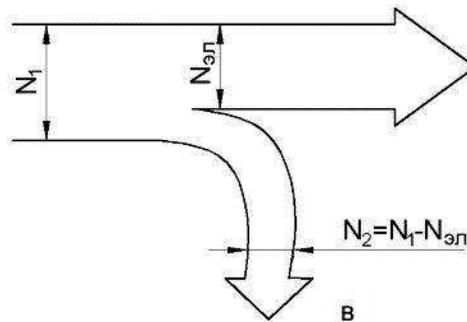
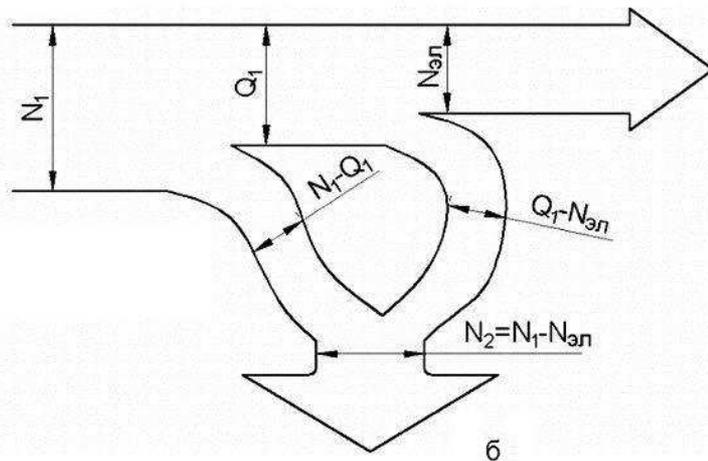
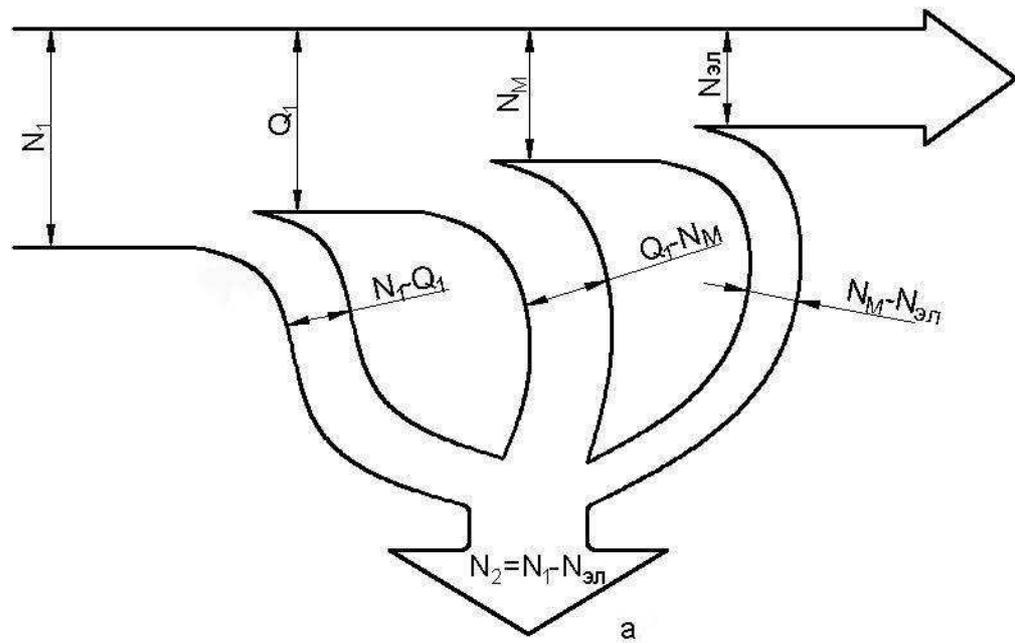


Рис. 1.10. Схема энергетических потоков преобразователей энергии:

а – промежуточные фазы тепловой и механической энергии:

$N_1$  – первичная подведенная энергия;  $Q_1$  – тепловая энергия;  $N_M$  – механическая энергия,  $N_{эл}$  – электрическая энергия,  $N_2$  – отведенная энергия;

б – промежуточная фаза тепловой энергии;

в – прямое преобразование первичной энергии в электрическую

$$\varepsilon_{\max} = \frac{h^2}{m_e} \left( \frac{3}{8} \pi n_0 \right)^{\frac{2}{3}}, \quad (1.14)$$

где  $h=0,662 \cdot 10^{-15}$  эВ·с - постоянная Планка;

$m_e=9,11 \cdot 10^{-31}$  кг – масса электрона;

$n_0$  – концентрация электронов,  $1/\text{см}^3$ .

Уровень Ферми обычно откладывают от нижней границы валентной зоны.

### **1.3.1. Производство энергии с использованием термодинамических циклов**

Этот способ производства энергии характерен для тепловых машин, которые расширяют сжатый горячий газ или пар в сопловых или поршневых системах, ускоряя его, и заставляют или вращать ротор машины, получая механическую энергию, или тормозиться в скрещенных электромагнитных полях (если струя рабочего газа или пара электропроводна), вырабатывая электрический ток в магнитогазодинамических генераторах (МГДГ). Естественно, что выход полезной энергии будет только в том случае, когда работа расширения газа будет превышать работу, затрачиваемую на его сжатие.

Создано много термодинамических циклов, обеспечивающих описанный способ производства энергии. Это циклы Дизеля, Отто, Стирлинга и др., осуществленные в поршневых тепловых машинах, газовые циклы Брайтона, паровые циклы Ренкина, Эллиотта и др., которые осуществлены в паровых и газовых турбинах, МГД-генераторах.

Для примера рассмотрим *газовый цикл Брайтона* и принцип его осуществления в газотурбинной энергоустановке. Цикл Брайтона принято изображать в виде индикаторной диаграммы, используя энергетические функции  $I$ ,  $S$ ,  $T$ ,  $P$ ,  $V$ . Рассмотрим цикл Брайтона в координатах  $I$ - $S$  (энтальпия-энтропия), изображенный на рис. 1.11.

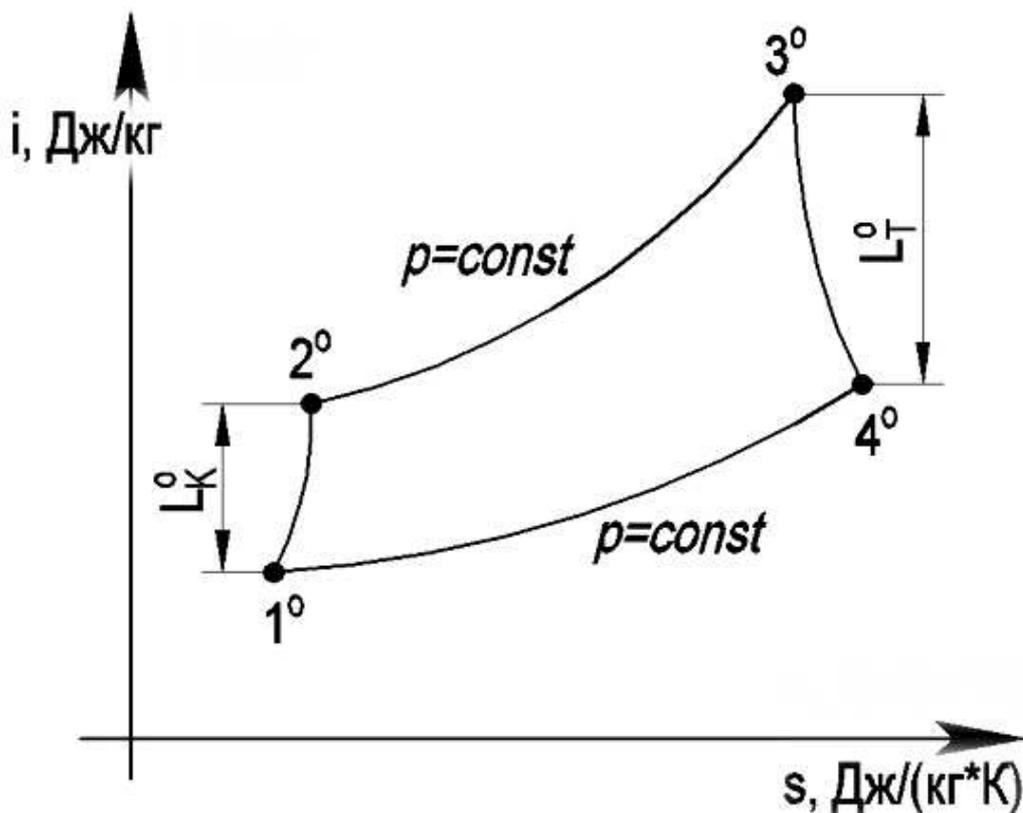


Рис. 1.11. Диаграмма I-S газового цикла Брайтона

Точки на диаграмме определяются значениями полных (заторможенных) температур и давлений в начале и конце каждого из термодинамических процессов, составляющих термодинамический цикл. Цикл Брайтона состоит из следующих термодинамических процессов:

$1^{\circ}-2^{\circ}$  – процесс адиабатного (без теплообмена с внешней средой) сжатия газа в компрессоре. Энтропия  $S$  растет из-за внутреннего нагрева газа при диссипации механической энергии от трения газа о поверхности лопаток, ротора, корпуса и перехода этой энергии в тепло.

$2^{\circ}-3^{\circ}$  – процесс изобарного нагрева газа от источника первичной энергии. Энтропия  $S$  растет из-за подвода тепла к газу.

$3^{\circ}-4^{\circ}$  – процесс адиабатного расширения газа в турбине (или в МГД-канале для электропроводной плазмы). Энтропия  $S$  растет из-за нагрева газа от его трения о поверхности межлопаточных каналов проточной части турбины или МГДГ.

$4^{\circ}-1^{\circ}$  – процесс изобарного охлаждения газа от его контакта с холодильником (окружающей средой). Энтропия  $S$  уменьшается из-за отвода тепла от газа.

На рис. 1.12 изображена пневматическая схема газотурбинной установки, работающей по циклу Брайтона.

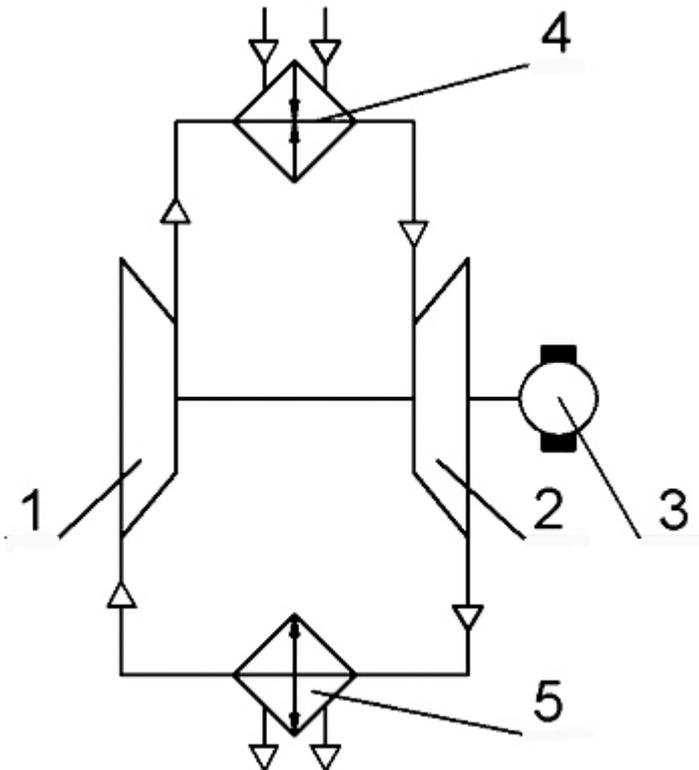


Рис. 1.12. Пневмосхема ГТУ, работающей по циклу Брайтона:

1 – компрессор; 2 – турбина; 3 – электрогенератор; 4 – нагреватель;

5 - холодильник

При расширении газа в турбине высвобождается энергия, Дж/кг, равная удельной работе процесса расширения

$$L_T^0 = i_3^0 - i_4^0, \quad (1.15)$$

где  $i_3^0$  и  $i_4^0$  - значения энтальпий в начале и конце процесса расширения.

Эта энергия реализуется в виде мощности вращающегося ротора турбины, Вт:

$$N_T = G_T \cdot L_T^0 = M_T \cdot \omega, \quad (1.16)$$

где  $G_T$ , кг/с, – массовый расход газа;  $M_T$ , Н·м, – крутящий момент, передаваемый от газа на ротор турбины;  $\omega, \frac{1}{c}$ , - частота вращения ротора.

Турбина вращает компрессор, который потребляет мощность, Вт:

$$N_K = G_K \cdot L_K^0 = M_K \cdot \omega, \quad (1.17)$$

где  $L_K^0$ , Дж/кг, - удельная работа, затрачиваемая на сжатие газа в компрессоре;  $M_K$  – крутящий момент, Н·м, передаваемый от ротора турбины на ротор компрессора.

Избыточная мощность турбины, оставшаяся после привода компрессора, может быть использована для вращения электрического генератора, т.е. для выработки электрической энергии. Мощность, передаваемая на ротор генератора, Вт:

$$N_2 = N_T - N_K = G_T \cdot L_T^0 - G_K L_K^0. \quad (1.18)$$

Если через турбину и компрессор проходит одно и то же количество газа, т.е.  $G_T = G_K = G$ , то уравнение баланса мощности (1.18) может быть представлено в виде

$$N_2 = G \cdot L_y^0 = G (L_T^0 - L_K^0), \quad (1.19)$$

или

(1.20)

$$L_y^0 = L_T^0 - L_K^0.$$

Здесь  $L_y^0$  - *эффективная работа цикла*, которая может быть полезно использована. В приведенном примере она тратится для привода электрического машинного генератора, но может быть использована для ускорения струи плазмы в МГД-канале, для вращения воздушных винтов самолета, водяных винтов корабля, трансмиссии автомобиля, трактора и т.д.

Удельная работа сжатия газа в компрессоре Дж/кг:

$$L_K^0 = i_2^0 - i_1^0, \quad (1.21)$$

как показано на рис. 1.11.

Итак, избыток энергии  $L_{\text{ц}}^0$ , который может быть полезно использован, в цикле Брайтона равен разности энергии, получаемой в машине-двигателе (турбина), и энергии, затраченной в машине-преобразователе (компрессор) для восстановления цикла, т.е. энергии собственных нужд энергоустановки.

### **1.3.2. Производство энергии с использованием полупроводниковой техники. Термоэлектрические и фотоэлектрические явления**

Большое количество преобразователей первичной энергии позволяет получить полезную энергию в виде электрического тока. К таким преобразователям относятся источники тока, построенные на основе полупроводниковых материалов. Электрическая проводимость таких материалов определяется носителями электрических зарядов. В полупроводниках носителями зарядов являются электроны и дырки.

В квантово-механической теории твердого тела утверждается, что электроны, входящие в состав атомов кристаллической решетки, могут иметь дискретные уровни энергий, которые группируются в энергетические зоны, как показано на рис. 1.13.

За начало отсчета энергий принят энергетический уровень, совпадающий с нижней границей валентной зоны и имеющий место при температуре  $T=0$  К. *Валентная зона* объединяет энергии, которые может иметь электрон, связанный с атомом кристаллической решетки. *Зона проводимости* объединяет энергии, которые может иметь свободный электрон, покинувший свое вакантное место в кристаллической решетке твердого тела. Электрон может быть «выбит» из атома под действием какого-то энергетического воздействия. Валентная зона и зона проводимости разделены *запрещенной зоной* шириной  $\varepsilon_g$  эВ. В этой энергетической зоне электроны не могут принимать энергий согласно квантово-механическим представлениям. На каждом энергетическом уровне может находиться два электрона с противоположными спинами.

Вещества (твердые и жидкие кристаллы), у которых  $\varepsilon_g = 0$ , относятся к проводникам. Такие вещества сохраняют электрическую проводимость в любых условиях энергетического взаимодействия с окружающей средой.



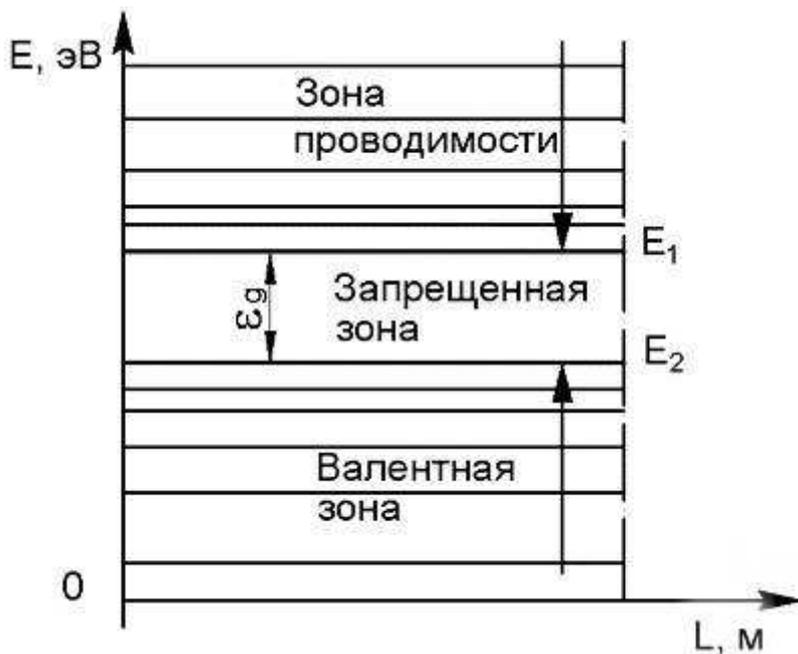


Рис. 1.13. Схема энергетических уровней электрона в твердом теле

Если  $3\text{эВ} > \varepsilon g > 0$ , то такие вещества относятся к *полупроводникам*. При  $\varepsilon g > 3\text{эВ}$  вещества относятся к *изоляторам (диэлектрикам)*.

Полупроводники меняют свою проводимость в зависимости от энергетического взаимодействия с окружающей средой. Это происходит следующим образом (рис. 1.14). Квант электромагнитной энергии  $E = h\nu$ , поступающей извне, взаимодействуя с электроном атома кристаллической решетки полупроводника, выбивает электрон, который становится свободным и по уровню энергии переходит в зону проводимости. Вакантным местом электрона в полупроводнике становится «дырка», которая по своим электрическим свойствам эквивалентна положительному заряду. Дырка является подвижной флуктуацией электростатического поля кристаллической решетки полупроводника, возникшей при потере электрона. Естественно, что рождение пары «электрон-дырка» возможно при условии, когда

$$E = h\nu > \varepsilon g, \quad (1.22)$$

где  $h$  – постоянная Планка, Дж·с;

$\nu$  - частота электромагнитного излучения, 1/с.

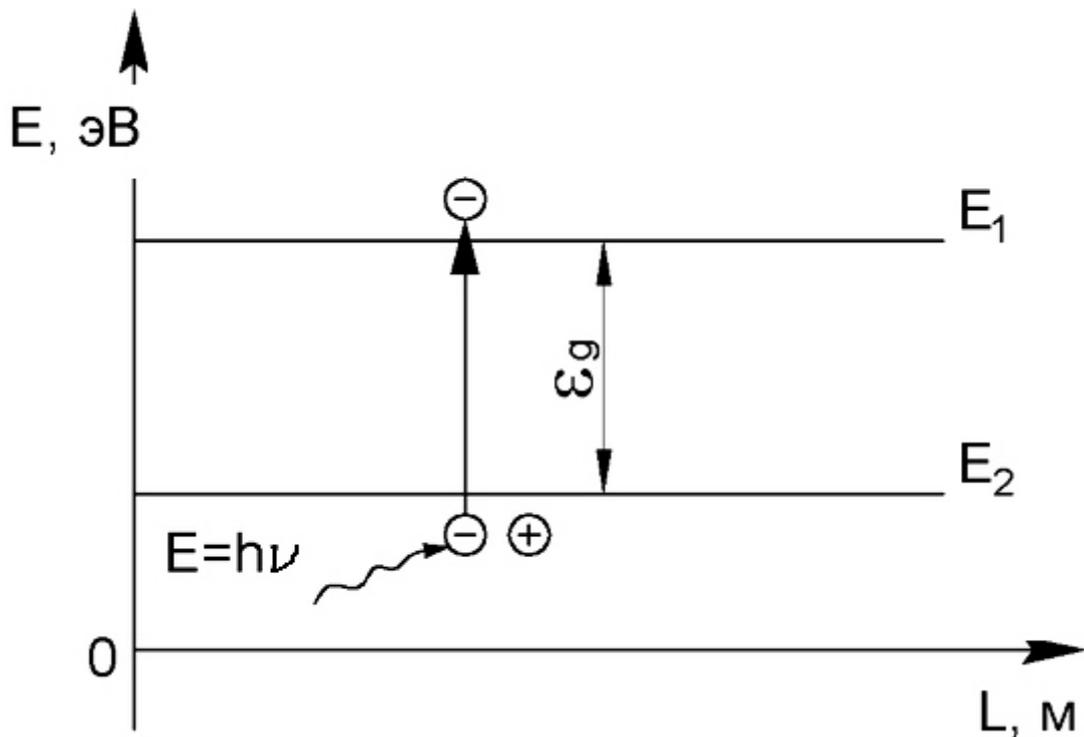


Рис. 1.14. Схема возникновения электронов проводимости в полупроводнике: - электрон; - дырка

Уравнение (1.22) позволяет рассчитать пороговую частоту излучения, способного выбить электрон:

$$V_0 = \frac{\varepsilon_g}{h}. \quad (1.23)$$

Эта частота по аналогии с фотоэффектом называется «красной границей».

Уравнение (1.23) свидетельствует о том, что различные полупроводники с разной шириной запрещенной зоны  $\varepsilon_g$  меняют свою электрическую проводимость при облучении электромагнитными волнами различной частоты (длины волны): полупроводники с низкой  $\varepsilon_g$  ( $\varepsilon_g = 0,1 \dots 0,5$ ) эВ реагируют на низкочастотное тепловое и радиоизлучение и могут быть детекторами радио- и тепловых потоков (*терморезисторы*). Полупроводники со средней величиной  $\varepsilon_g$  ( $\varepsilon_g = 1,3 \dots 1,6$ ) эВ реагируют на световое излучение и являются детекторами световых потоков (фоторезисторы). Полупроводники с большой величиной  $\varepsilon_g$  ( $\varepsilon_g < 3$  эВ) реагируют на рентгеновское и жесткое  $\gamma$ -излучение и могут использоваться как датчики ионизирующих излучений.

Рождение электрических зарядов (электронов и дырок) при облучении полупроводников лучистой энергией является необходимым, но недостаточным условием для возникновения тока, т.е. для использования полупроводников в целях генерации тока. Для превращения полупроводникового прибора в электрический генератор необходимо создать условия для разделения зарядов и движения зарядов в определенном направлении. Такие условия создаются при использовании полупроводников с различными типами проводимости.

Существует два типа электрической проводимости в полупроводниках: *электронная* (негативная, n-проводимость) и *дырочная* (позитивная, P-проводимость). Электронная проводимость определяется движением избыточных электронов в полупроводнике под действием внешнего электростатического поля (движение «электронного газа»). Эта проводимость аналогична проводимости металлов. В полупроводнике n-типа количество электронов превышает количество энергетических уровней, которые они могут занять в кристаллической структуре, поэтому здесь имеется некоторое число избыточных электронов, определяющих проводимость. В полупроводнике P-типа имеет место недостаток электронов, все вакантные места заняты электронами, и свободный электрон может занять место (дырку), покинутое другим электроном. При таком типе проводимости (*проводимости замещением*) носителями зарядов являются электроны. Высвобождающиеся под действием облучения электроны движутся к положительному заряду внешнего электростатического поля. Вакантные места этих электронов (дырки) движутся в обратном направлении, как положительные заряды.

Тип проводимости можно менять, вводя в чистый (собственный) полупроводник примеси (рис. 1.15).

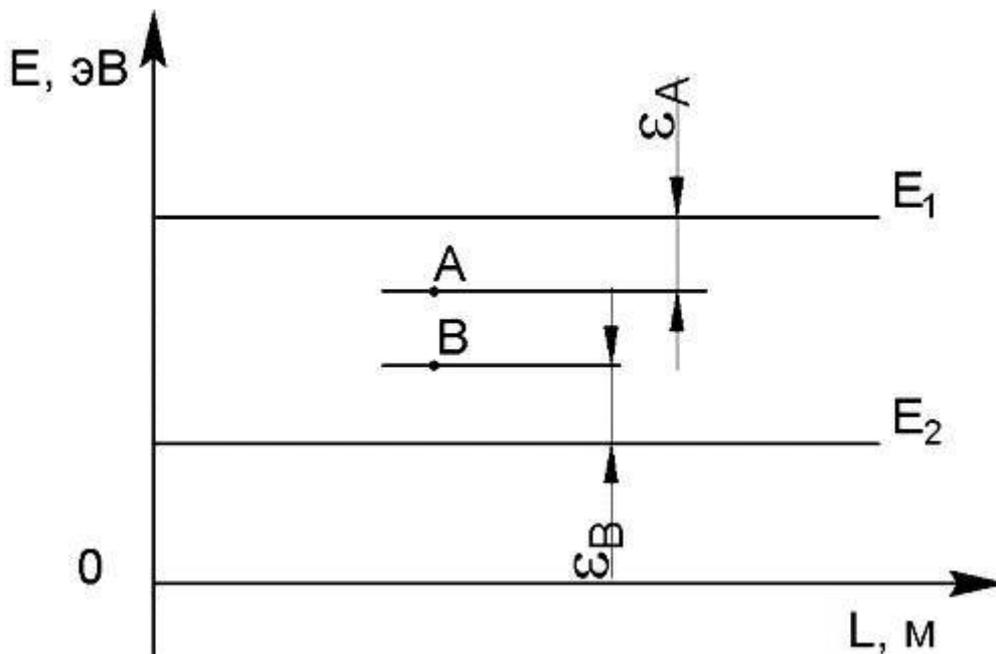


Рис. 1.15. Схема примесных уровней в полупроводнике

Атомы примесей вносят в кристаллическую решетку *собственного полупроводника* примесные энергетические уровни, которые располагаются в запрещенной зоне. Энергетический уровень А располагается вблизи зоны проводимости. Тогда электрон этого примесного атома, поглощая энергию внешнего облучения  $E = \epsilon_A$ , высвобождается и переходит в зону проводимости, обеспечивая полупроводнику электронную n-проводимость. Такие примеси, отдающие электроны и обеспечивающие полупроводнику n-проводимость, называются *донорными*.

Энергетический уровень В располагается вблизи валентной зоны. Тогда атом этой примеси принимает электрон, высвободившийся при поглощении энергии внешнего облучения  $E > \epsilon_B$ , образуя в валентной зоне дырку. Такие примеси, принимающие электроны и обеспечивающие полупроводнику дырочную p-проводимость, называются *акцепторными*.

Следовательно, вводя в электронный полупроводник акцепторные примеси, можно создавать в нем зоны с дырочной проводимостью. Вводя в дырочный полупроводник донорные примеси, можно создавать в нем зоны с электронной проводимостью.

Соединение двух полупроводников с различными типами проводимости в один блок создает на границе раздела

полупроводников энергетические барьеры, как показано на рис. 1.16. Наличие в электронном полупроводнике свободных электронов свидетельствует о том, что в нем энергетические уровни электронов ниже, чем в дырочном полупроводнике при всех прочих равных условиях. Поэтому при контакте Р- и n-полупроводников в месте контакта возникает перекося энергетических уровней с образованием контактных энергетических порогов  $\varphi_{к1}$  и  $\varphi_{к2}$ .

Форма энергетических уровней  $E_1$  и  $E_2$  в узкой переходной зоне, занимающей несколько атомарных слоев кристаллической решетки (Р- n-переход), может быть различной: выпуклой, вогнутой,

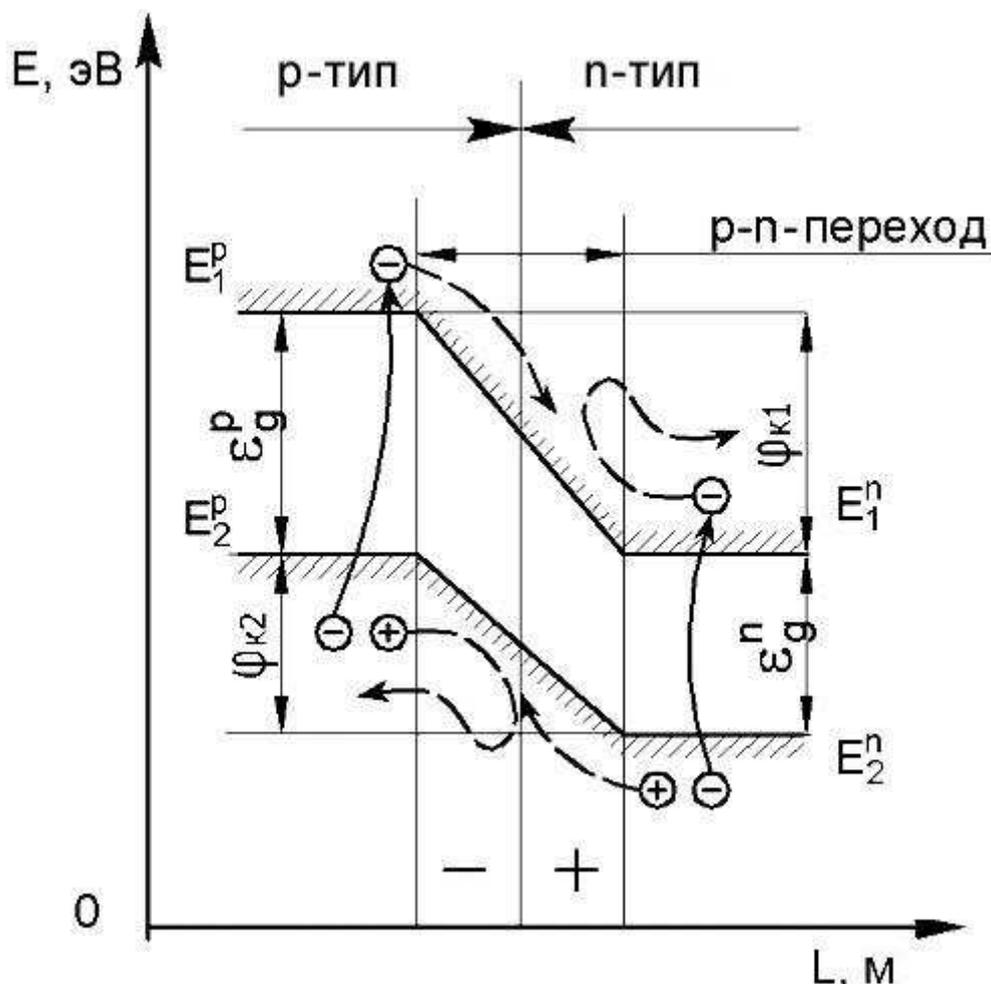


Рис. 1.16. Схема возникновения энергетических барьеров в месте контакта полупроводников Р- и n-типов проводимости

близкой к прямой линии. Это зависит от концентрации соответствующих примесей. Такие сложные энергетические переходы называются *гетеропереходами*. Следовательно, гетеропереходы имеют диффузионную природу и создаются

методами технологии: механический контакт Р- и n-полупроводников, пайка, сварка полупроводников, насыщение поверхностных и глубинных слоев базового полупроводника донорными и акцепторными примесями и т.д.

Энергетические пороги  $\phi_{к1}$  и  $\phi_{к2}$  являются барьерами для низкоэнергетических электронов электронного полупроводника и дырок дырочного полупроводника, т.е. для *собственных носителей зарядов*. Эти носители зарядов не проникают сквозь барьеры и возвращаются назад в свои полупроводники, как показано искривленными пунктирными стрелками на рис. 1.16. Электроны дырочного полупроводника и дырки электронного полупроводника (*несобственные носители зарядов*) свободно переходят сквозь Р- и n-переход, ускоряясь на энергетических порогах  $\phi_{к1}$  и  $\phi_{к2}$ , которые для них являются ускоряющими энергетическими потенциалами, эВ, Дж (см. рис. 1.16, прямые и пунктирные стрелки).

Следовательно, облучение блока полупроводников излучением с энергией  $h\nu > \epsilon g$  рождает пару носителей зарядов «электрон-дырка», а контактные энергетические потенциалы  $\phi_{к1}$  и  $\phi_{к2}$  разделяют и ускоряют эти носители зарядов, создавая электрический ток несобственных носителей зарядов через р-n-переход. Этот ток должен быть достаточным для преодоления нагрузки внешней электрической сети, подключенной к блоку полупроводников, т.е. блок полупроводников, состоящий из полупроводника n-типа и полупроводника Р-типа, находясь в условиях облучения, работает как генератор постоянного тока, преобразуя лучистую электромагнитную энергию в электрический ток.

На рис. 1.17 показана энергетическая диаграмма минимальной энергии несобственного электрона в Р- n-переходе, иллюстрирующая работу полупроводникового генератора тока. Эта энергия является потенциальной. Дополнительное повышение энергии электрона разгоняет его, т.е. электрон

приобретает кинетическую энергию, Дж (эВ): 
$$E_{кин} = \frac{m_e V_e^2}{2},$$

Поэтому энергетические диаграммы типа тех, которые изображены на рис. 1.16, 1.17, называются *потенциальными диаграммами электрона в Р- n-переходе*. Здесь  $m_e$  – масса электрона,  $V_e$  – его скорость.

Диаграмму рис. 1.17 следует понимать таким образом. Электрон должен принять энергию  $E_2^P$ , чтобы подняться с уровня нуля отсчета энергии до верхней границы валентной зоны (точка

А). Это обычно тепловая энергия окружающей генератор среды.

Далее, получив энергию внешнего облучения  $E = \mathcal{E}_g^P$   $E > \mathcal{E}_g^P$ , электрон попадает на нижнюю границу зоны проводимости (точка Б). Оказавшись в зоне действия ускоряющего энергетического потенциала  $\varphi_k$ , электрон ускоряется и попадает в зону n-типа проводимости («скатывается» с потенциальной горки высотой  $\varphi_k$ ), занимая положение точки В. Далее электрон, тормозясь и излучая энергию  $E > \mathcal{E}_g^P$  (излучательная рекомбинация), теряет эту энергию и опускается на верхний уровень валентной зоны  $E_2^n$ , занимая положение точки Г и соединяясь с дыркой. Чтобы оказаться на нулевом уровне энергии, электрон нужно охладить до  $T=0$  К, отводя от него тепловую энергию  $E_2^n$ .

Следовательно, электрон совершил как бы термодинамический цикл, приняв из окружающей среды энергию  $E_1^P$ , затратив для поддержания цикла энергию  $E_1^n$  и получив полезную энергию  $\varphi_k$ , эВ (Дж), которую можно использовать для разгона потока электронов, т.е. для создания электрического тока.

Уравнение баланса энергий электрона при этом имеет следующий вид (рис. 1.17):

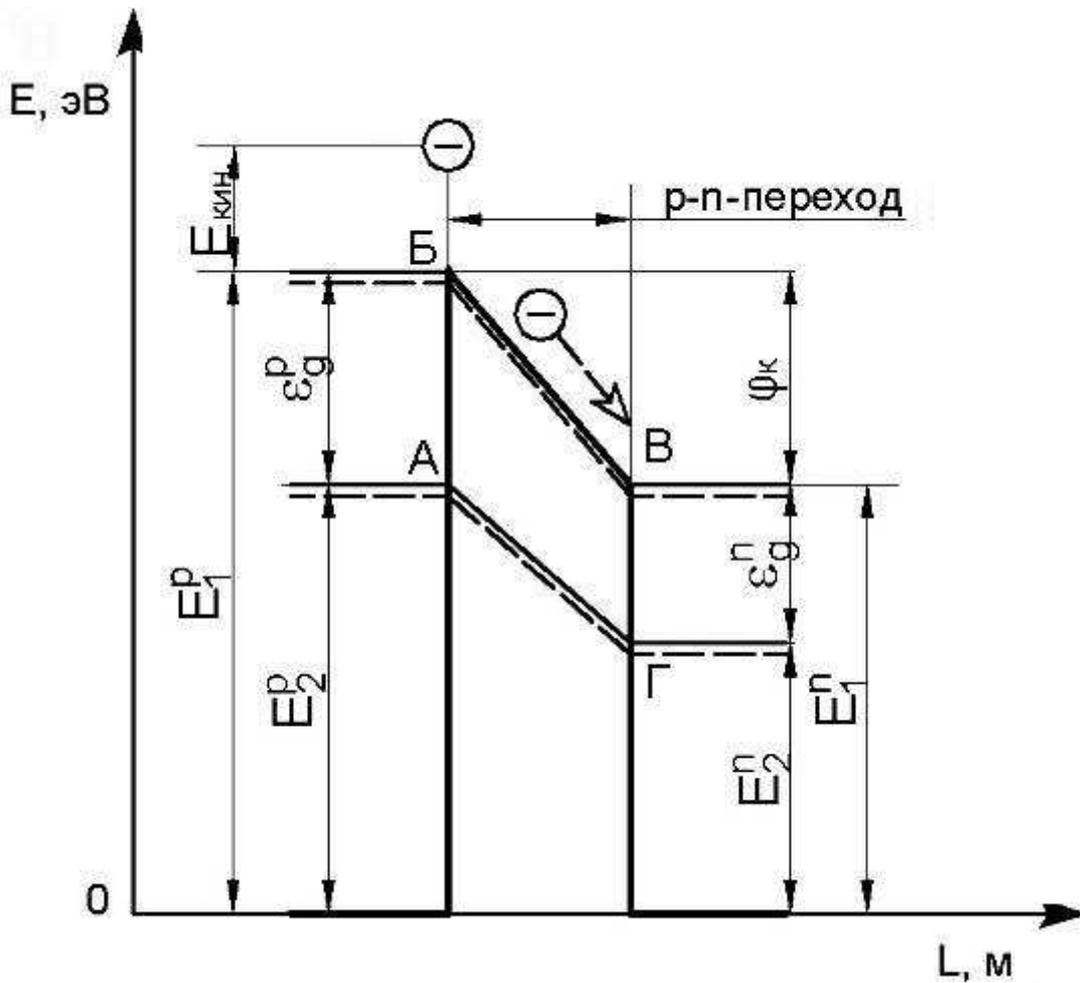


Рис. 1.17. Потенциальная диаграмма электрона в Р- n-переходе

$$E_2^P + \varepsilon_g^P - \varphi_k - \varepsilon_g^n - E_2^n = 0, \quad (1.24)$$

откуда

$$\varphi_k = E_2^P + \varepsilon_g^P - E_2^n - \varepsilon_g^n. \quad (1.25)$$

Имея в виду, что

$$E_2^P + \varepsilon_g^P = E_1^P \quad \text{и} \quad E_2^n + \varepsilon_g^n = E_1^n, \quad (1.26)$$

получим

$$\boxed{\varphi_k = E_1^P - E_1^n, \text{ эВ(Дж)}}. \quad (1.27)$$

Видно, что здесь полупроводник р-типа является эмиттером (поставщиком) электронов, а полупроводник n-типа - их

коллектором (собирателем). К эмиттеру подводится энергия извне в виде тепла и электромагнитного излучения, рождающая носители электрических зарядов, от коллектора отводится электромагнитное излучение, возникшее при рекомбинации электрона и дырки, и тепло при охлаждении коллектора. Избыточная энергия  $\varphi_k$  может быть полезно использована для продвижения электрических зарядов в цепи нагрузки.

Возникает энергетическая ситуация, такая, как и в газотурбинной установке: роль турбины принимает на себя дырочный полупроводник, а роль компрессора – электронный. Ускоряющий потенциал  $\varphi_k$  является аналогом эффективной работы цикла  $L_{\text{ц}}^0$  (см. уравнение (1.20)). Рабочим веществом полупроводникового электрического генератора является *электронный газ*, движущийся в кристаллической решетке полупроводников.

Ускоряющие несобственные носители зарядов контактные энергетические потенциалы  $\varphi_{k1}$  и  $\varphi_{k2}$  действуют на электроны и дырки аналогично электростатическим полям, поэтому их называют *тянущими полями*. Так как они получены методами технологии, то их также называют *встроенными* тянущими полями. Но при создании р-п-переходов возникают и *электростатические барьеры* на границах раздела р- и п-полупроводников, когда избыточные электроны диффундируют из п- в р-полупроводник, как показано на рис. 1.18. Эти электроны в тонком слое р-полупроводника образуют зону, насыщенную электронами и несущую объемный отрицательный электростатический заряд, создающий электрический потенциал  $\varphi_{\text{эл}}$ , тормозящий электроны. В п-полупроводнике возникает зона, обедненная электронами (насыщенная дырками), образующая положительный электрический потенциал  $\varphi_{\text{дыр}}$ , тормозящий дырки.

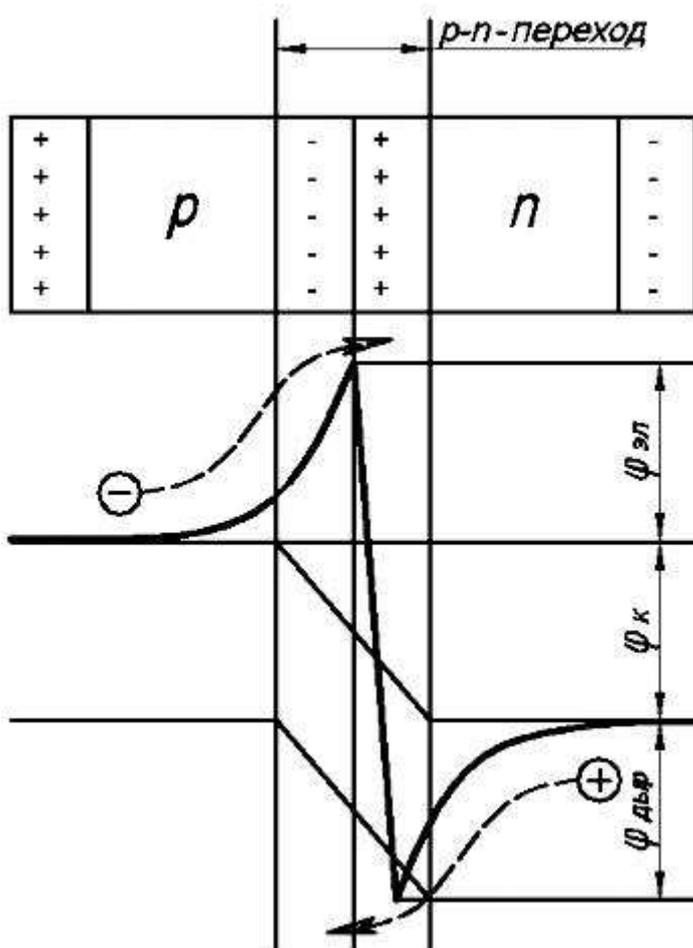


Рис. 1.18. Возникновение контактных электростатических барьеров в р-п-переходе

Следовательно, чтобы проникнуть через р-п-переход, несобственные носители зарядов должны обладать избыточной энергией, достаточной для преодоления электростатических барьеров  $\varphi_{эл}$  и  $\varphi_{дыр}$ . Величины этих барьеров составляют доли электронвольт. Нужно отметить, что часть электронов проникает через барьеры благодаря *туннельному эффекту*. Туннельный эффект прохождения несобственных электронов через барьер  $\varphi_{эл}$  увеличивает суммарный ток генератора, в то время как туннельный эффект прохождения собственных электронов через барьер  $\varphi_{к}$  уменьшает суммарный ток электрического генератора.

Описанный выше способ генерации тока с использованием полупроводников применяют в термоэлектрических преобразователях (ТЭЛП), фотоэлектрических преобразователях (ФЭП), атомных батареях (АТБ).

### 1.3.3. Производство электрической энергии на основе термоэмиссии электронов с поверхности нагретых проводников

Явление термоэмиссии, т.е. испускание электронов поверхностью нагретых металлов, может быть использовано для генерации электрического тока. Термоэмиссия обнаружена Т.Эдисоном в 1883 г. при работе с лампами накаливания. Термоэмиссионный электрический генератор аналогично предыдущему случаю должен создавать свободные электроны и разделять их, обеспечивая условие для возникновения потока электронов, т.е. электрического тока.

Для того, чтобы электрон покинул поверхность металла, необходимо к нему подвести минимальную тепловую энергию, которая называется *работой выхода* и измеряется в джоулях или электронвольтах. Разделив эту энергию в электронвольтах на единичный заряд электрона, получим потенциал в вольтах, представляющий собой *вольт эквивалент энергии*. Вольт эквивалент работы выхода называется потенциалом выхода  $\phi$ . Например, если работа выхода равна 3 эВ, то потенциал выхода  $\phi=3$  В.

Максимальный ток термоэмиссии металла (ток насыщения, А/см<sup>2</sup>), когда его величина не зависит от приложенного положительного электрического потенциала, вытягивающего электроны, определяют по уравнению Ричардсона-Дешмана:

$$j_{0_{\text{э}}} = \bar{D}_{\text{э}} A_0 T_{\text{э}}^2 \cdot \ell \frac{q\phi_{\text{э}}}{KT_{\text{э}}}, \quad (1.28)$$

где  $A_0 = 120 \frac{\text{А}}{\text{см}^2 \cdot \text{К}^2}$  - постоянная Ричардсона;

$\bar{D}_{\text{э}}$  - безразмерный коэффициент, зависящий от материала эмиттера и его состояния (чистый, загрязненный, окисленный и т.д.);

$T_{\text{э}}$  – температура эмиттера, К;

$q$  - заряд электрона, Кл;

$\phi_{\text{э}}$  – потенциал выхода эмиттера, В;

$K$  – постоянная Больцмана, Дж/К.

Для разделения электронов и придания им скорости движения в нужном направлении необходимо создать

энергетический порог, ускоряющий электроны. Это осуществляется в термоэмиссионном элементе, состоящем из двух электродов, разделенных зазором, заполненным вакуумом или ионизированным паром металла, как показано на рис. 1.19.

Один электрод, представляющий собой эмиттер электронов, нагревается при подводе тепла  $Q_1$  до высокой температуры  $T_э$ . Второй электрод, принимающий электроны, т.е. коллектор, интенсивно охлаждается при отводе тепла до  $Q_2$  до температуры  $T_к$ . Через элемент течет максимальный ток насыщения,  $\frac{A}{cm^2}$ :

$$j_0 = j_{0э} - j_{0к} = \bar{D}_э A_0 \cdot T_э^2 \cdot \ell \frac{q\phi_э}{K \cdot T_э} - \bar{D}_к A_0 \cdot T_к^2 \cdot \ell \frac{q\phi_к}{K \cdot T_к}, \quad (1.29)$$

где  $j_{0э}$  - ток эмиссии эмиттера,  $A/cm^2$ ;

$j_{0к}$  - ток эмиссии коллектора,  $A/cm^2$ .

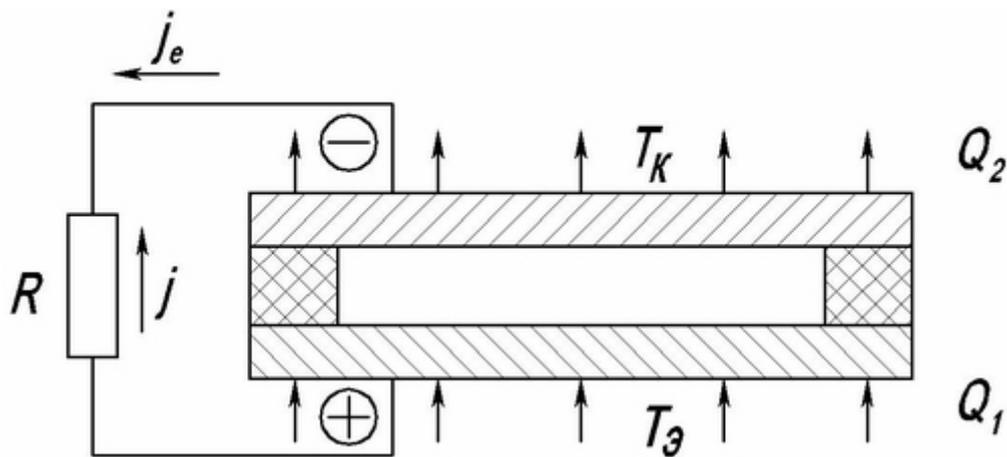


Рис. 1.19. Схема термоэмиссионного элемента

Ток эмиссии коллектора направлен навстречу току эмиссии эмиттера. Ток насыщения имеет место при отсутствии нагрузки внешней сети, т.е. при сопротивлении нагрузки  $R=0$ . По внешней электрической сети течет электронный ток  $j_e$  (см. рис. 1.19). В электротехнике принято считать за направление тока движение положительных зарядов, т.е. по внешней сети течет ток  $j$  от положительного электрода (эмиттера) к отрицательному (коллектору).

Из уравнения (1.29) видно, что для увеличения суммарного тока генератора нужно, чтобы ток эмиттера превышал ток коллектора, т.е. должно быть  $T_{\text{э}} > T_{\text{к}}$ ;  $\varphi_{\text{э}} > \varphi_{\text{к}}$ .

Для термоэмиссионного преобразователя (ТЭП) энергии можно построить потенциальную диаграмму электрона в межэлектродном зазоре, подобно электрическому генератору, созданному на основе полупроводников р- и n-типов (рис. 1.20).

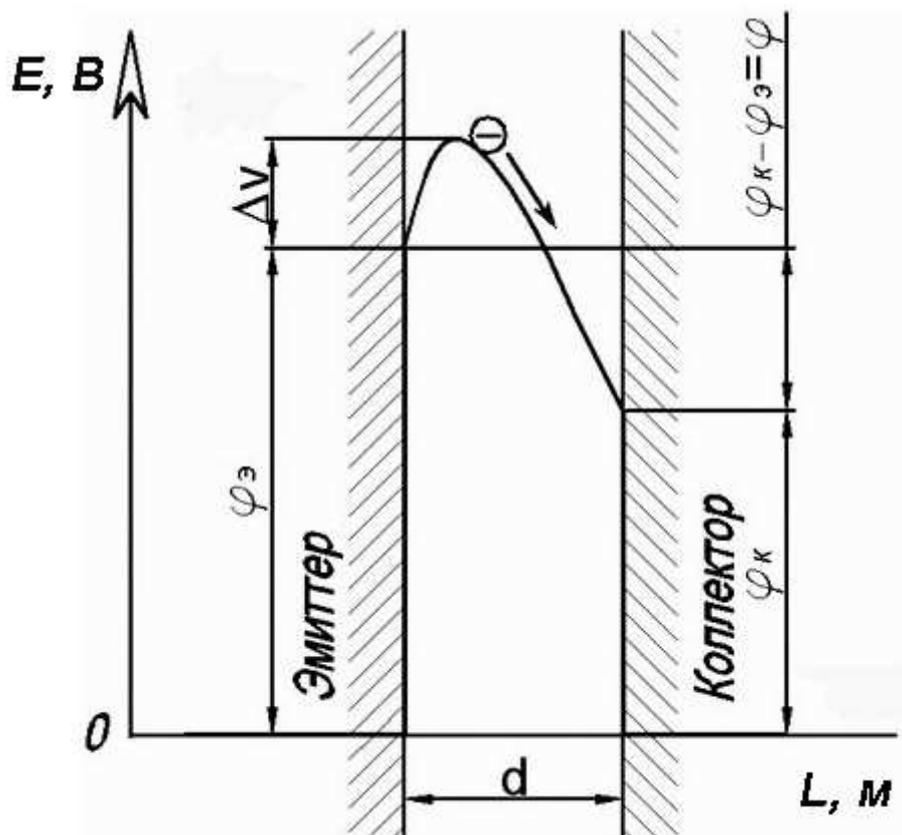


Рис. 1.20. Потенциальная диаграмма электрона в межэлектродном зазоре  $d$

За начало отсчета энергии принимают максимальную энергию, которую принимает электрон в металле при температуре  $T=0\text{K}$ . Для того, чтобы оторвать электрон от эмиттера, к нему нужно подвести энергию, эквивалентную потенциалу выхода  $\varphi_{\text{э}}$ . Далее нужно увеличить эту энергию на величину  $\Delta V$ , равную потенциальному барьеру, создаваемому электронным облаком в межэлектродном зазоре. После этого электрон попадает в поле действия ускоряющего энергетического порога, вольтов эквивалент которого, В:  $\varphi = \varphi_{\text{э}} - \varphi_{\text{к}}$ , где электрон

разгоняется, приобретая кинетическую энергию. Часть этой энергии, эквивалентной  $\varphi_k$ , тратится для внедрения электрона в коллектор и его разогрева, а оставшаяся часть энергии как полезный выход может быть использована для проталкивания электрона через нагрузку внешней сети. Уравнение сохранения энергии применительно к электрону в этом случае принимает вид (рис. 1.20):

$$\varphi_{\text{э}} + \Delta V - \Delta V - \varphi - \varphi_k = 0, \quad (1.30)$$

или

$$\varphi = \varphi_{\text{э}} - \varphi_k. \quad (1.31)$$

Следовательно, электрон в данном случае выполняет как бы термодинамический цикл, принимая из окружающей среды тепловую энергию, эквивалентную потенциалу  $\varphi_{\text{э}} + \Delta V$ , часть этой энергии, равную  $\varphi_k + \Delta V$ , тратит на восстановление цикла, и остаток энергии, эквивалентный  $\varphi = \varphi_{\text{э}} - \varphi_k$ , использует как полезную энергию, которая может ускорить электроны, т.е. привести к образованию электрического тока.

Если проводить аналогию с турбомашинной, то здесь машиной-двигателем является эмиттер, машиной-преобразователем – коллектор, эффективная работа цикла равна ускоряющему потенциалу  $\varphi$ , рабочим веществом является электронный газ. Очевидно, что для работы такой тепловой машины необходимо выдержать условие  $\varphi_{\text{э}} > \varphi_k$  и интенсивно охлаждать коллектор, чтобы  $T_{\text{э}} > T_k$ . Без отвода тепла от коллектора температуры выравниваются и генератор перестанет работать.

#### **1.3.4. Производство электрической энергии с использованием энтальпии химических реакций**

Освободить носители зарядов (электроны и ионы), разделить их и ускорить аналогично предыдущим случаям можно с использованием химических окислительно-восстановительных реакций. Такие процессы организованы в химических источниках

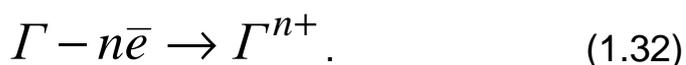
тока (ХИТ), к которым относятся гальванические элементы, химические аккумуляторы и топливные элементы.

Образование тока в ХИТ происходит путем окисления анода и восстановления катода, т.е. реакции, сходной с горением, поэтому материал анода называется горючим, а катода – окислителем. В отличие от обычного горения, процесса неорганизованного, когда горючее и окислитель перемешаны, химические окислительно-восстановительные реакции с образованием конечных продуктов и выделением энергии (энтальпии) в виде тепла происходят в массе реагентов, в химических источниках тока горючее (анод) и окислитель (катод) конструктивно разделены, и обмен электронами происходит на поверхностях электродов, связанных между собой электропроводной средой – электролитом. Анод и катод подключены к внешней сети электрической нагрузки, по которой проталкивают освобожденные в химических реакциях электроны. Источником электрической энергии является энтальпия химической реакции.

В гальванических элементах и химических аккумуляторах активные материалы, реагенты (горючее и окислитель) конструктивно входят в состав электродов, и работа источника тока заканчивается с израсходованием активных материалов. В топливных элементах и электрохимических генераторах, построенных на их основе, реагенты подаются через пористые электроды в зону реакции из баков с помощью системы подачи.

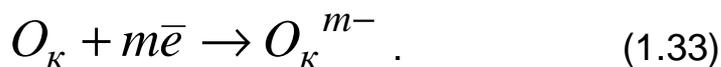
В некоторых ХИТ конечный продукт химической реакции можно разложить до исходных реагентов путем обратного пропускания тока (путем электролиза) или нагрева. Такие ХИТ относятся к химическим аккумуляторам и регенеративным топливным элементам.

Рассмотрим в общем виде химические реакции, протекающие на электродах ХИТ. На аноде происходит электрохимическое окисление горючего с высвобождением  $n$  валентных электронов и образованием положительных ионов горючего



Теряя электроны, анод заряжается положительно. Образование положительных ионов горючего, т.е. ионизация горючего, происходит под действием катализаторов.

На катоде наблюдается электрохимическое восстановление окислителя с захватом  $m$  валентных электронов и образованием отрицательных ионов окислителя:



Приобретая электроны, катод заряжается отрицательно.

Суммарная реакция – соединение ионов горючего и окислителя с образованием продукта реакции (нейтральной молекулы) и выделением энергии в виде энтальпии химической реакции имеет вид



Энтальпия  $H_p$  отводится от реактантов (рабочего тела) в виде электроэнергии, поэтому поставлен знак «-».

На образование конечного продукта реакции  $\Gamma_m O_{K_n}$  требуется меньше энергии, чем на ионизацию реактантов, поэтому возникает избыточная энергия  $H_p$ , которую можно использовать в технических устройствах (генераторы электрического тока, топки, камеры сгорания и т.п.).

На рис. 1.21 показана принципиальная схема химического источника тока. Анод (горючее) теряет  $n$  валентных электронов, которые по внешней электрической цепи нагрузки  $R$  устремляются к

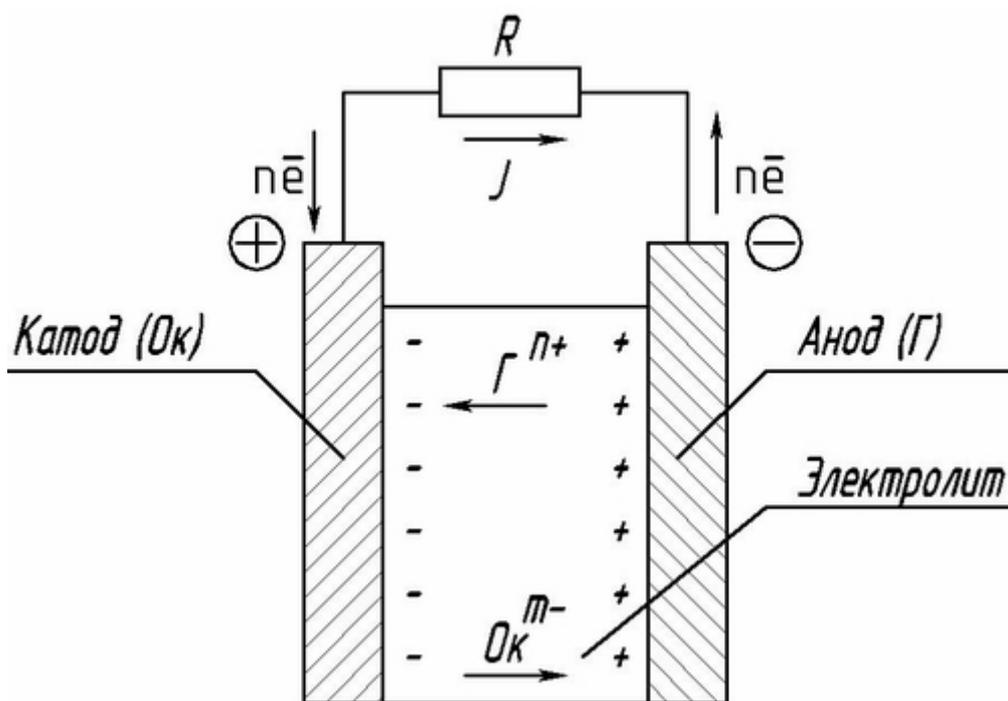


Рис. 1.21. Схема химического источника тока

катоду, совершая работу в электрической нагрузке. На катоде образуются отрицательные ионы окислителя, переходящие в электролит. Положительные ионы горючего (материал анода) также переходят в электролит. Ионы горючего устремляются к катоду (катионы), а ионы окислителя – к аноду (анионы), замыкая внутреннюю электрическую цепь ХИТ. На поверхностях электродов катионы и анионы взаимодействуют друг с другом, образуя молекулу конечного продукта реакции  $\Gamma_m O_k n$  и выделяя энергию в виде энтальпии химической реакции  $H_r$ .

Следовательно, электроны по внешней цепи идут от анода к катоду. Но в электротехнике за направление движения тока принято движение положительных зарядов, т.е. считается, что ток идет в сторону, обратную движению электронов, или ток идет по внешней цепи от катода к аноду, от положительного электрода к отрицательному. На этом основании катоду приписывают знак «плюс», а аноду – «минус», хотя на самом деле полярность этих электродов обратная.

Для того, чтобы ХИТ генерировал поток электронов, недостаточно только получить носители зарядов (электроны и ионы), но необходимо эти заряды разделить и ускорить. Разделение зарядов обеспечивают электроды и сепараторы между ними. Ускорение зарядов в межэлектродном промежутке обеспечивается созданием ускоряющего энергетического и электростатического порошка путем подбора различных потенциалов ионизации реагентов на электродах, как это было и в случаях твердотельных генераторов тока (ТЭЛП, ФЭП, ТЭП). В ХИТ потенциалы ионизации называются *электродными потенциалами*, а за начало отсчета потенциалов принят электродный потенциал водорода, равный  $\varphi_{H_2} = 0, В$ .

На рис. 1.22 показана потенциальная диаграмма электрона в межэлектродном зазоре  $d$ . Видно, что значения электродных потенциалов должны создавать ускоряющий электроны (или отрицательные ионы) энергетический (электростатический) порошок  $\Delta\varphi = \varphi_k - \varphi_a$  аналогично твердотельным генераторам тока.

Итак, окислительно-восстановительные химические реакции высвобождают электроны, которые в фазе отрицательных ионов ускоряются в межэлектродном промежутке на энергетическом потенциале  $\Delta\varphi$  и устремляются во внешнюю электрическую цепь, совершая в ней работу. Потенциал  $\Delta\varphi$  определяет ЭДС ХИТ. Здесь так же, как и раньше, отрицательный заряд (ион)

совершает как бы термодинамический цикл, генерируя электрическую энергию. Эмиттером отрицательных зарядов (электронов) является анод (горючее). На катоде отрицательный заряд (ион) получает энергию

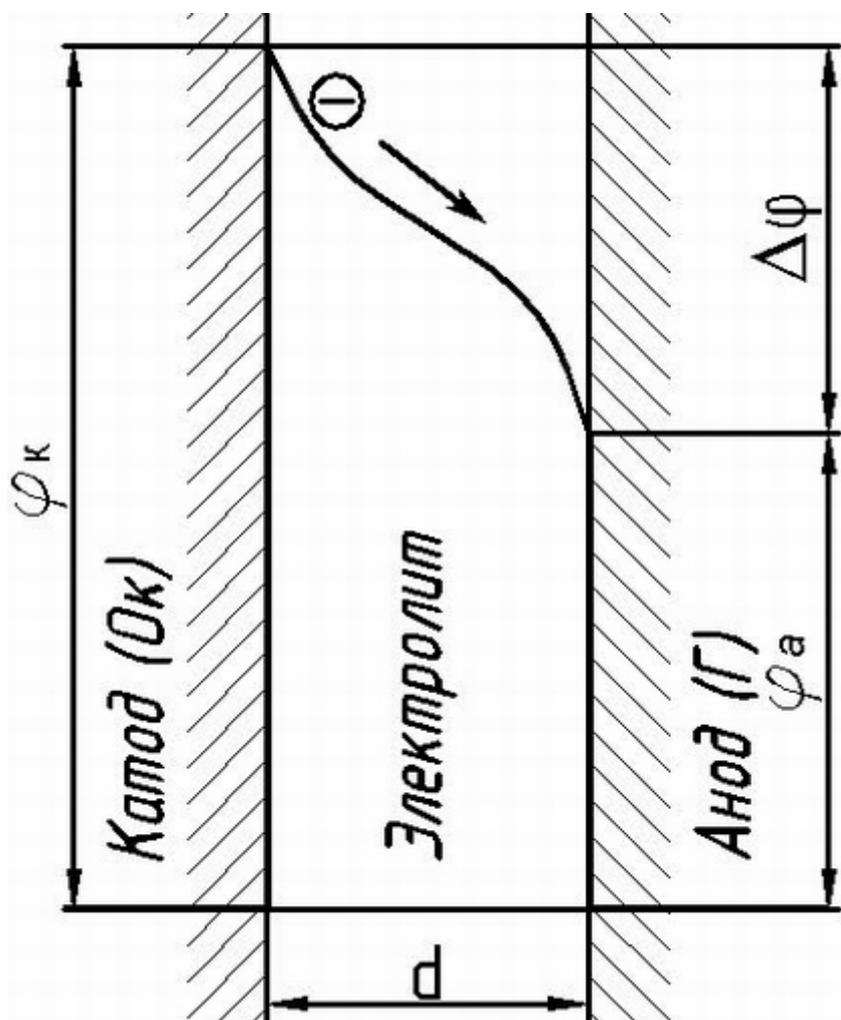


Рис. 1.22. Потенциальная диаграмма электрона в межэлектродном зазоре ХИТ

$\varphi_k$  за счет энтальпии химической реакции, ускоряется в межэлектродном зазоре с помощью энергетического потенциала  $\Delta\varphi$  и попадает на анод (коллектор отрицательных ионов). На аноде отрицательный ион тратит часть своей энергии, эквивалентную  $\varphi_a$ , для рекомбинации с положительным ионом анода (горючего) и образования нейтральной молекулы продукта химической реакции  $\Gamma_m O_{kn}$ . Избыточная энергия, эквивалентная ускоряющему потенциалу  $\Delta\varphi = \varphi_k - \varphi_a$ , переданная электронам, которые высвобождаются на аноде и попадают во внешнюю электрическую

цепь нагрузки, проталкивает электроны по нагрузке внешней цепи, т.е. создает электрический ток.

Здесь катод выступает в роли машины-двигателя (по аналогии с ГТУ в роли турбины), анод – в роли машины-преобразователя (в роли компрессора),  $\Delta\varphi_k$  эквивалентен  $L_{Ц}^0$ .

## **2. СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИЯ, ИХ ТИПЫ, ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ, СОСТАВ, СТРУКТУРНО-ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ СХЕМЫ**

В качестве источников энергии на борту летательных аппаратов наибольшее применение нашли *системы электропитания* (системы электроснабжения), т.е. устройства для получения, преобразования и распределения электрической энергии. *Источники тепловой энергии* в виде химических, ядерных, радиоизотопных реакторов, системы концентрации и преобразования излучения Солнца используют на летательных аппаратах в качестве первичной энергии в системах выработки электрического тока и в системах терморегулирования, жизнеобеспечения. *Источники механической энергии* в виде сжатого газа, пружинных приводов, струй жидкостей применяют в системах управления летательным аппаратом, двигателями, энергоустановкой, в системах подвода и отвода тепла и т.д.

Наибольшее распространение получили на борту ЛА электрические устройства из-за преимуществ электроэнергии. К ним относятся следующие:

- относительная легкость получения;
- простота передачи и распределения между потребителями;
- простота трансформации в другие виды энергии;
- удобство автоматизации процессов;
- легкость автоматического резервирования;
- малая масса элементов систем электроснабжения;
- меньшая уязвимость и простота в эксплуатации и др.

На летательных аппаратах устанавливают электрические станции и электроэнергетические углы постоянного и переменного тока.

### **2.1. Типы систем электроснабжения, их состав**

*Состав бортовой электростанции следующий:*

- источники первичной энергии;

- преобразователи первичной энергии в электрический ток (источники электрического тока);
- аппаратура стабилизации напряжения и частоты;
- аппаратура управления мощностью и токовой защиты;
- распределительные (коммутаторные) устройства;
- аппаратура автоматического контроля исправного состояния агрегатов электростанции.

Применяют следующие *источники электрического тока*:

- машинные генераторы постоянного тока низкого или повышенного напряжения;
- машинные однофазные и трехфазные генераторы переменного тока стабилизированной частоты повышенного напряжения;
- аккумуляторные батареи различных типов (химические, тепловые, электромеханические). Из химических аккумуляторов на борту ЛА наибольшее применение находят серебряно-цинковые, кадмий-никелевые, никель-водородные, свинцовые и др.;
- гальванические элементы (ртутно-цинковые, серебряно-цинковые, магний-цинковые и др.);
- топливные элементы (водородно-кислородные, гидразинокислородные, углеводородно-кислородные, жидкометаллические и др.);
- солнечные батареи с фотоэлектрическими преобразователями энергии;
- термоэлектрические преобразователи энергии;
- термоэмиссионные преобразователи энергии;
- магнетогидродинамические генераторы тока.

*Бортовые энергоустановки (БЭУ)* летательных аппаратов разделяют на следующие:

- а) по типу первичного источника энергии:
  - с ядерным реактором;
  - с использованием солнечной энергии;
  - с использованием химической энергии;
- б) по способу преобразования первичной энергии в электрическую:
  - с машинным преобразованием энергии;
  - с термоэмиссионным преобразованием энергии;
  - с термоэлектрическим преобразованием энергии;
  - с фотоэлектрическим преобразователем энергии;
  - с термохимическим преобразователем энергии (с топливными элементами);
  - с магнетогидродинамическим преобразованием энергии.

Системы электроснабжения (СЭС) разделяют:

- по роду тока - на системы постоянного и переменного тока;
- по уровню напряжения - на системы низкого и повышенного напряжения;
- по назначению - на основные и аварийные системы.

*Аварийные системы* работают, когда основная СЭС вышла из строя. Они питают жизненно важные потребители ЛА, обеспечивающие безаварийное окончание полета. Аварийные СЭС должны иметь первичные источники энергии, независимые от основных СЭС, т.е. быть полностью автономными. Их создают на основе аккумуляторных батарей или небольших газотурбинных установок с машинным генератором тока, работающих по открытому циклу и др. Мощность аварийных СЭС составляет обычно 0,2...0,3 мощности основных СЭС;

По отношению к источникам энергии СЭС разделяют на *первичные и вторичные*. Первичные СЭС питаются от первичных источников энергии, а вторичные – от первичных СЭС через преобразовательные и выпрямительные устройства.

По параметрам электрического тока все СЭС делят на три типа.

*Первый тип* – с первичной системой постоянного тока низкого напряжения. Основной источник тока - машинные генераторы постоянного тока или прямые преобразователи световой, тепловой или химической энергии в электрическую;

- аварийные источники – вспомогательные установки и аккумуляторы;

- вторичные источники тока, которые питаются от первичных через преобразовательные устройства.

Этот тип СЭС имеет самое широкое применение на ЛА. Он характерен для малых и средних уровней электрической мощности. Параметры тока обеспечивают безопасность эксплуатации и приемлемую массу и габаритные размеры устройств.

*Второй тип* – с первичной системой переменного тока повышенного напряжения стабилизированной частоты. Для выдерживания постоянной частоты применяют или механические редукторы с переменным передаточным отношением в машинных приводах электрогенераторов, или статические преобразователи частоты (ПЧ);

- аварийная система питается от аккумуляторов;

- вторичная система питается от первичной через выпрямительные (ВУ) или преобразовательные (ПУ) устройства.

Этот тип СЭС применяют для тяжелых ЛА и характерен для средних и больших электрических мощностей.

*Третий тип* – смешанная система. Устанавливают генераторы постоянного тока низкого напряжения и переменного тока повышенного напряжения нестабилизированной частоты. Остальные системы аналогичны СЭС первого и второго типов. Их применяют на тяжелых, преимущественно экспериментальных ЛА.

На самолетах, вертолетах электрогенераторы приводятся во вращение от ротора турбокомпрессора. При неработающих двигателях потребители питаются от аккумуляторных батарей.

На ракетах электрогенераторы приводятся во вращение от турбонасосных агрегатов, или осуществляется питание от аккумуляторов и гальванических элементов.

Космические аппараты, эксплуатирующиеся вблизи Солнца, в качестве первичной энергии используют лучистую энергию Солнца (солнечные батареи, концентраторы солнечной энергии с различными преобразователями солнечной энергии в электрический ток). Космические аппараты, эксплуатирующиеся в глубинах космоса, в качестве первичной энергии используют ядерную энергию радиоизотопных и ядерных реакторов.

Короткоживущие искусственные спутники Земли и автоматические межпланетные станции имеют на борту аккумуляторные батареи, гальванические батареи, радиоизотопные источники энергии.

## **2.2. Общие характеристики систем электроснабжения ЛА**

Основными характеристиками СЭС являются напряжение, частота тока, мощность. Системы постоянного тока низкого напряжения имеют 24...40 В. В странах бывшего СССР существует стандарт на уровень напряжения: для источников тока - 28,5 В; для потребителей - 27 В. Этот уровень напряжения обеспечивает приемлемую массу СЭС, достаточную надежность и ресурс, безопасность эксплуатации.

В маломощных системах переменного тока реализовано напряжение 36...40 В.

Напряжение переменного тока в трехфазных системах равно 208/120 В (линейное и фазное напряжение) для источников тока и 200/115 В - для потребителей тока. Ограничение – по безопасности экипажа. В мощных системах переменного тока возможно напряжение 500...800 В и выше. Рост напряжения обеспечивает снижение массы СЭС.

В настоящее время наблюдается тенденция повышения напряжения и в системах постоянного тока до 120 В и выше. Это связано с увеличением мощностей СЭС постоянного тока.

Частота переменного тока связана с частотой вращения роторов электрических генераторов и двигателей, об/мин:

$$n = \frac{60 \cdot f}{P}, \quad (2.1)$$

где  $f$  – частота тока, Гц (1/с);

$P$  – число пар полюсов электрической машины.

Оптимальными по массе являются шести-восьмиполюсные машины.

Высокая частота вращения роторов обеспечивает малую массу и габаритные размеры электрических машин, турбокомпрессоров, насосов и т.д. Поэтому оптимальная частота тока находится в диапазоне 300...500 Гц. Принята стабилизированная стандартная частота  $f=400$  Гц. В системах нестабилизированной частоты  $f=320...1050$  Гц.

Мощность СЭС определяется количеством, составом и типом потребителей электроэнергии. Она может равняться нескольким десяткам ватт до нескольких сотен киловатт и выше. Большинство современных КА имеют СЭС мощностью до 8...10 кВт. Проектируют большие орбитальные комплексы, имеющие СЭС мощностью 100...200 кВт. Возможны в будущем большие солнечные энергетические спутники Земли на геостационарной орбите, вырабатывающие электроэнергию генераторами тока, имеющими мощность порядка 20; 40 ГВт и выше.

К бортовым СЭС летательных аппаратов предъявляют следующие технические требования:

- надежность и безотказность в работе;
- минимальная масса и габаритные размеры;
- механическая прочность. Элементы СЭС должны выдерживать перегрузки при старте до 10 g;
- электрическая прочность. Электроизоляция должна выдерживать напряжения порядка 600...1500 В;
- термическая прочность;
- химическая стойкость;
- взрыво- и пожаробезопасность;
- нормальная работа при изменении давления, температуры и влажности окружающей среды;
- независимость работы оборудования от положения в пространстве и скорости полета;
- отсутствие помех радиоаппаратуре и магнитным компасам;
- работоспособность при невесомости;
- быстрота готовности к действию;
- удобство и безопасность в обращении;
- простота ухода при эксплуатации;
- низкая стоимость.

На работоспособность энергоустановки, ее узлов и основные характеристики большое влияние оказывают условия эксплуатации.

Летательные аппараты, в том числе и космического назначения, базируются в различных географических районах Земли и совершают полеты на различных высотах в широком диапазоне скоростей и ускорений. Энергетическое оборудование устанавливают в двигательных отсеках, в специальных энергетических отсеках с системой терморегулирования, в корпусе летательного аппарата, в герметичных кабинах экипажа, в крыльях и т.д.

С увеличением высоты и снижением плотности воздуха ухудшаются условия воздушного охлаждения электрооборудования, что приводит к увеличению теплопередающих поверхностей системы охлаждения, и как следствие, - к росту массы СЭС.

Снижение влажности и содержания кислорода по мере увеличения высоты полета ухудшает коммутацию и приводит к росту износа коллекторов и скользящих контактов электрических машин, переключателей и т.д.

Снижение плотности воздуха с увеличением высоты полета ухудшает электроизолирующие свойства воздуха, что заставляет выбирать большие изоляционные промежутки в узлах ЭУ. Это также увеличивает массу энергоузлов.

Широкий диапазон изменения температуры при полете затрудняет выбор электроизоляции и смазки. Колебания температуры вызывают нарушение посадок, снижение точности регулирования. Низкая температура снижает емкость химических аккумуляторов (вяло протекают химические реакции или вовсе прекращаются), а высокая – их срок службы.

Механические колебания в узлах ЭУ возможны с частотами  $f=0,5...2500$  Гц и амплитудами порядка 0,1...3 мм и вибрационными перегрузками до 12 g. Вибрации нарушают прочность узлов, уменьшают точность регулирования, увеличивают усилия, необходимые при перемещении деталей. Вибрирующие узлы устанавливают на амортизационные элементы, резьбовые соединения надежно контрят.

Невесомость ухудшает условия конвективного теплообмена при кипении, конденсации теплоносителей, терморегулировании, требует для силовых замыканий в механических узлах ЭУ пружинных механизмов и др.

Радиационное облучение вызывает деградацию полупроводниковых устройств (процессоры ЭВМ, солнечные батареи, термоэлектрические генераторы и т.д.), приводит к охрупчиванию конструктивных материалов. Поэтому необходимо

предусматривать установку радиационной защиты, увеличивать количество резервных блоков и узлов энергоустановки, что в принципе ухудшает эксплуатационные характеристики энергетического оборудования и увеличивает его массу.

### 2.3. Диаграммы энергопотребления и их анализ

**Диаграмма энергопотребления** (график электропотребления) представляет собой графическую или аналитическую зависимость величины потребляемой электрической или тепловой мощности всеми бортовыми потребителями (или потребляемого электрического тока) от времени. Эта диаграмма может быть построена на основе анализа задач полета ЛА, траектории полета, состава бортовой аппаратуры и уровня ее энергопотребления.

Профиль диаграммы энергопотребления может быть достаточно сложным (рис. 2.1). Часто при математической обработке профиль этой диаграммы упрощают, представляя ее в виде ступенек (рис. 2.2), полагая при этом переходные процессы мгновенными. Такое предположение правомочно, если речь идет об электрической, а не тепловой мощности, так как тепловые потоки достаточно инерционны.

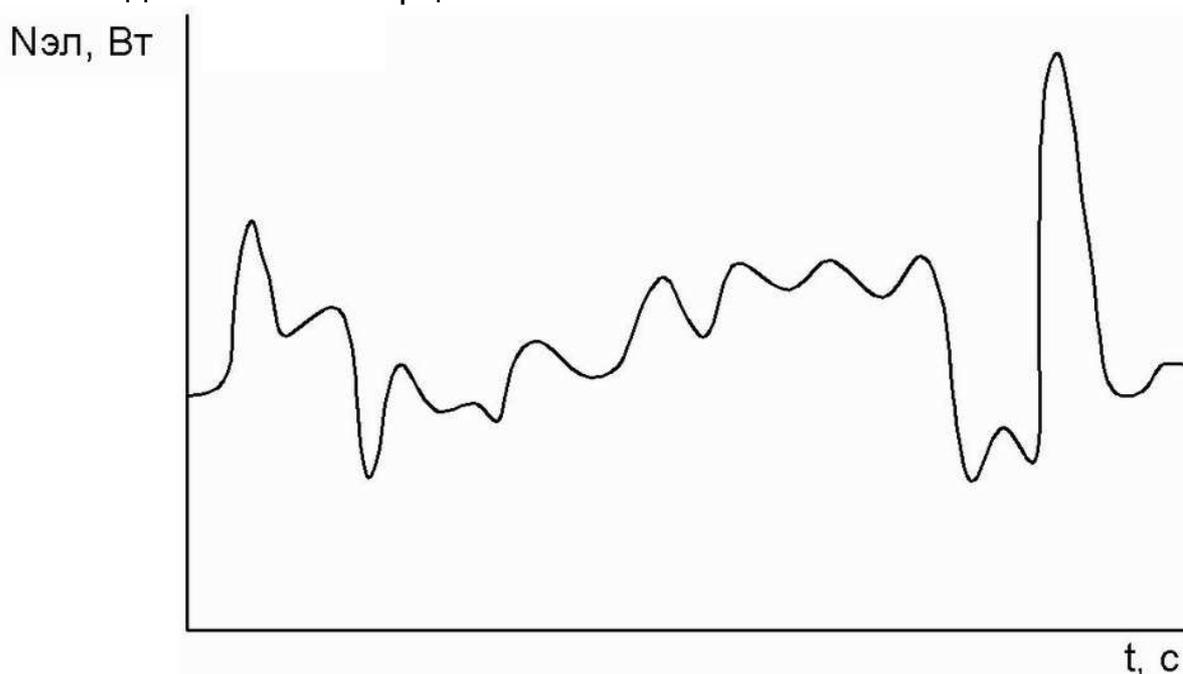


Рис. 2.1. Общий вид диаграммы энергопотребления

Рассмотрим для примера анализ диаграммы электропотребления космического аппарата, находящегося на орбите вокруг Земли. Основным источником тока на борту аппарата — солнечная батарея (СБ). В этом случае мощность потребителей чаще всего циклически повторяется в течение периода

обращения КА ( $T_1, T_2, \dots T_n$ ), как показано на рис. 2.3. Такая диаграмма электропотребления называется *циклограммой мощности БЭУ*.

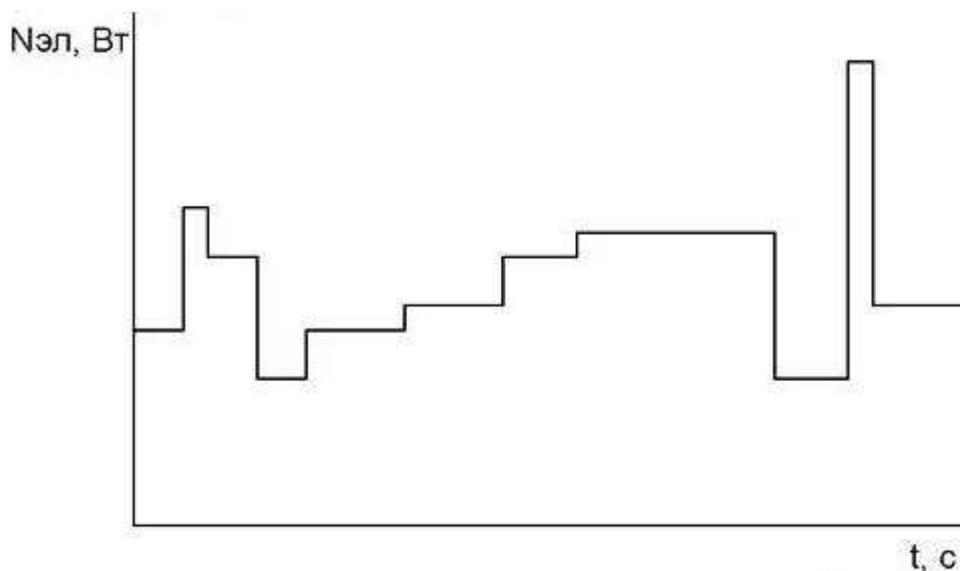


Рис. 2.2. Упрощенное представление диаграммы энергопотребления

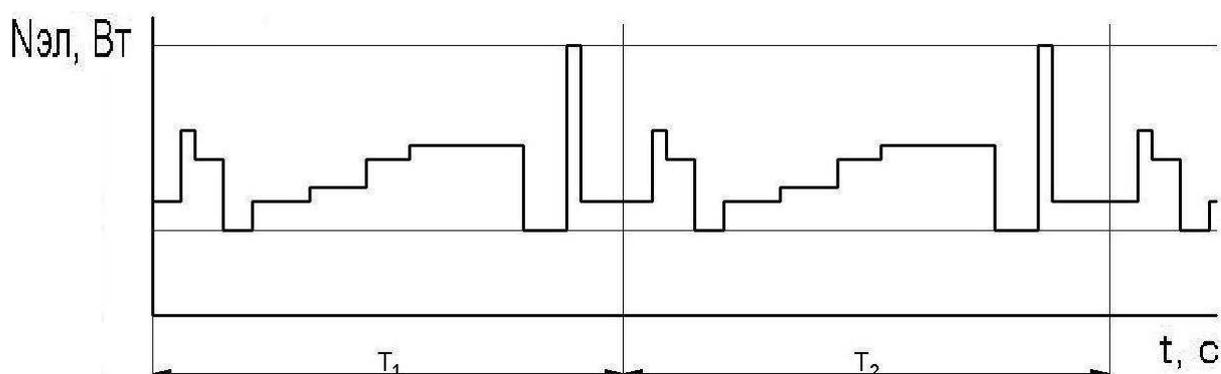


Рис. 2.3. Циклограмма электрической мощности

Период обращения КА по орбите  $T$  нужно разбить на два участка:  $t_{осв}$  и  $t_{темн}$ , т.е. на время, когда аппарат находится на освещенной Солнцем части орбиты ( $t_{осв}$ ) и в тени ( $t_{темн}$ ). Солнечная батарея вырабатывает ток на свету и не дает энергии в тени (рис. 2.4).

Диаграмма электропотребления КА за время периода обращения по орбите  $T$  (рис. 2.4) позволяет решить ряд важных задач, определяющих основные характеристики энергоустановки:

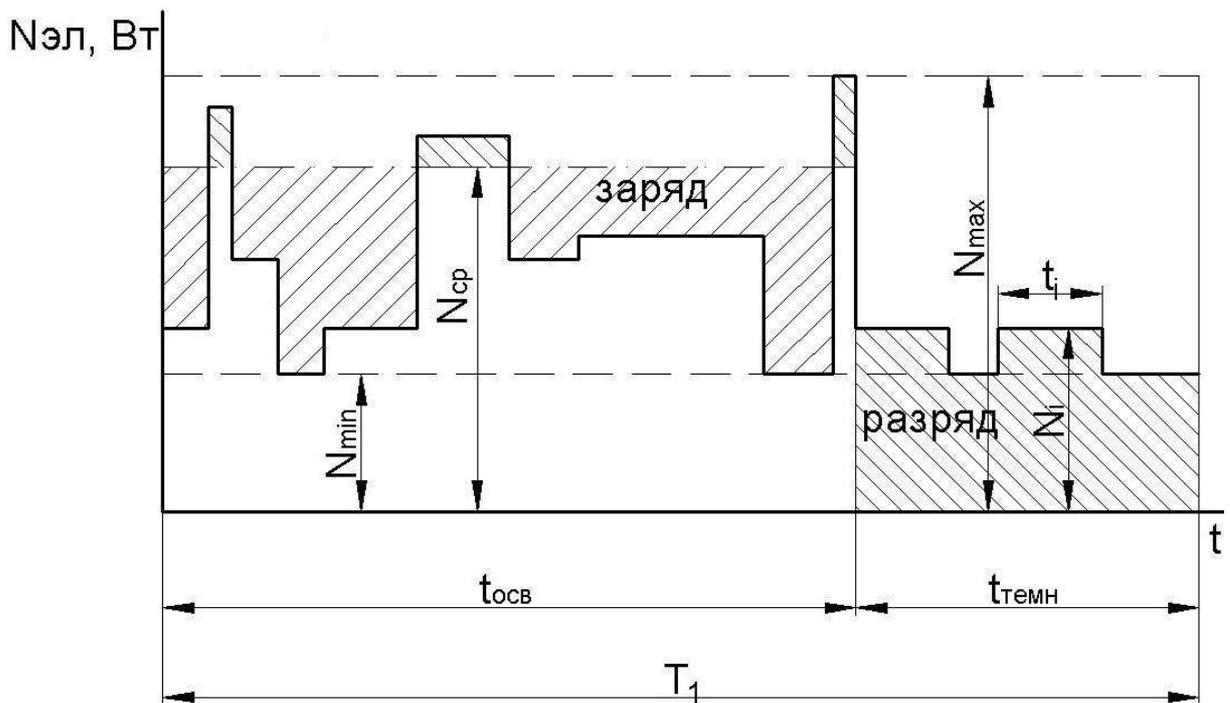


Рис. 2.4. Диаграмма электропотребления КА за время периода обращения  $T$  по орбите

- максимальный и минимальный уровни мощности ЭУ:  $N_{max}$ ,  $N_{min}$ ;
- среднюю мощность основного источника тока – СБ, которую находят из уравнения баланса энергии ЭУ

$$\sum_{i=1}^n N_i \cdot t_i = N_{cp} \cdot t_{осв}; \quad (2.2)$$

$$N_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^n N_i \cdot t_i}{t_{осв}}, \quad (2.3)$$

- где  $N_i$  - текущее значение мощности  $i$ -го потребителя, Вт;  
 $t_i$  - время потребления мощности  $N_i$ ;  
 - скважность регулирования

$$\Delta \bar{N} = \frac{N_{max} - N_{min}}{N_{cp}}. \quad (2.4)$$

Если солнечная батарея по принципу работы на свету может вырабатывать постоянную мощность  $N=N_{cp}$ , то для обеспечения переменной мощности  $\Delta \bar{N}$  потребителей необходимо на борту иметь еще один источник тока, способный питать потребителей на участках графика электропотребления (ГЭ), когда  $N_i > N_{cp}$  в режиме разряда, и забирать от СБ энергию в режиме заряда, если  $N_i < N_{cp}$ . Такой источник тока называется

аккумулятором энергии, а режим его работы при разряде и заряде – буферным.

В зависимости от видов энергии, аккумулируемой при работе, аккумуляторы могут быть электрохимическими, электромеханическими (маховик и обращаемый электрогенератор), тепловыми.

Наилучшими динамическими характеристиками и высокой надежностью обладают электрохимические аккумуляторы (серебряно-цинковые, кадмий-никелевые, никель-водородные и др.), которые в настоящее время чаще всего используют.

Электромеханические (маховичные) аккумуляторы могут обладать малыми массой и габаритными размерами, но имеют ограничения по частоте вращения ротора (а значит, и по запасенной энергии) и надежности деталей подшипниковых узлов.

Тепловые аккумуляторы, в которых используются процессы плавления и затвердения расплавов солей, металлов, термохимические процессы, обладают высокой тепловой инерционностью и имеют плохие регулировочные характеристики.

Одним из основных требований, предъявляемых к работе аккумулятора, является сохранение баланса энергий при разряде и заряде:

$$\sum_{i=1}^n N_{iz} \cdot t_{iz} = \sum_{i=1}^n N_{ip} \cdot t_{ip}. \quad (2.5)$$

При нарушении этого условия аккумулятор может или перезарядиться, или полностью разрядиться, что одинаково плохо для его ресурса и надежности. За балансом энергии аккумулятора автоматически следит зарядно-разрядное устройство (ЗРУ), входящее в состав бортовой аппаратуры регулирования и контроля (БАРК). Обычно не допускают разряд аккумулятора выше 30 % от номинальной емкости.

При сложном характере потребителей, имеющих активное, реактивное, емкостное сопротивление, во время переходных динамических процессов возможны большие забросы тока, которые ограничиваются регуляторами избыточной мощности (РИМ) и ограничителями тока.

#### **2.4. Структурно-функциональные схемы систем электроснабжения**

Состав и взаимодействие узлов и агрегатов системы электроснабжения определяются структурными,

функциональными и структурно-функциональными схемами. Узлы на схемах изображаются прямоугольниками с надписью, обозначающей название узла или агрегата. Прямоугольники соединяют линиями со стрелками, на которых написаны названия тех величин, которые передаются от агрегата к агрегату, соединяя их: электрическая мощность, тепловой поток, поток газа, пара, жидкости, механическое усилие, управляющее электрическое напряжение и т.д.

На рис. 2.5 показана укрупненная структурно-функциональная схема системы электроснабжения КА.

Система электроснабжения действует следующим образом. Энергоустановка (ЭУ), в состав которой входит источник тока, вырабатывает электроэнергию и передает ее к системе

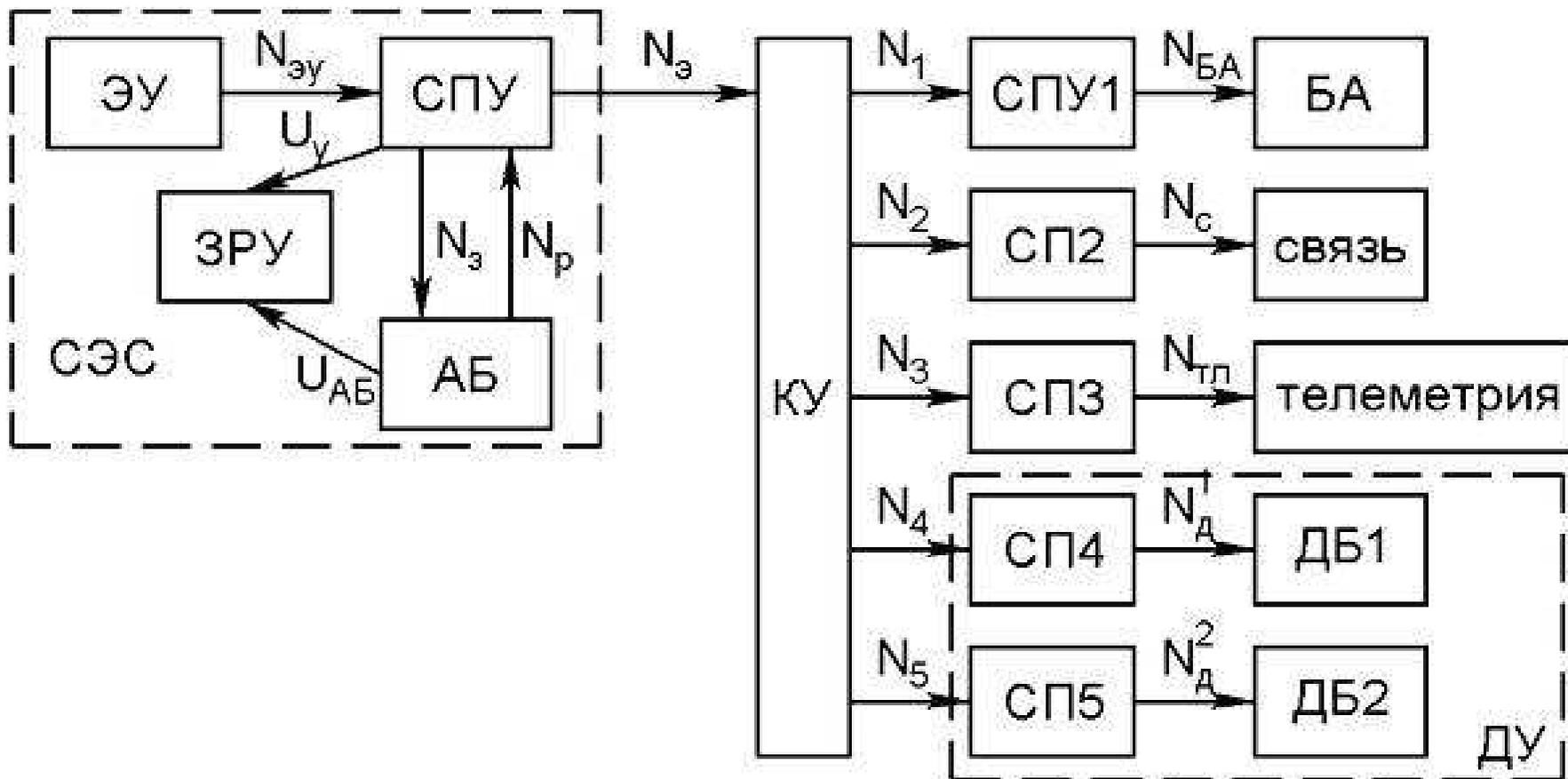


Рис. 2.5. Укрупненная структурно-функциональная схема системы электроснабжения К

преобразования и управления (СПУ). Здесь электрическая энергия преобразуется, приобретая нужное качество (уровень напряжения, частоту), и через коммутирующее устройство (КУ) подается потребителям.

В состав системы электроснабжения (СЭС) входит аккумуляторная батарея (АБ), которая через зарядно-разрядное устройство (ЗРУ) и СПУ связана с основным источником тока – ЭУ и работает в буферном режиме.

Каждая группа потребителей тока через свою систему преобразования (СП) или без нее соединена с коммутирующим устройством. На схеме обозначено: БА – бортовая аппаратура, система радиосвязи, телеметрии, двигательная установка (ДУ), в состав которой входят разные двигательные блоки: ДБ1, ДБ2.

## **3. ИСТОЧНИКИ ПЕРВИЧНОЙ ЭНЕРГИИ НА БОРТУ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

### ***3.1. Ядерные реакторы. Типы, параметры, классификация***

Ядерный реактор представляет собой компактный, относительно легкий и мощный источник тепла на борту летательного аппарата. Оптимальные условия эксплуатации: уровень потребляемой электрической мощности выше 30...50 кВт; полеты в дальнем космосе при низкой плотности лучистого потока Солнца, когда нецелесообразно использовать солнечные энергоустановки; полеты по высоким орбитам вокруг Земли, обеспечивающим радиационную безопасность в аварийных ситуациях. Предпочтительны автоматические системы с ядерным реактором на борту во избежание поражения экипажа при нормальной эксплуатации и особенно при авариях. Для уменьшения массы радиационной защиты более рациональна неполная, теневая защита. При эксплуатации ядерной энергоустановки в условиях большой плотности космических летательных аппаратов в ограниченном пространстве необходима круговая радиационная защита реактора во избежание радиационного поражения ближайших космических аппаратов.

В настоящее время ядерная энергетика базируется в основном на применении ядерных реакторов деления, использующих процессы деления урана и плутония. Ядерные реакторы синтеза, не вышедшие из фазы физико-технических экспериментов, не применяются в ракетно-космической технике.

Высокие энергетические возможности ядерного топлива ( $E \approx 1 \cdot 10^{14}$  Дж/кг - для ядерных реакций деления,  $E \approx 3,5 \cdot 10^{14}$  Дж/кг - для ядерных реакций синтеза (по сравнению с  $E \approx 1 \cdot 10^7$  Дж/кг для типовых химических реакций горения углеводородных горючих в кислороде)) позволяют создать ядерную энергоустановку со стабильными энергомассовыми характеристиками во времени.

На рис. 3.1 показан качественный вид графика зависимости массы термоядерной и термохимической энергоустановок, равной тепловой мощности от времени эксплуатации.

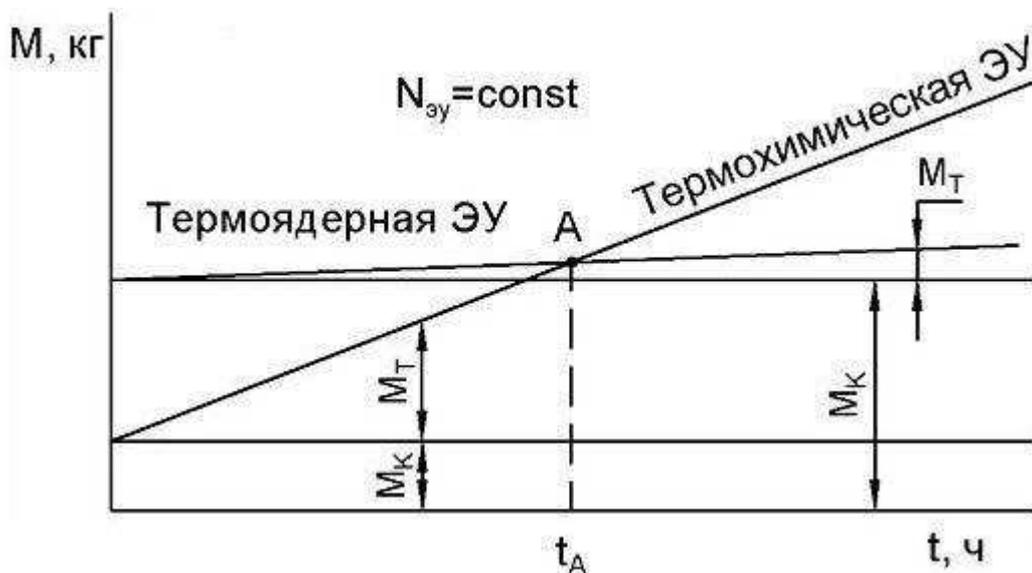


Рис. 3.1. Сравнение массы термохимической и термоядерной энергоустановок равной мощности:

$M_k$  – масса конструкции источника тепла,  $M_t$  – масса топлива

Запас массы химического топлива при увеличении времени эксплуатации ЭУ существенно превышает запас массы ядерного топлива вследствие низкой энергоемкости химического топлива. Несмотря на первоначально большую массу ядерного реактора, существует такое время эксплуатации ядерной энергоустановки  $t_A$ , выше которого суммарная масса термохимической энергоустановки превышает суммарную массу ядерной энергоустановки за счет массы топлива. Если время эксплуатации ЭУ выше  $t_A$ , то термоядерная ЭУ по своим энергомассовым характеристикам предпочтительнее термохимической.

Положительные свойства ядерных реакторов как источников тепловой энергии на борту ЛА:

- большие энергетические возможности;
- высокие температуры рабочего тепла;
- постоянная масса во время эксплуатации.

Недостатки:

- необходимость в биологической защите при эксплуатации и ремонте;
- опасность при авариях;
- трудности в создании конструкции;
- высокая стоимость.

По энергии нейтронов реакторы деления классифицируют таким образом:

- реакторы на быстрых нейтронах - энергия нейтронов превышает 0,1 мэВ. Они просты по конструкции, малы по габаритным размерам и массе, не чувствительны к

конструкционным материалам в активной зоне, но требуют большой загрузки делящимся материалом, поэтому дорогие;

- реакторы на тепловых нейтронах - энергия нейтронов в них не превышает 0,1 эВ. Они более сложные по конструкции, имеют большие массу и габаритные размеры, чувствительны к конструкционным материалам в активной зоне, которые могут нарушить баланс нейтронов, захватывая их, но требуют малой загрузки ядерного топлива, поэтому дешевле;

- реакторы на промежуточных нейтронах - энергия нейтронов порядка 1...500 кэВ, по своим характеристикам они занимают среднее положение.

По компоновке активной зоны реакторы подразделяют на гомогенные и гетерогенные. В гомогенных - горючее равномерно перемешано с замедлителем нейтронов, в гетерогенных - горючее и замедлитель разделены.

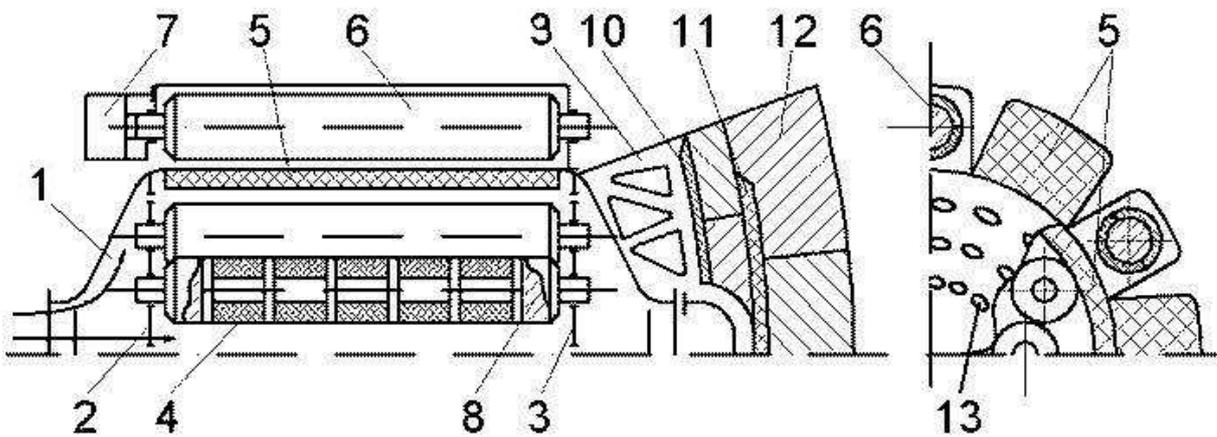
По физическому состоянию теплоносителя различают реакторы с жидким теплоносителем, газообразным и кипящие.

По типу тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) реакторы бывают с твердофазной активной зоной и твердыми ТВЭЛ, с жидкофазной активной зоной, с газофазной активной зоной.

По направлению движения теплоносителей реакторы делят на реакторы прямоточной схемы и петлевой.

По времени действия существуют реакторы длительного действия и кратковременного.

На рис. 3.2 показана конструктивная схема транспортного прямоточного реактора на быстрых нейтронах. Активная зона реактора, состоящая из плотно упакованных ТВЭЛ, боковых 5 и торцевых 8 отражателей нейтронов, прокачивается жидким теплоносителем, например литием, который, охлаждая активную зону, нагревается без кипения и может быть использован для дальнейшего преобразования тепла в электричество или для обогрева отсеков ЛА. Нейтронный поток, а следовательно, и тепловая мощность регулируются барабанами 6, приводимыми в движение электромеханическим приводом 7. Половина цилиндрической поверхности регулирующего барабана выполнена из вещества, активно поглощающего нейтроны. Это химические соединения, содержащие бор, кадмий, которые входят в состав сталей и других конструкционных материалов. Отражатели нейтронов 5, 8, возвращая нейтроны в активную зону, сохраняют критическую массу урана (плутония) при малых габаритных размерах активной зоны. Отражатели выполнены из бериллия.



**Рис. 3.2. Конструктивная схема прямоточного реактора**

на быстрых нейтронах:

- 1 – корпус; 2 – передняя стенка; 3 – задняя стенка; 4 – ТВЭЛ;  
 5 – боковой отражатель нейтронов; 6 – регулирующий барабан;  
 7 – механический привод барабана; 8 – торцевой отражатель нейтронов;  
 9 – теньевая защита; 10 – лист вольфрама; 11 – бористая сталь;  
 12 – гидриды металлов; 13 – окна для прохода теплоносителя

Реактор снабжен теньевой защитой 9, предназначенной для уменьшения интенсивности ионизирующего излучения активной зоны. В тени, создаваемой блоком защиты 9, можно размещать жизненно важные отсеки космического аппарата. Защита многослойная, состоящая из вольфрама 10, активно поглощающего  $\gamma$ -излучения, соединений бора и кадмия 11, поглощающих нейтроны, гидридов металлов 12, например лития, которые поглощают широкий спектр ионизирующих излучений активной зоны.

Важный элемент ядерного реактора - тепловыделяющий элемент. Как видно из рис. 3.2, простейший ТВЭЛ состоит из оболочки, наконечников, торцевых отражателей нейтронов 8, таблеток ядерного горючего. Внутри ТВЭЛ предусмотрены полости и зазоры для помещения газообразных продуктов деления ядерного горючего (инертные газы, летучие соединения йода и др.). ТВЭЛ должны быть герметичными во избежание выхода в окружающую среду радиоактивных веществ, а конструкционные материалы ТВЭЛ - химически нейтральными по отношению к теплоносителю, жаропрочными и жаростойкими.

В качестве ядерного горючего используют делящиеся изотопы урана (U-233, U-235) и плутоний Pu-239. В состав активной зоны реакторов-размножителей входят также сырьевые

ТВЭЛ из природного урана U-238 и тория Th-232, которые, захватывая нейтрон, превращаются в Pu-239 и U-233.

Металлические уран и плутоний в ядерных реакторах не применяют, так как они относительно низкоплавки (температура плавления урана 1129 °С, плутония – 639 °С), газоплотны и не позволяют выходить газообразным продуктам реакции, растрескиваются и разбухают во время эксплуатации. Поэтому ядерные горючие используют в виде окислов и карбидов.

Наиболее распространено ядерное топливо в виде двуокиси урана и плутония (UO<sub>2</sub>, PuO<sub>2</sub>). Это топливо химически инертно, имеет температуру плавления 2800 °С, обладает высокой радиационной стойкостью, достаточно пористо для отвода газов, но имеет относительно низкую теплопроводность (допустимые тепловые потоки  $q \approx 50 \dots 100$  кВт/м цилиндрического ТВЭЛ диаметром 5 ...10 мм). При температуре порядка 1600 °С резко выделяются летучие продукты деления, такие, как Xe, Kr, I, Cs, поэтому не допускается эксплуатировать ТВЭЛ при температурах выше 1000 °С. Окислы делящихся материалов также используются в виде твердых растворов UO<sub>2</sub>-PuO<sub>2</sub>, UO<sub>2</sub>-ThO<sub>2</sub>.

Лучшими эксплуатационными свойствами обладают карбиды U, Pu, Th, такие, как UC, PuC, или дикарбиды UC<sub>2</sub>, PuC<sub>2</sub>. Эти соединения имеют высокую температуру плавления, в 8-10 раз выше теплопроводность по сравнению с окислами урана и плутония, что позволяет допускать тепловые потоки до 250 кВт/м цилиндрического ТВЭЛ, обладают достаточной пористостью. Их используют также в виде твердых растворов UC-PuC, UC<sub>2</sub>-PuC<sub>2</sub> и др. в сочетании с графитом в качестве замедлителя нейтронов.

В состав ТВЭЛ входит матрица (разбавитель), в которой равномерно распределено ядерное горючее. Назначение матрицы:

- обеспечить достаточные прочностные свойства ТВЭЛ;
- создать развитую поверхность теплообмена ТВЭЛ.

Матрица должна слабо захватывать нейтроны, иметь высокую теплопроводность, быть совместимой с теплоносителем, технологичной, дешевой в производстве и т.д.

В качестве матрицы применяют металлические сплавы на основе нержавеющей сталей, Ni, Zr, Al и др., а также окись бериллия, гидриды металлов.

В активной зоне типового ядерного реактора выдерживают температуру порядка 1000 ... 2000 К, давление газообразных продуктов реакций до 100 атм, тепловые потоки около  $q = 1 \dots 10$  мВт/м<sup>2</sup>, мощности нейтронных потоков порядка  $10^{14} \dots 10^{15}$  1/см<sup>2</sup>·с, скорости теплоносителей до 10 м/с (газообразные) и до 1 м/с (жидкие). В полости ТВЭЛ предусматривают большие объемы

для сбора газообразных продуктов деления, соизмеримые с объемом делящегося вещества.

Тепловой и гидравлический расчеты реактора проводятся аналогично теплообменникам. Нейтронно-физический расчет реактора рассматривают в специальных курсах.

### **3.2. Радиоизотопные реакторы. Свойства радиоизотопных топлив и их выбор**

Энергетическая основа радиоизотопных топлив – это энергия связи нуклонов ядра, высвобождающаяся в процессе спонтанного радиоактивного распада неустойчивых ядер радиоактивных изотопов. Она реализуется в виде потоков  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ -излучений, которые, тормозясь в конструктивном материале капсулы с радиоактивным материалом, разогревают ее. Охлаждая капсулу теплоносителем, получают потоки горячего газа, пара или жидкости, используемые в процессах выработки электрической энергии. Возможны системы охлаждения капсул и без теплоносителя, где применяют процессы теплопроводности и излучения.

Тепловая мощность, Вт, выделяющаяся в процессе радиоактивного распада, описывается экспоненциальным соотношением

$$N_m = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (3.1)$$

где  $N_0$ , Вт - тепловая мощность, выделяемая в начале кампании при  $t = 0$ ;

$t$ , с - время эксплуатации реактора (его кампания);

$\lambda, \frac{1}{с}$  - постоянная распада для данного радиоизотопа.

Постоянную распада  $\lambda$  можно найти, используя понятие периода полураспада  $\tau$ , т.е. времени, в течение которого половина начальных ядер вещества распадается. Тогда запишем уравнение (3.1) в следующем виде:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda \tau} \quad \text{или} \quad 2 = e^{\lambda \tau}, \quad (3.2)$$

откуда, логарифмируя (3.2), получаем

$$\ln 2 = \lambda \tau, \quad \lambda = \frac{\ln 2}{\tau} = \frac{1}{1,44 \cdot \tau}.$$

В результате выражение (3.1) примет вид

$$N_m = N_0 e^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}}, \text{ Bm} . \quad (3.3)$$

Искомая величина есть начальная мощность  $N_0$ , т.е.

$$N_0 = N_m e^{\frac{t}{1,44 \cdot \tau}}, \text{ Bm} , \quad (3.4)$$

где  $N_T$  – тепловая мощность преобразователя энергии, Вт,

$$N_m = \frac{AN_э}{\eta_t \prod_{i=1} \eta_i} . \quad (3.5)$$

Здесь  $N_э$  – электрическая мощность, вырабатываемая преобразователем энергии (электрическим генератором), определяемая диаграммой электропотребления летательного аппарата;

$A=1,1\dots1,3$  – коэффициент, учитывающий потребление электрической мощности для собственных нужд электрогенератора. Чем выше мощность  $N_э$ , тем ниже процент энергии, потребляемой самой системой электропитания;

$\eta_t$  – термический КПД преобразования энергии;

$\eta_i$  – КПД устройств, участвующих в процессе выработки электроэнергии.

Если известна величина объемного тепловыделения радиоизотопа  $q_v$ , Вт/см<sup>3</sup>, или величина массового тепловыделения  $q$ , Вт/г, то можно рассчитать массу радиоизотопа, г, которую нужно загрузить в капсулу, чтобы реактор мог выполнить задачу полета:

$$G_0 = \frac{N_0}{q} \quad \text{или} \quad G_0 = \frac{N_0}{q_v} p , \quad (3.6)$$

где  $p$  – плотность радиоизотопного горючего, г/см<sup>3</sup>.

На рис. 3.3 дано графическое изображение уравнения (3.3). Здесь площадь 1 представляет тепловую энергию излучения радиоизотопа, которая преобразуется в электрический ток или потребляется системой терморегулирования. Время  $t_A$  обеспечивает

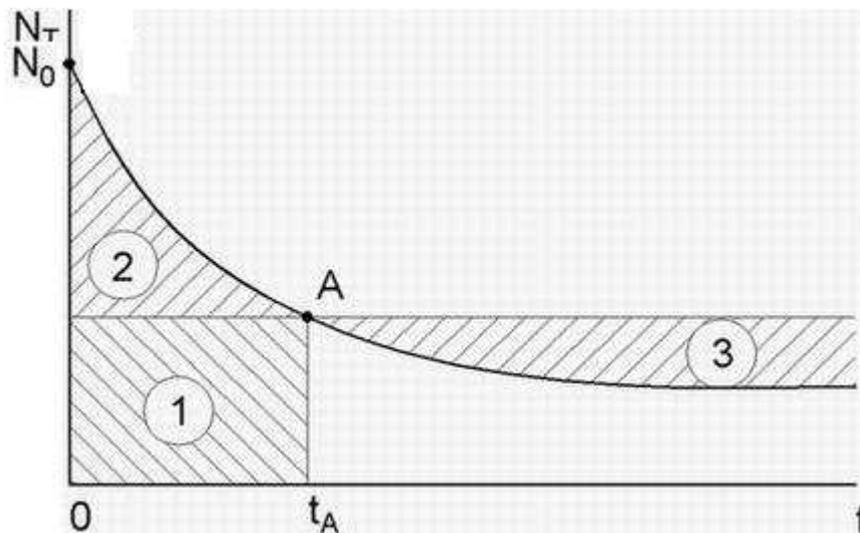


Рис. 3.3. Зависимость тепловой мощности, выделяемой при радиоактивном распаде, от времени

расчетный режим работы радиоизотопного реактора. Площадь 2 – это тепловая энергия, превышающая энергию, идущую на преобразование в электрический ток, т.е. эта энергия разогревает радиоизотопную капсулу, поэтому она должна быть отведена системой охлаждения капсулы. Эта энергия может быть утилизирована, т.е. запасена в системах аккумуляции тепла, работающих на принципе термохимических реакций. Она может подпитывать основные системы преобразования энергии при  $t > t_A$  (площадь 3).

При выборе радиоизотопного горючего руководствуются следующими соображениями:

1. Радиоизотопное горючее должно иметь высокую удельную тепловую мощность. В среднем оно обеспечивает тепловыделение порядка  $E \approx (10^9 \dots 10^{12})$  Дж/кг, что заметно превышает энергетические возможности химических топлив ( $E \approx 10^7$  Дж/кг).

Рационально использовать в энергосистемах радиоизотопы, имеющие плотность энергии  $q \geq 0,1$  Вт/г. Эта норма вызвана ограничениями в массе и габаритных размерах, а следовательно, и стоимостью радиоизотопной капсулы.

2. Период полураспада  $\tau$  должен быть соизмерим с кампанией реактора. Принимают  $100 \text{ лет} > \tau > 0,3 \text{ года}$ . Слишком большие  $\tau$  ( $\tau > 100 \text{ лет}$ ) неприемлемы потому, что после гибели ЛА с радиоизотопом будет долго сохраняться радиационная опасность, созданная разрушенной капсулой. Время  $\tau < 0,3 \text{ года}$  не обеспечивает нормальное окончание технологического цикла реактора.

3. Радиоизотоп не должен быть токсичным и иметь жесткое  $\gamma$ -излучение. Такие  $\gamma$ -излучатели исключаются.

Используются  $\alpha$  и  $\beta$ -излучатели, обеспечивающие достаточную плотность энергии излучения. Поэтому капсула с радиоизотопом проектируется так, чтобы она не разрушилась в экстремальных условиях эксплуатации: не сгорела в плотных слоях атмосферы, при пожарах и взрывах на старте, не разрушилась при ударе о скальный грунт, не раздавилась при попадании в глубины океана (11 км). Если количество радиоизотопа невелико (десятки грамм), то капсула может быть рассчитана на полное уничтожение при входе в плотные слои атмосферы на высотах 80...100 км. Опадание радиоактивной пыли с таких высот может быть длительным, так что большая часть радиоактивных ядер распадается в воздухе.

4. Радиоизотоп должен загружаться в капсулу в химических соединениях, не растворимых в воде, во избежание радиоактивного заражения биосферы Земли. В основном это окислы и карбиды радиоизотопов.

5. Радиоизотоп должен быть стабильным во времени, химически нейтральным, совместимым с конструкционными материалами, технологичным, жаростойким и жаропрочным при температурах 500...1400 °С.

6. Радиоизотоп должен быть пористым для возможности выхода газообразных и парообразных продуктов распада, должен иметь размерную стабильность, обладать высокой теплопроводностью и др.

Радиоизотопы, претерпевающие преимущественно  $\alpha$ -распад, не нуждаются в специальной биологической защите;  $\beta$ -излучатели должны иметь круговую защиту.

В отличие от делящегося материала радиоактивный материал распадается в любых количествах, поэтому критические сборки не нужны.

В табл. 3.1. приведены основные свойства наиболее применимых энергетических радиоизотопных топлив.

### **3.2.1. Расчет давления и температуры внутри радиоизотопной капсулы**

После расчета массы радиоизотопа  $G_0$ , которую нужно загрузить в реактор, следует выполнить расчет капсулы, где находится радиоизотопное топливо. Размеры реактора ограничены количеством радиоизотопа, которое не должно превышать величину, необходимую для выработки 1...2 кВт электрической мощности. Это ограничение связано с высокой стоимостью радиоизотопа, так как большинство энергетических радиоизотопов не встречаются в природных рудах, а добываются

в процессе переработки отходов ядерной энергетики на специальных заводах.

**Таблица 3.1**

**Основные свойства радиоизотопных топлив**

Но- мер п/п	Тип распада	Радиоизотоп	Период полурас- пада $\tau$ , лет	Темпера- тура плавле- ния $T_{пл}$ , С	Плот- ность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Тепло- выделе- ние $q$ , Вт/г	Тепло- выделе- ние $q_v$ , Вт/см <sup>3</sup>
1	α-изотопы	Полоний Po-210	0,38	254	9,3	142	1320
2		Плутоний Pu-238	86,6	910	10	0,93	9,3
3		Кюрий Cm-242	0,45	1500	11,75	99	1170
4		Кюрий Cm-244	18,4	1500	11,75	1,9	22,4
5		Торий Th-170	0,35	1300	1,75	12,1	21,2
6	β-изотопы	Кальций Ca-45	0,415	850	1,54	11	17,1
7		Кобальт Co-60	5,24	1492	8,8	136	1200
8		Стронций Sr- 89	0,14	770	4,6	103	473
9		Стронций Sr- 90	28	770	4,6	0,92	4,23
10		Цезий Cs-137	26,6	28	1,87	0,272	0,51
11		Церий Ce-144	0,78	800	6,8	27,8	18,8
12		Протактиний Pr-147	2,6	2350	6,6	0,33	2,5
13		Рений Re-189	0,41	3150	20,5	2	41
14		Иридий Ir -192	0,20	2440	22,5	31,6	710

Радиоизотопный реактор выполняют из одной или нескольких капсул. Она должна быть герметичной, прочной, надежной, чтобы радиоактивные вещества не вышли наружу и не заразили окружающую среду, выдерживать экстремальные условия эксплуатации, изложенные выше. Радиоактивное горючее помещают в тонкостенную ампулу, обеспечивающую компактное размещение его и предотвращающую химическое воздействие горючего на конструкционный материал капсулы. В ампуле предусматривают объемы для размещения газообразных продуктов распада. Эти объемы могут превышать объем, занятый радиоизотопом, в два - пять раз.

После проектирования капсулы приступают к ее прочностному расчету. Для этого нужно знать давление газов внутри капсулы и поле температур в ее стенке, чтобы оценить термпрочность.

Конечный продукт любых процессов радиоактивного распада - гелий, представляющий собой  $\alpha$ -частицы (ядра гелия), захватившие необходимое количество электронов. За время кампании реактора в капсуле может скопиться достаточное количество гелия, давление которого при малом объеме ампулы может достигать нескольких сотен бар.

Так как гелий в капсуле неподвижен и находится в тепловом равновесии с окружающей средой, то для расчета его давления можно воспользоваться уравнением газового состояния идеального газа:

$$pV_k = MR_\mu T, \quad (3.7)$$

где  $P$  – давление гелия в капсуле, н/м<sup>2</sup>;

$M$  – число молей гелия в капсуле, накопившееся за время  $t$ ;

$V_k$  – объем капсулы для помещения гелия, м<sup>3</sup> (берется из чертежа конструкции капсулы);

$R_\mu = 8314$  – универсальная газовая постоянная, Дж/Кмоль·К;

$T$  – температура капсулы и гелия в ней, К.

Из выражения (3.7) определяют давление гелия

$$P = \frac{R_\mu}{V_k} MT. \quad (3.8)$$

Число молей гелия  $M$  можно найти из уравнения сохранения массы вещества. Число молей выгоревшего топлива за время  $t$

$$M_m = M_0 - M_0 \ell^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}} = M_0 \left( 1 - \ell^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}} \right), \quad (3.9)$$

где  $M_0 = \frac{G_0}{G_\mu^T}$  – число молей топлива, загруженного в капсулу в

начале кампании, т.е.  $t = 0$ ;

$G_0$  – масса топлива, загруженного в капсулу;

$G_\mu^T$  – масса одного моля радиоизотопного топлива.

Действительно, если загрузили  $M_0$  молей топлива, а через

время  $t$  его осталось  $M_0 \ell^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}}$ , то разность этих величин в замкнутой капсуле представляет собой число молей выгоревшего топлива  $M_\tau$ , превратившегося в гелий. Число молей гелия можно найти из соотношения

$$M = M_T \frac{G_\mu^T}{G_\mu^{He}}, \quad (3.10)$$

где  $G_\mu^{He}$  - масса одного моля гелия.

Температура капсулы, а следовательно, и гелия убывает со временем по экспоненте

$$T = T_a + (T_0 - T_a) \ell^{-\frac{t}{1,44\tau}}, \quad (3.11)$$

где  $T_a$  – температура окружающей среды, в которой находится капсула, К;

$T_0$  – температура капсулы в момент загрузки ( $t = 0$ ), К.

В качестве  $T_0$  можно принимать максимальную температуру, допускаемую условиями эксплуатации, например, температуры плавления радиоизотопа или его физического разложения и т.д.

Подставляя найденные величины в формулу (3.8), найдем давление гелия, возникающее в капсуле к моменту времени  $t$ :

$$P = M_0 \frac{G_\mu^T}{G_\mu^{He}} \frac{R_\mu}{V_k} \left( 1 - \ell^{-\frac{t}{1,44\tau}} \right) \left[ T_a + (T_0 - T_a) \ell^{-\frac{t}{1,44\tau}} \right] \frac{H}{M^2}. \quad (3.12)$$

Плотность гелия в капсуле,  $\text{кг/м}^3$ ,

$$\rho = \frac{P}{RT}. \quad (3.13)$$

Масса гелия, кг,

$$m = \rho V_k, \quad (3.14)$$

где  $R = \frac{R_\mu}{\mu}$  – газовая постоянная гелия,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ ,

$\mu$  – молекулярная масса гелия.

### 3.2.2. Расчет поля температур радиоизотопной капсулы

Рассмотрим цилиндрическую толстостенную капсулу с радиоизотопом. Влиянием концов капсулы пренебрегаем. Проанализируем одномерную задачу теплопередачи теплопроводностью через стенку капсулы. Расчетная схема радиоизотопной капсулы показана на рис. 3.4. На схеме выделены две зоны теплопередачи –  $R > r > 0$  и  $R_1 > r > R$ . Рассмотрим первую зону  $R > r > 0$ , занятую радиоизотопом,

имеющим коэффициенты теплопроводности  $\lambda$  и объемное тепловыделение  $q_v = const$ .

Здесь поле температур описывается уравнением

$$T = T_{cm} + \frac{q_v}{4\lambda} R^2 \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right], K \quad (3.15)$$

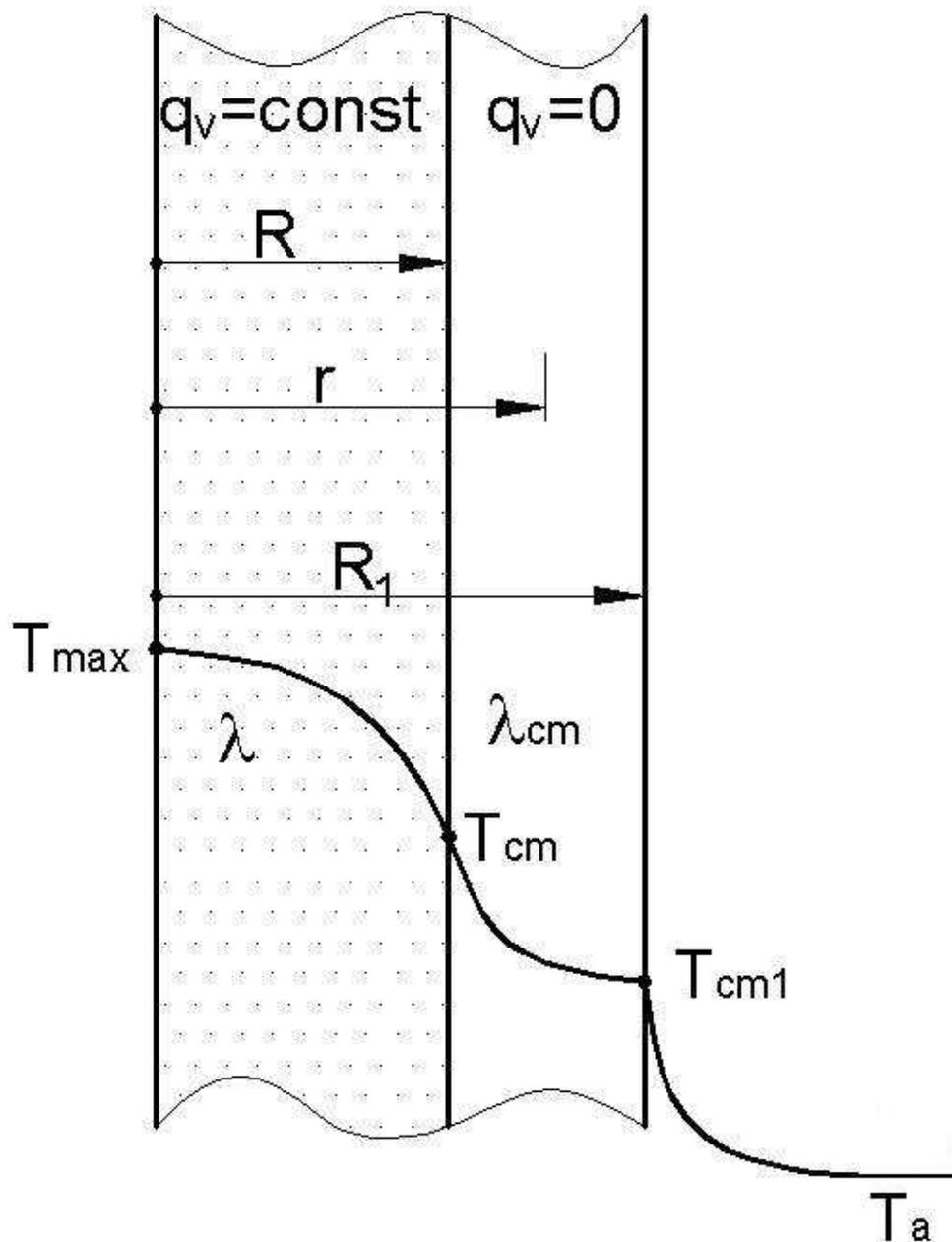


Рис. 3.4. Расчетная схема радиоизотопной капсулы:  
 $r$  – текущий радиус капсулы;  $R$  – радиус внутренней стенки капсулы;  $R_1$  – радиус наружной стенки капсулы

Температуру внутренней стенки капсулы  $T_{ct}$  определим при граничном условии  $r = 0$ , когда  $T = T_{max} = T_0$ . Температура  $T_{max}$

может быть равна температуре плавления радиоизотопа или его физического разложения и т.д.

Из граничных условий

$$T_{cm} = T_{max} - \frac{q_v}{4\lambda} R^2, K. \quad (3.16)$$

Во второй зоне при  $R > r > R_1$ , где в стенке капсулы тепло не выделяется ( $q_v = 0$ ) и теплопроводность равна  $\lambda_{cm}$ , поле температур описывается уравнением

$$T = T_{cm} - \frac{T_{cm} - T_{cm1}}{\ln \frac{R_1}{R}} \ln \frac{r}{R}, K. \quad (3.17)$$

Температура наружной стенки капсулы  $T_{cm1}$  может быть найдена из уравнения тепловой мощности  $N_T$ , передаваемой через стенку капсулы путем теплопроводности:

$$N_m = \frac{T_{cm} - T_{cm1}}{\ln \frac{R_1}{R}} 2\pi\lambda_{cm}\ell, Вт, \quad (3.18)$$

откуда

$$T_{cm1} = T_{cm} - \frac{N_m \ln \frac{R_1}{R}}{2\pi\lambda_{cm} \cdot \ell}, K. \quad (3.19)$$

Здесь  $\ell$  – длина капсулы, занятая радиоизотопом,

$T_a$  – температура окружающей среды (определяется условия-ми эксплуатации).

### **3.3. Системы приема лучистой энергии Солнца. Солнечные концентраторы**

При эксплуатации космических аппаратов вблизи Солнца целесообразно для выработки электроэнергии использовать лучистую энергию Солнца, плотность которой на орбите Земли равна в среднем  $E_0 = q_c = 1360 \text{ Вт/м}^2$ .

В табл. 3.2. приведены основные параметры условий вокруг планет Солнечной системы и величины солнечной постоянной  $E_0 = q_c$

**Таблица 3.2**

Значения солнечной постоянной на орбитах планет  
Солнечной системы

Но- мер п/п	Планета	Расстояние от Солнца		Диаметр планеты, 10 <sup>3</sup> км	Средняя температура излучения, С	Солнечная постоянная $E_0 = q_c, \frac{кВт}{м^2}$
		de	10 <sup>6</sup> км			
1.	Меркурий	0,39	58	4,84	+172	9.25
2.	Венера	0,72	108	12,4	+53	2,73
3.	Земля	1,0	149	12,76	-25	1,4
4.	Луна	1,0	149	3,476	+7	1,4
5.	Марс	1,52	226	6.8	-49	0.61
6.	Юпитер	5.2	793	143,64	-152	0.052
7.	Сатурн	9,5	1420	120,5	-183	0,0154
8.	Уран	19,2	2880	53,4	-215	0,0035
9.	Нептун	30	4500	49.6	-221	0,0014
10.	Плутон	39.5	5840	13,0	-229	0,0007

Лучистую энергию Солнца можно использовать без концентрации (солнечные батареи, плоские солнечные коллекторы) и с концентрацией с помощью линзовых и зеркальных систем. Солнечные концентраторы, сосредотачивая лучистую энергию Солнца на малой площади, позволяют повысить температуру в солнечном пятне до 4000 °С и выше.

Коэффициент концентрации достигает величины  $n = \frac{E_n}{E_0} =$

80...2000. Удельный вес систем концентрации энергии находится в пределах  $\gamma = \frac{m}{F_3} = 0,5...5 \text{ кг/м}^2$ , где  $m$  – масса системы,  $F_3$  – площадь главного зеркала. Удельная мощность таких систем равна  $N_{уд} = 0,1...0,4 \text{ кВт/кг}$ .

Наиболее часто используют зеркальные параболические и сферические системы, так как они просты по конструкции и малы по габаритам и массе. Основные типы зеркальных концентраторов лучистой энергии Солнца показаны на рис. 3.5, где

а) однозеркальный концентратор; б) двухзеркальный концентратор типа Кассегрена; в) зеркало Френеля; г) складывающееся зеркало; д) фасеточное зеркало; е) сферическое

надувное зеркало; ж) концентрация света с помощью плоских зеркал; з) фокон (фокусирующий конус); и) фоклин (фокусирующий клин); к) многозеркальная модульная система. Наиболее простой концентратор – однозеркальный (см рис. 3.5), концентрирующий лучистую энергию в главном фокусе  $F$ . Параболоидное зеркало собирает параллельный пучок света в точку  $F$ . При относительных фокусных расстояниях  $F_3/D_3 > 10$  главное зеркало может быть сферическим. Длиннофокусные зеркала используют, когда нужно в фокальной плоскости получить большое изображение Солнца. Это необходимо при большой тепловой мощности преобразователя энергии, когда ожидается приемник лучистой энергии больших размеров.

Для сокращения длины зеркальной системы используют двухзеркальные концентраторы. Наиболее простая — система Кассегрена (см. рис. 3.5, б), состоящая из главного вогнутого и вторичного выпуклого зеркала, диаметр которого

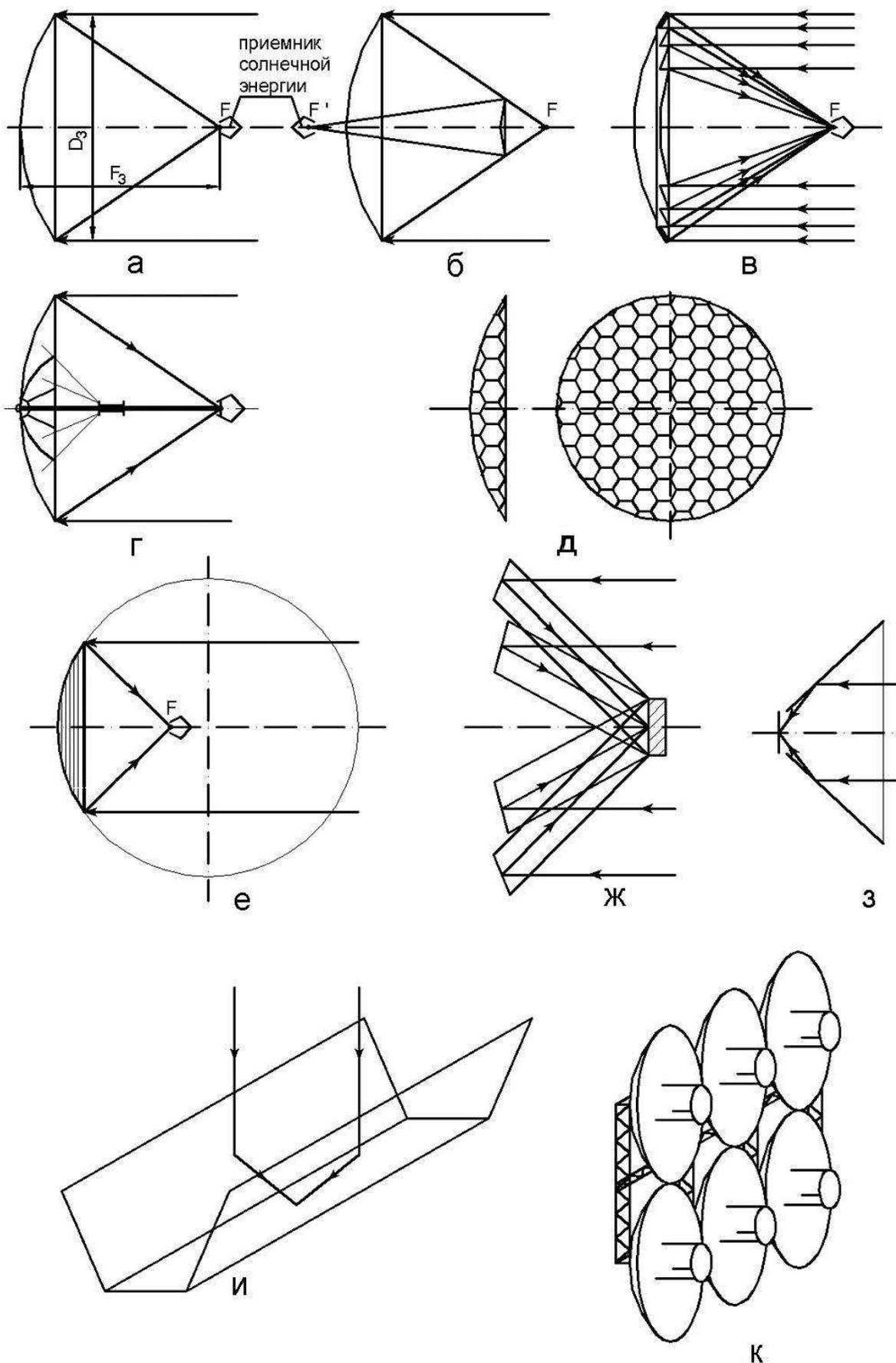


Рис.3.5. Основные типы концентраторов света принимают в пределах 0,2...0,3 от диаметра главного зеркала.

Вторичное фокусное расстояние  $F' > F$  главного зеркала. Возможны концентраторы с числом зеркал, превышающим два. Недостатки системы — затемнение падающего светового потока вторичными зеркалами, что увеличивает эффективный диаметр главного зеркала, а также ухудшение качества изображения Солнца из-за вторичных зеркал и кольцевой формы светового потока. Зеркало Френеля (см. рис. 3.5, в) позволяет организовать концентратор в плоскости.

Если диаметр зеркала большой (выше 10 м) и возникают проблемы с выводом его на орбиту, то зеркало выполняют складывающимся (см. рис. 3.5, г). Недостаток такой системы — неточность установки лепестков зеркала при раскрытии, в результате чего степень концентрации света падает.

На рис. 3.5, д показано фасеточное зеркало, параболическая поверхность которого покрыта плоскими зеркалами, направляющими свет на приемник энергии. Разновидностью этой системы можно считать систему плоских зеркал (см. рис. 3.5, ж).

Для выработки больших мощностей энергии на орбите возможны многозеркальные системы (см. рис. 3.5, к), собираемые в космосе. Для создания небольших концентраций света используют фокусирующие конусы (см. рис. 3.5, з, фоконусы) и фокусирующие клинья (см. рис. 3.5, и, фоклины), представляющие собой систему плоских зеркал. Очевидно, что степень концентрации в этом случае равна количеству плоских зеркал.

### **3.3.1. Энергетический расчет солнечного концентратора**

На рис. 3.6 показан ход лучей в сферическом зеркале радиусом  $R$  и принцип построения графика распределения плотности лучистой энергии Солнца в фокальной плоскости зеркала Н–Н.

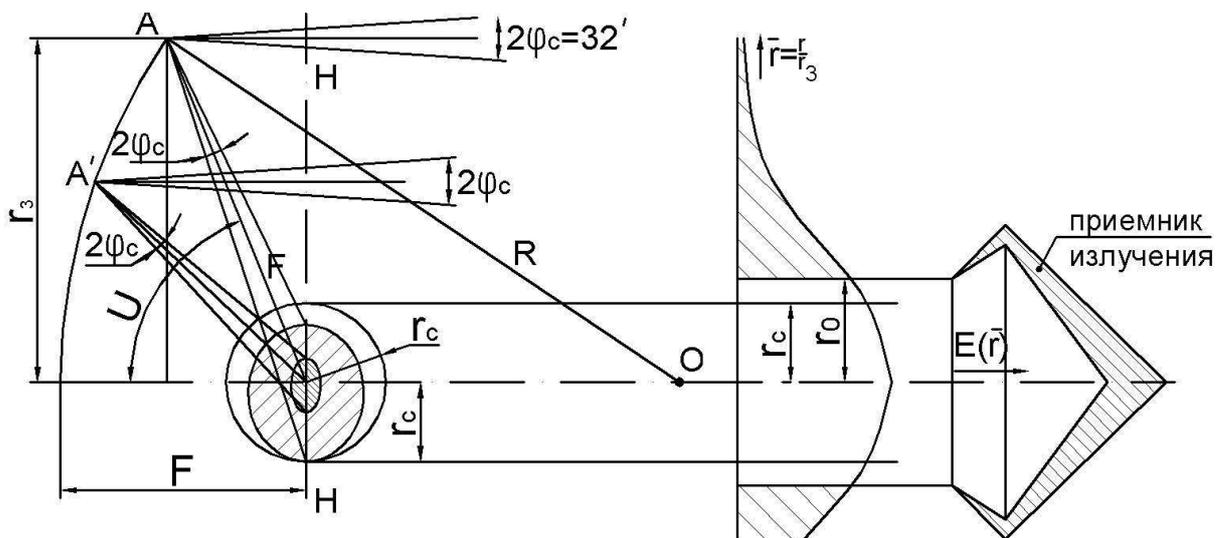


Рис. 3.6. График распределения плотности лучистой энергии Солнца в фокальной плоскости зеркального концентратора и его построение:

$R$  – радиус кривизны сферического зеркала;  $F$  – фокусное расстояние зеркала;  $r_3$  – радиус зеркала;  $H-H$  – фокальная плоскость;  $r_c$  – радиус изображения Солнца;  $r_0$  – радиус отверстия в приемнике излучения;  $2\varphi_c$  – угол, под которым виден диск Солнца из точки нахождения летательного аппарата;  $U$  – угол, под которым виден радиус зеркала из фокальной точки;  $r$  – текущий радиус зеркала

Конус лучей с углом при вершине  $2\varphi_c$  падает от диска Солнца в точку  $A$  на краю зеркала. Для орбиты Земли  $2\varphi_c = 32'$ . Конус лучей отражается от поверхности зеркала и попадает в фокальную плоскость  $H-H$ , где в результате ее пересечения с конусом лучей получается эллиптическое световое пятно. Вся совокупность точек  $A$  на периферии зеркала дает в фокальной плоскости круглое световое пятно радиусом  $r_c$  – изображение диска солнца.

Переходя к точкам  $A'$ , расположенным ближе к оси зеркала, получаем аналогичным образом в фокальной плоскости световое круглое пятно меньшего радиуса, наложенное на предыдущее световое пятно.

Суммируя световые пятна в фокальной плоскости, отраженные всей поверхностью зеркала, получаем круглое световое пятно, в котором плотность энергии будет наибольшей на оси зеркала и наименьшей – на периферии пятна. Качественно характер плотности энергии в пятне в зависимости

от безразмерного радиуса  $\bar{r} = \frac{r}{r_3}$ , т.е. график  $E(\bar{r}) = E(\bar{r}) \left( \frac{r}{r_3} \right)$

показан на рис. 3.6.

Зеркало рисует изображение Солнца по всей фокальной плоскости с помощью лучей всех длин волн и рассеянного света, но при  $r < r_c$  плотность энергии высокая, а при  $r > r_c$  – низкая. График  $E = E(\bar{r})$  можно качественно описать экспоненциальным уравнением

$$E(\bar{r}) = E_{max} \ell^{-c\bar{r}^2}, \text{ Вт/м}^2, \quad (3.20)$$

где

$$E_{max} = 8,36 \cdot 10^3 E_0 A h^2 \cdot \alpha, \text{ Вт/м}^2; \quad (3.21)$$

$E_0 = q_c$  – солнечная постоянная на орбите;

$$A = \frac{\pi}{3} \left[ (2 - \cos U) \cos \frac{U}{2} - 1 \right] \approx \frac{\pi}{8} \sin^2 U. \quad (3.22)$$

В предварительных расчетах можно задавать угол  $U$  в пределах  $20 \dots 40^\circ$ . Чем больше относительное фокусное расстояние зеркала, тем меньше угол  $U$ ;

$h = 2 \dots 4$  – мера точности зеркала, опытная величина, выражает макронеточности зеркала – неточность радиуса сферы, коробление и т.д. Чем точнее зеркало, тем выше  $h$ ;

$\alpha = 0,95 \dots 0,98$  – коэффициент отражения рабочей поверхности зеркала, выражает микронеточности отражающего слоя зеркала;

$$C = 3,283 \cdot 10^3 \cdot h^2 \sin^2 U - \quad (3.23)$$

коэффициент, учитывающий точность изготовления зеркала.

Качественное влияние величины  $h$  на график  $E = E(\bar{r})$  показано на рис. 3.7.

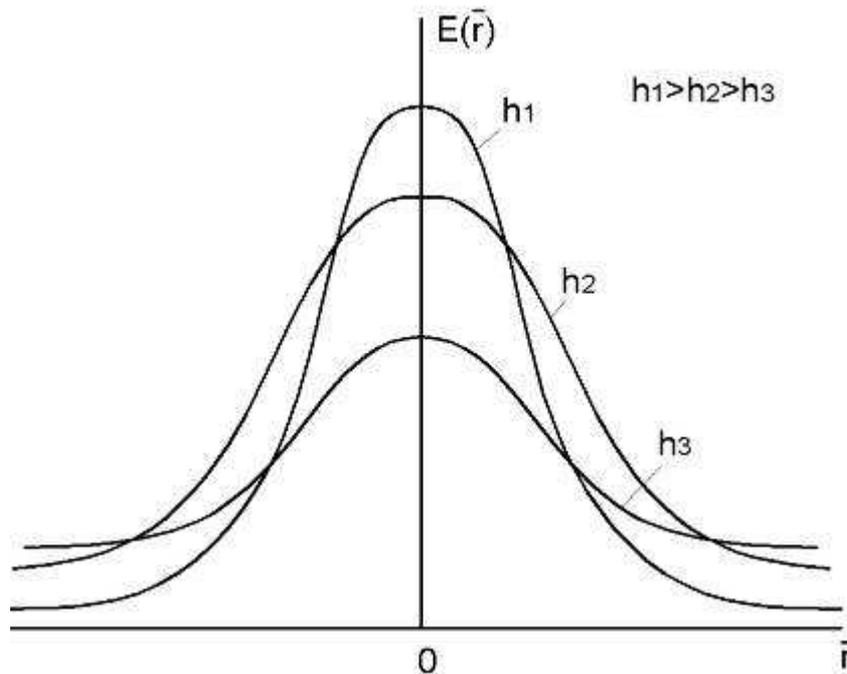


Рис. 3.7. Влияние  $h$  на график  $E = E(\bar{r})$

Энергетический расчет зеркальной системы заключается в определении основных энергетических потоков, собираемых зеркалом в фокальной плоскости, в приемнике лучистой энергии, в оценке КПД зеркальной системы.

Тепловая мощность, кВт, прямой солнечной радиации, падающая на поверхность концентратора:

$$N_c = \pi r_3^2 E_0. \quad (3.24)$$

Тепловая мощность, кВт/м<sup>2</sup>, отраженная концентратором и собранная в фокальной плоскости:

$$N_{omp} = 2\pi \int_0^{\infty} E(\bar{r}) \bar{r} d\bar{r} = 2\pi \int_0^{\infty} E_{max} \ell^{-c\bar{r}^2} \bar{r} d\bar{r} = \frac{\pi E_{max}}{c}. \quad (3.25)$$

Тепловая мощность, кВт/м<sup>2</sup>, попавшая в приемник лучистой энергии:

$$\begin{aligned} N_n &= 2\pi \int_0^{\bar{r}_0} E(\bar{r}) \bar{r} d\bar{r} = 2\pi \int_0^{\bar{r}_0} E_{max} \ell^{-c\bar{r}^2} \bar{r} d\bar{r} = \\ &= \frac{\pi E_{max}}{c} (1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2}), \end{aligned} \quad (3.26)$$

где  $\bar{r}_0 = \frac{r_0}{r_3}$  – безразмерный радиус отверстия приемника.

Под геометрическим КПД зеркального приемника понимают величину

$$\eta_z = \frac{N_n}{N_{omp}} = 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \quad (3.27)$$

Этот КПД показывает, какая часть энергии, собранной зеркальной системой в фокальной плоскости, попадает внутрь приемника с отверстием радиусом  $r_0$ .

Тепловая мощность  $N_n$ , попавшая в приемник, частично излучается самим горячим приемником, поэтому мощность, которую можно полезно использовать в приемнике, меньше величины  $N_n$ .

Тепловая мощность зеркального приемника, преобразуемая в другие виды энергии, может быть найдена из уравнения теплового баланса приемника:

$$N_m = \pi r_3^2 E_0 \alpha \eta_z a - \varepsilon \sigma_0 T_n^4 F_n, \quad (3.28)$$

где  $a$  – коэффициент поглощения приемника;

$\varepsilon$  – коэффициент излучения приемника (степень черноты);

$\sigma_0 = 5,68 \cdot 10^{-8}$  – коэффициент Стефана–Больцмана, Вт/м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>;

$T_n$  – температура приемника, К;

$F_n$  – излучающая поверхность приемника, м<sup>2</sup>.

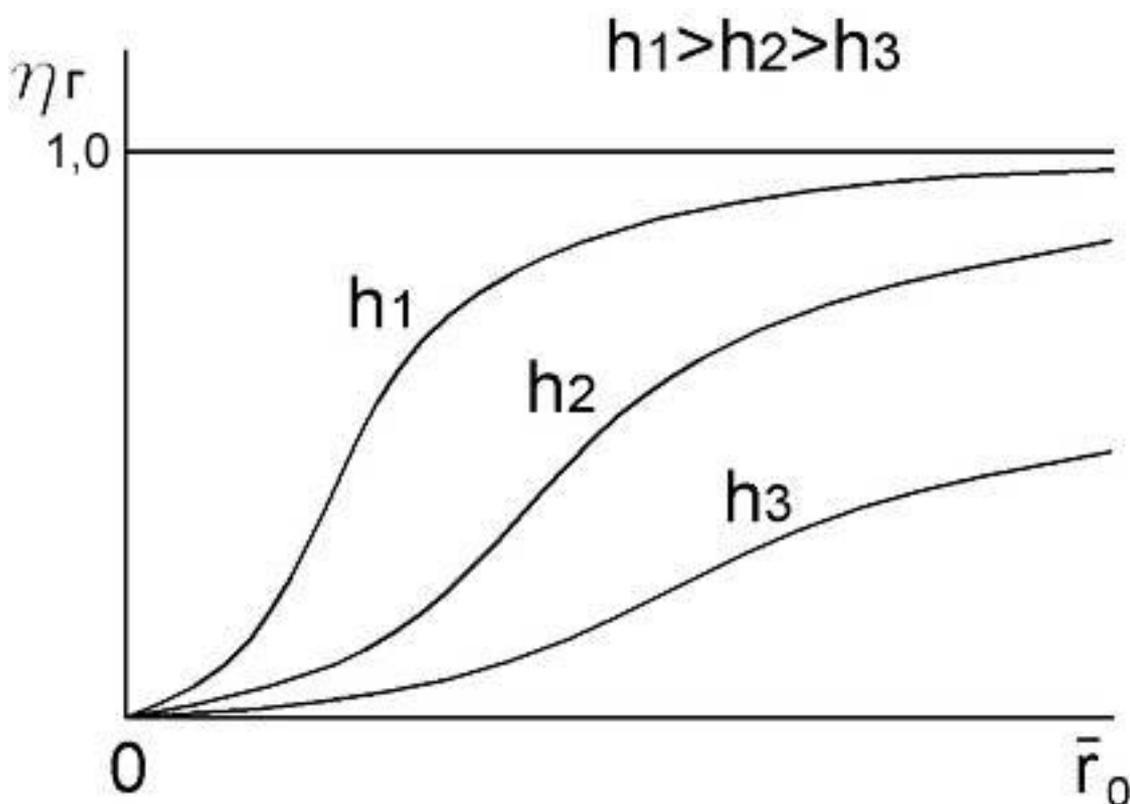


Рис. 3.8. Зависимость  $\eta_r$  от  $\bar{r}_0$  и  $h$

Под энергетическим КПД зеркального приемника понимают величину

$$\eta_{зп} = \frac{N_m}{N_c} = \alpha a \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\varepsilon\sigma_0}{E_0} T_n^4 \frac{F_n}{\pi r_3^2}. \quad (3.29)$$

Если приемник лучистой энергии плоский, то  $F_{\Pi} = \pi r_0^2$  и

$$\eta_{зп} = \alpha a \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\varepsilon\sigma_0}{E_0} T_n^4 \bar{r}_0^2. \quad (3.30)$$

Графически выражение  $\eta_{зп}$  показано на рис. 3.9.

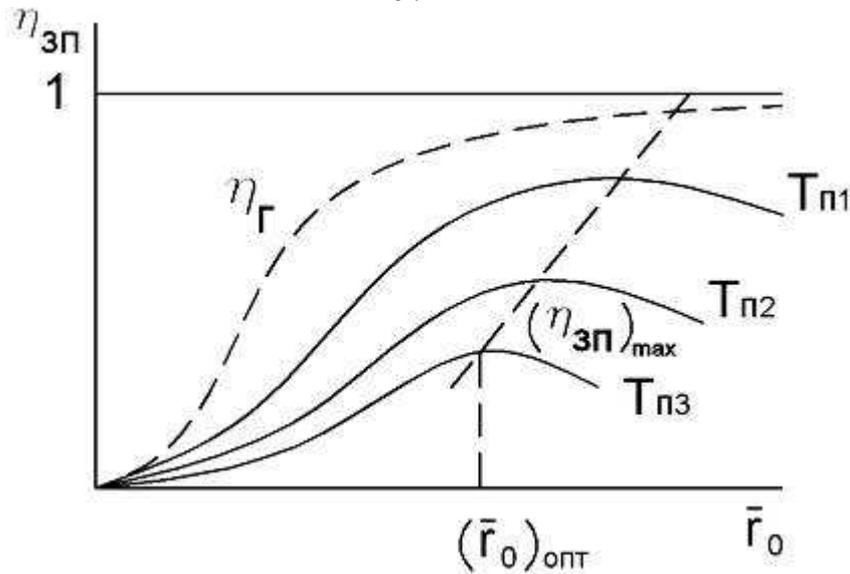


Рис. 3.9. Зависимость  $\eta_{зп}$  от  $\bar{r}_0$  и  $T_{\Pi}$

Из рис. 3.9 видно, что имеет место экстремальное значение величины  $\eta_{зп}$  при росте  $\bar{r}_0$ .

Действительно, при малых  $\bar{r}_0$   $\eta_{зп}$  невысок, так как незначительное количество света попадает в приемник. При больших  $\bar{r}_0$  много тепла излучается самим приемником и  $\eta_{зп}$  также мал. Имеется  $(\bar{r}_0)_{\text{опт}}$ , при котором  $\eta_{зп}$  принимает максимальное значение. Поиск  $(\bar{r}_0)_{\text{опт}}$  и есть цель оптимизации зеркальной системы.

С ростом температуры приемника  $T_{\Pi}$  снижается  $\eta_{зп}$ , так как много тепла излучается самим приемником.

Температура  $T_{\Pi}$  обычно задается преобразователем тепла в электричество, помещенным в приемник. Но эту температуру необходимо проверить по уравнению теплового баланса

приемника, т.е. убедиться, способна ли зеркальная система обеспечить температуру  $T_n$ :

$$N_m = \frac{A \cdot N_{эл}}{\eta_t \eta_{zn} \prod_{i=1}^n \eta_i} = \pi r_3^2 E_0 \alpha a \eta_2 - \varepsilon \sigma_0 T_n^4 F_n, \quad (3.31)$$

откуда

$$T_n = \sqrt[4]{\frac{\pi r_3^2 E_0 \alpha a \eta_2 - N_m}{\varepsilon \sigma_0 F_n}}. \quad (3.32)$$

Поверхность приемника  $F_n$  обычно оценивается из чертежа, который нужно выполнять параллельно с расчетом.

Для размещения в приемнике преобразователей энергии, теплообменников приходится приемники выполнять объемными в виде конусов, сфер, пирамид, цилиндров с отверстием.

Энергетический КПД объемного приемника солнечного излучения можно также рассчитывать по формуле (3.30), но использовать интегральные поглотательную и излучательную способности приемника  $\bar{a}$  и  $\bar{\varepsilon}$ , при условиях, что:

- отражение и излучение внутренних стенок приемника диффузное;
- падающее внутрь излучение распределено равномерно;
- температура внутренних стенок приемника постоянная,

величины  $\bar{a}$  и  $\bar{\varepsilon}$  рассчитываются по следующим уравнениям:

$$\bar{a} = \frac{a_w}{1 - (1 - a_w)(1 - \varphi)}, \quad (3.33)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_w \varphi}{1 - (1 - \varepsilon_w)(1 - \varphi)}, \quad (3.34)$$

где  $a_w$  – эффективная поглотательная способность внутренней стенки приемника;

$\varepsilon_w$  – эффективная излучательная способность внутренней стенки приемника;

$\varphi$  – средний угловой коэффициент для обмена энергией между стенками полости и отверстием приемника.

Если приемник сферический, то  $\varphi = \frac{F_0}{F_n} = \bar{F}_0$ , т.е.  $\varphi$  равен относительной площади отверстия приемника. При небольших по

площади отверстия приемника, когда  $\bar{F}_0 \sim < 0,02$ , соотношение  $\varphi \approx \bar{F}_0$  справедливо для любой формы приемника. Если  $\bar{F}_0$  больше указанного диапазона, то  $\varphi$  можно принимать по графику рис. 3.10 в зависимости от  $\bar{F}_0$  и формы приемника.

Полагая  $\varepsilon_w = a_w = \varepsilon$ ;  $\varphi = \frac{F_0}{F_n}$ ;  $F_0 = \pi r_0^2$   $\bar{\varepsilon} = \bar{a} \varphi$  (см.

формулы (3.33), (3.34)), уравнение (3.30) для объемного приемника можно преобразовать следующим образом:

$$\eta_{zn} = \bar{a} \left[ \alpha \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\sigma_0}{E_0} T_n^4 \frac{F_n}{\pi r_3^2} \varphi \right];$$

$$\eta_{zn} = \frac{\varepsilon}{1 - (1 - \varepsilon)(1 - \varphi)} \left[ \alpha \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\sigma_0}{E_0} T_n^4 \frac{F_n}{\pi r_3^2} \frac{\pi r_0^2}{F_n} \right];$$

$$\eta_{zn} = \frac{\varepsilon}{1 - (1 - \varepsilon)(1 - \varphi)} \left[ \alpha \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\sigma_0}{E_0} T_n^4 \bar{r}_0^2 \right]. \quad (3.35)$$

Сравнивая уравнения (3.35) и (3.31), приходим к выводу, что для объемного приемника  $\eta_{zn} = \bar{a} \eta_{zn}^0$ , где  $\eta_{zn}^0$  – КПД плоского приемника при  $\varepsilon_w = a_w = 1$ .

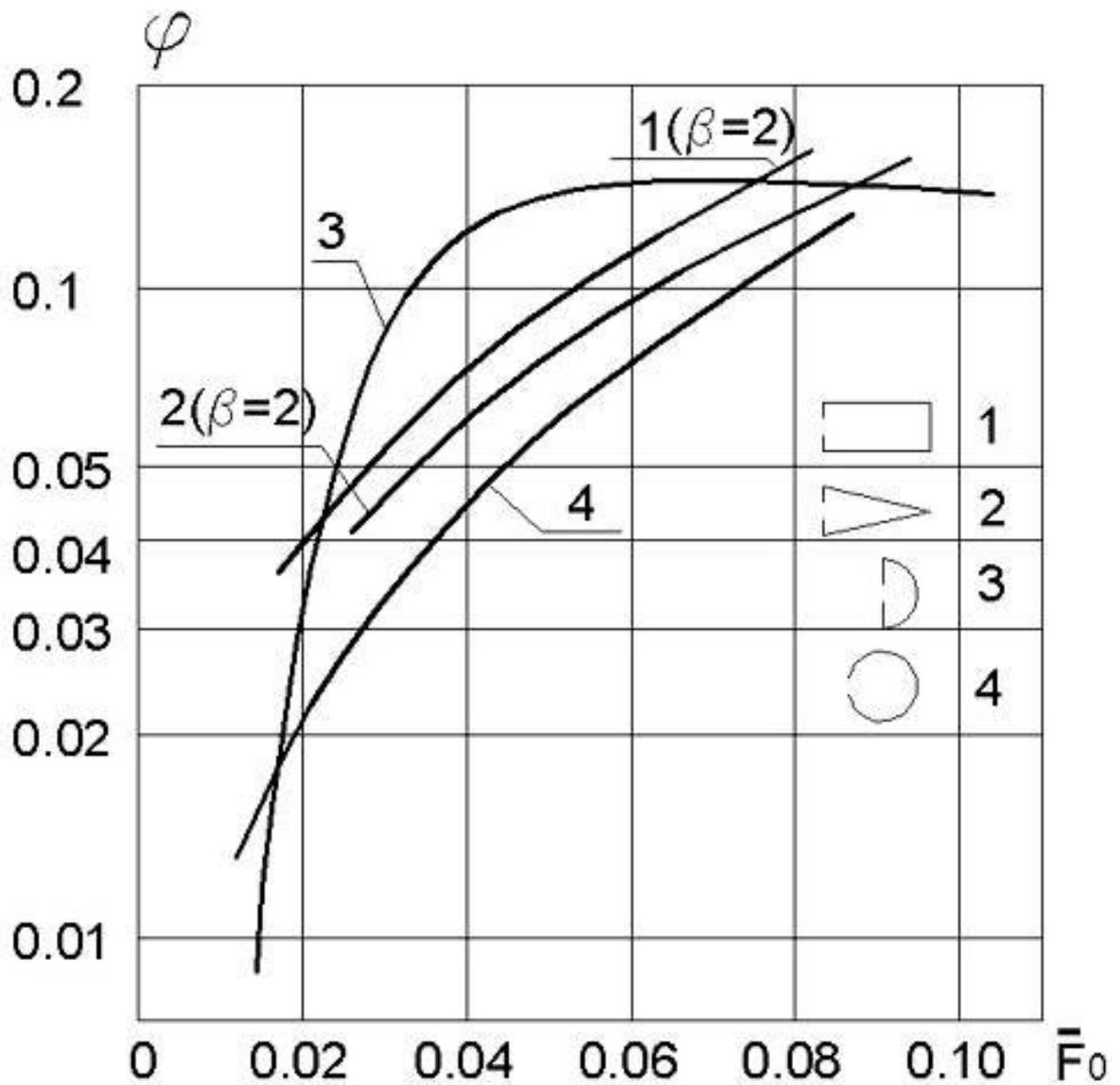


Рис. 3.10. Зависимость углового коэффициента  $\varphi$  от относительной площади отверстия приемника  $\bar{F}_0$  и формы приемника:  
 $\beta$  – отношение длины полости к радиусу отверстия  $r_0$

График выражения (3.35) аналогичен рис. 3.9. Оптимизация параметров объемного приемника также заключается в нахождении  $(\bar{r}_0)_{\text{опт}}$  при  $(\eta_{\text{зп}})_{\text{max}}$  и фиксированной температуре приемника  $T_{\text{п}}$ . При оптимизации обычно задают  $\bar{r}_0 = 0,02 \dots 0,08$ ;  $\bar{F}_0 = 0,02 \dots 0,08$ ;  $h = 2 \dots 4$ ;  $\alpha = 0,9 \dots 0,95$ ;  $U = 20^0 \dots 40^0$ ;  $\varepsilon = 0,5 \dots 0,8$  (в зависимости от материала стенок и его состояния).

### 3.3.2. Геометрический расчет солнечного концентратора

Геометрический расчет солнечного концентратора заключается в определении геометрических параметров зеркал: диаметры зеркал, радиусы кривизны поверхностей зеркал, фокусные расстояния, размеры приемников лучистой энергии и др. Эти параметры должны обеспечить нужную тепловую мощность, температуру преобразователя энергии, размещение преобразователя.

Уравнение энергетического баланса (3.28) позволяет определить радиус главного зеркала  $r_3$ , необходимый для обеспечения тепловой мощности преобразователя:

$$N_m = \frac{A N_{эл}}{\eta_{zn} \prod_{i=1}^n \eta_i} = \pi r_3^2 E_0 \alpha \bar{a} \eta_2 - \bar{\epsilon} \sigma_0 T_n^4 F_n,$$

откуда

$$r_3 = \sqrt{\frac{N_m + \bar{\epsilon} \sigma_0 T_n^4 F_n}{\pi E_0 \alpha \bar{a} \cdot \eta_2}}. \quad (3.36)$$

Здесь  $N_{эл}$  – электрическая мощность, вырабатываемая преобразователем тепла в электричество (из диаграммы электропотребления бортовой аппаратуры);

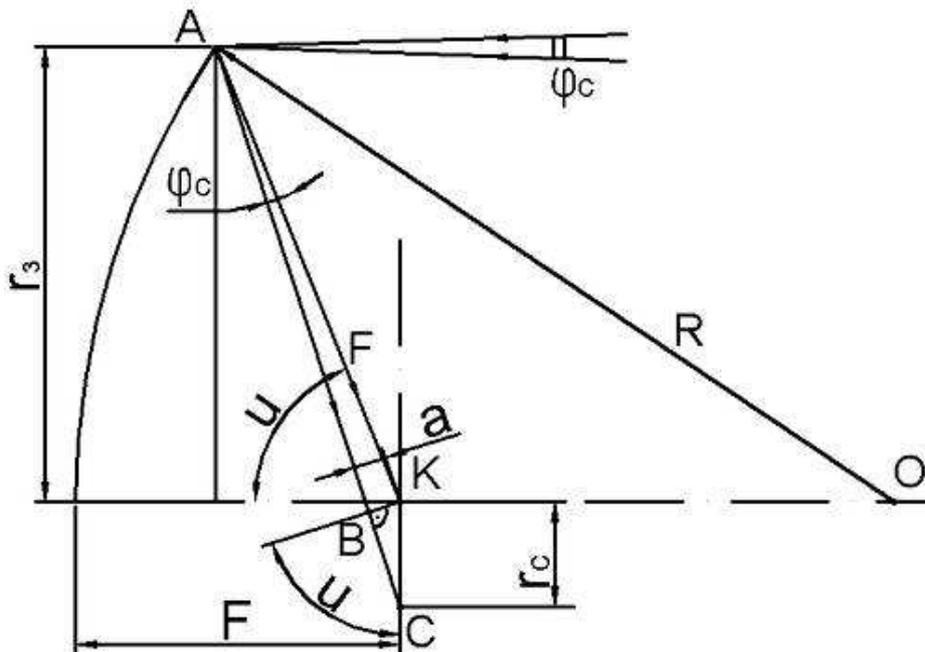


Рис. 3.11. Геометрическая схема зеркального концентратора:  $r_3$  – радиус зеркала;  $R$  – радиус кривизны зеркала;  $F$  – фокусное расстояние зеркала;  $r_c$  – радиус изображения Солнца;  $\varphi_c$  – угол,

под которым виден радиус Солнца из орбиты КА;  $U$  – угол, под которым виден радиус зеркала из фокуса

$A = 1, 1, \dots, 1, 3$  – коэффициент, учитывающий потребление электроэнергии энергоустановкой;

$\eta_{зп}$  - КПД зеркального приемника (см. формулы (3.15), (3.31));

$\eta_i$  - КПД всех преобразователей, участвующих в процессе выработки электроэнергии (из структурно-функциональной схемы энергоустановки);

$\eta_r$  - геометрический КПД зеркальной системы (рассчитывается по формуле (3.28)).

Если приемник объемный, то  $\bar{\varepsilon}$  и  $\bar{a}$  находят по формулам (3.33), (3.34). Если приемник плоский, то  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_w$ ,  $\bar{a} = a_w$ .

Остальные геометрические параметры зеркальной системы получают на основании рис. 3.11:

$$r_c = \frac{a}{\cos U} = \frac{F \operatorname{tg} \varphi_c}{\cos U}, \quad (3.37)$$

$$F = \frac{r_c \cos U}{\operatorname{tg} \varphi_c} = \frac{r_3}{\sin U}, \quad (3.38)$$

откуда

$$r_c \sin U \cos U = r_3 \operatorname{tg} \varphi_c; \quad 2 \sin U \cos U r_c = 2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c;$$

$$r_c \sin 2U = 2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c;$$

$$\sin 2U = \frac{2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c}{r_c}; \quad (3.39)$$

$$U = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c}{r_c} \right). \quad (3.40)$$

Энергетический расчет зеркальной системы дает оптимальный относительный радиус отверстия приемника

$$\left( \bar{r}_o \right)_{opt} = \left( \frac{r_o}{r_3} \right)_{opt}.$$

Размер отверстия

$$r_0 = (r_o)_{onm} = (\bar{r}_o)_{onm} r_3. \quad (3.41)$$

Изображение Солнца с радиусом  $r_c$  в фокальной плоскости зеркала должно попасть внутрь приемника. Поэтому  $r_c < r_0$  (см. рис. 3.6). Величину  $r_c$  принимают конструктивно, ориентируясь на  $r_0$ .

Фокусное расстояние зеркала  $F$  вычисляют по формуле (3.38). Радиус кривизны зеркала  $R = 2F$ .

Расчет двухзеркальной системы Кассегрена целесообразно выполнять двумя приближениями. В первом – следует рассчитать однозеркальную систему по изложенной выше методике. Затем начертить двухзеркальную систему Кассегрена, найти из чертежа эквивалентное фокусное расстояние  $F'$  и скорректировать геометрические размеры: радиус главного зеркала  $r_3$  увеличить для компенсации его затенения вторичным зеркалом при сохранении радиуса кривизны  $R$ ,  $r_0$  и  $r_c$  увеличить пропорционально  $F'$ . Так как система имеет два зеркала, то при расчете  $\eta_z, \eta_{zn}$  нужно несколько уменьшить  $\alpha$  ( $\alpha = \alpha_1 \alpha_2$ ) и  $h$  по сравнению с однозеркальной системой.

Если КА находится не на орбите вокруг Земли, то изменяется величина угла  $\varphi_c$ . Этот угол зависит от расстояния КА от Солнца и может быть найден из простого геометрического построения (рис. 3.12). Очевидно, что радиус Солнца

$$R_c = L_3 \operatorname{tg} \varphi_{c3} = L \operatorname{tg} \varphi_c,$$

где  $L$  – расстояние КА от Солнца;

$L_3$  – расстояние Земли от Солнца (1 а.е.).

Тогда

$$\operatorname{tg} \varphi_c = \frac{L_3}{L} \operatorname{tg} \varphi_{c3}. \quad (3.42)$$

Если  $\varphi_{c3} = 16'$ , а  $L$  – в астрономических единицах, то

$$\operatorname{tg} \varphi_c = \frac{0,0046}{L}. \quad (3.43)$$

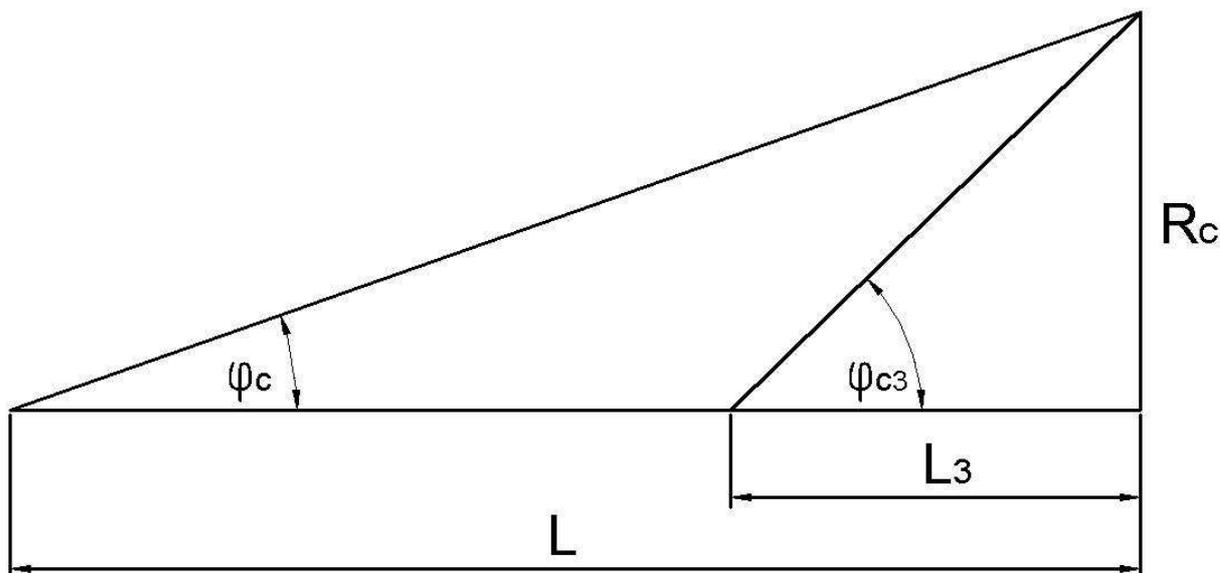


Рис. 3.12. Схема пересчета угла  $\varphi_c$  в зависимости от расстояния КА от Солнца

### 3.4. Плоский солнечный коллектор

Для преобразования лучистой энергии Солнца в тепло без концентрации используют плоский солнечный коллектор. Он представляет собой плоский черненный ящик, освещаемый Солнцем. Такая черненная поверхность без отвода тепла, находящаяся в тепловом равновесии с окружающим космическим пространством, на орбите Земли может быть нагрета солнечным излучением до  $120^{\circ}\text{C}$  и выше.

На рис. 3.13 показан плоский солнечный коллектор, внутри которого помещен змеевик с жидким теплоносителем, который нагревается солнечной радиацией. Внутри коллектора могут быть помещены, например, термоэлектрические генераторы, преобразующие солнечное тепло в электрический ток, и другие устройства.

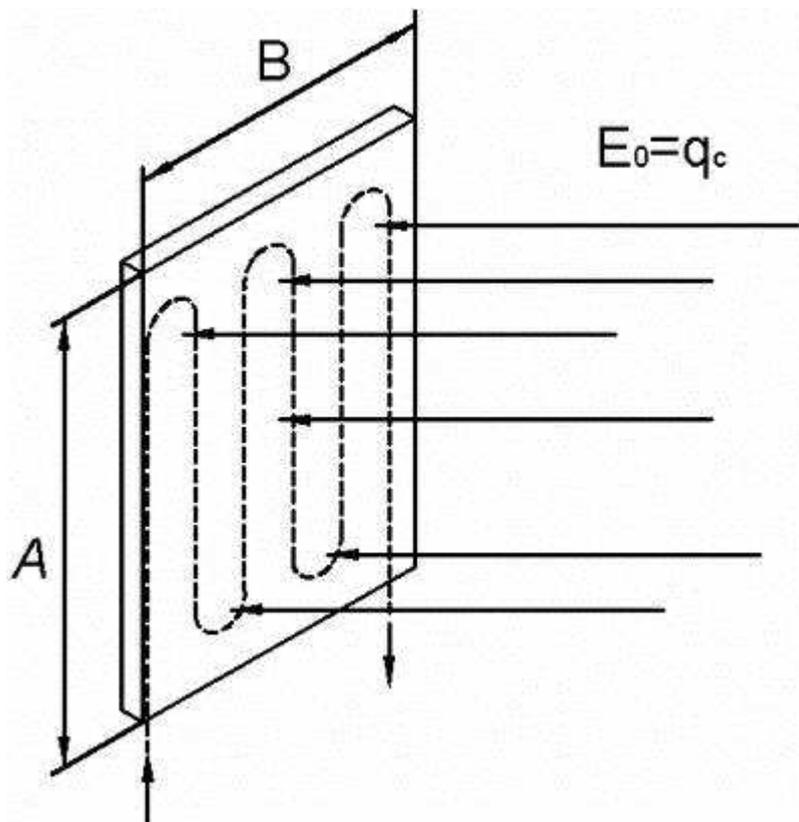


Рис. 3.13. Схема плоского солнечного коллектора

Основные параметры плоского солнечного коллектора могут быть рассчитаны с помощью уравнения теплового баланса, записанного для условий нагрева и охлаждения коллектора. Для условий космического пространства это уравнение принимает вид

$$N_m = \frac{A N_{эл}}{n \prod_{i=1} \eta_i} = F \cos \varphi E_0 a - \varepsilon \sigma_0 T^4 F_u. \quad (3.44)$$

Выражение (3.44) аналогично уравнению теплового баланса солнечного концентратора.

Здесь

$N_T$  – тепловая мощность, которую должен обеспечить плоский солнечный коллектор;

$F$  – площадь солнечного коллектора. В случае прямоугольного коллектора (см. рис. 3.13)  $F = A B$ , м<sup>2</sup>;

$\varphi$  – угол между нормалью к поверхности коллектора и направлением на Солнце (рис. 3.14);

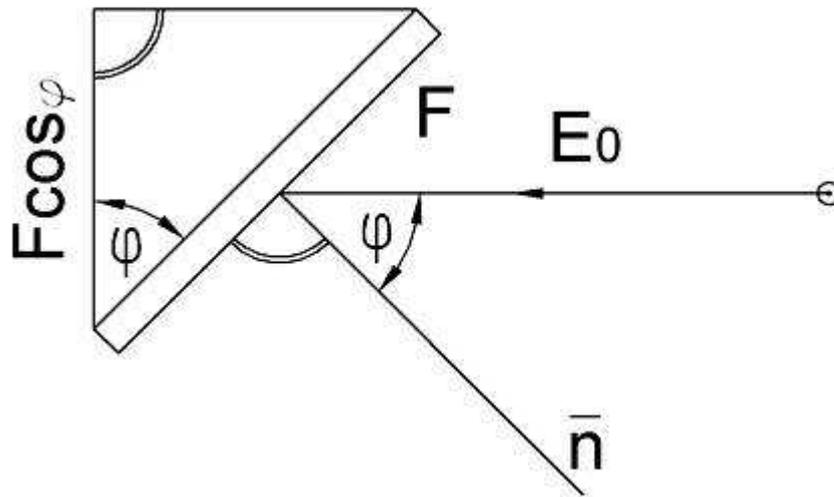


Рис. 3.14. Схема освещения плоского солнечного коллектора

$E_0$  – солнечная постоянная на орбите;  
 $a$  – эффективная поглощательная способность поверхности коллектора;  
 $\varepsilon$  – эффективная излучательная способность поверхности коллектора;

$\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;

$T$  – температура коллектора, К;

$F_u$  – поверхность солнечного коллектора, излучающая тепло. Если излучение одностороннее (например, коллектор представляет собой часть обшивки КА), то  $F_u = F$ . Если излучение двухстороннее (например, коллектор в виде свободной панели в пространстве), то  $F_u = 2F$  (толщиной коллектора пренебрегли).

Уравнение (3.44) позволяет рассчитать необходимую поверхность плоского солнечного коллектора для получения заданной тепловой мощности  $N_T$  системы преобразования энергии или терморегулирования при известной температуре  $T$ .

При двухстороннем излучении

$$N_m = F \cos \varphi E_0 a - \varepsilon \sigma_0 T^4 2F = F (E_0 a \cos \varphi - 2\varepsilon \sigma_0 T^4),$$

$$F = \frac{N_m}{E_0 a \cos \varphi - 2\varepsilon \sigma_0 T^4}, \quad \text{м}^2. \quad (3.45)$$

В этом режиме плоский солнечный коллектор работает как источник тепла.

Температуры коллектора и теплоносителя, который прокачивается по нему, из уравнения (3.44) равны

$$T = \sqrt[4]{\frac{F \cos \varphi E_0 a - N_m}{\varepsilon \sigma_0 F_u}}, \quad \text{К}. \quad (3.46)$$

В этом режиме плоский солнечный коллектор работает как терморегулятор.

Из выражений (3.45) и (3.46) видно, что компактный плоский солнечный коллектор, гарантирующий относительно высокую температуру  $T$ , можно получить, если  $a > \varepsilon$ . Такое соотношение обеспечивается специальными селективными (избирательными) покрытиями, наносимыми на поверхность коллектора. Все эти покрытия должны обеспечить парниковый эффект при облучении коллектора Солнцем, т.е. свободно пропускать коротковолновое солнечное излучение и задерживать длинноволновое тепловое излучение. Такими свойствами обладают:

- шероховатые металлические поверхности с диффузным отражением;
- теплопроводные поверхности, покрытые черными матовыми окислами и лаками;

### **3.3. Системы приема лучистой энергии Солнца. Солнечные концентраторы**

При эксплуатации космических аппаратов вблизи Солнца целесообразно для выработки электроэнергии использовать лучистую энергию Солнца, плотность которой на орбите Земли равна в среднем  $E_0 = q_c = 1360 \text{ Вт/м}^2$ .

В табл. 3.2. приведены основные параметры условий вокруг планет Солнечной системы и величины солнечной постоянной  $E_0 = q_c$

**Таблица 3.2**  
Значения солнечной постоянной на орбитах планет  
Солнечной системы

Но- мер п/п	Планета	Расстояние от Солнца		Диаметр планеты, $10^3 \text{ км}$	Средняя температура излучения, С	Солнечная постоянная $E_0 = q_c, \frac{\text{кВт}}{\text{м}^2}$
		$d_e$	$10^6 \text{ км}$			
1.	Меркурий	0,39	58	4,84	+172	9.25
2.	Венера	0,72	108	12,4	+53	2,73
3.	Земля	1,0	149	12,76	-25	1,4
4.	Луна	1,0	149	3,476	+7	1,4
5.	Марс	1,52	226	6.8	-49	0.61
6.	Юпитер	5.2	793	143,64	-152	0.052

7.	Сатурн	9,5	1420	120,5	-183	0,0154
8.	Уран	19,2	2880	53,4	-215	0,0035
9.	Нептун	30	4500	49.6	-221	0,0014
10.	Плутон	39.5	5840	13,0	-229	0,0007

Лучистую энергию Солнца можно использовать без концентрации (солнечные батареи, плоские солнечные коллекторы) и с концентрацией с помощью линзовых и зеркальных систем. Солнечные концентраторы, сосредотачивая лучистую энергию Солнца на малой площади, позволяют повысить температуру в солнечном пятне до 4000 °С и выше.

Коэффициент концентрации достигает величины  $n = \frac{E_n}{E_0} =$

80...2000. Удельный вес систем концентрации энергии находится

в пределах  $\gamma = \frac{m}{F_3} = 0,5...5 \text{ кг/м}^2$ , где  $m$  – масса системы,  $F_3$  –

площадь главного зеркала. Удельная мощность таких систем равна  $N_{уд} = 0,1...0,4 \text{ кВт/кг}$ .

Наиболее часто используют зеркальные параболические и сферические системы, так как они просты по конструкции и малы по габаритам и массе. Основные типы зеркальных концентраторов лучистой энергии Солнца показаны на рис. 3.5, где

а) однозеркальный концентратор; б) двухзеркальный концентратор типа Кассегрена; в) зеркало Френеля; г) складывающееся зеркало; д) фасеточное зеркало; е) сферическое надувное зеркало; ж) концентрация света с помощью плоских зеркал; з) фокон (фокусирующий конус); и) фоклин (фокусирующий клин); к) многозеркальная модульная система. Наиболее простой концентратор – однозеркальный (см рис. 3.5), концентрирующий лучистую энергию в главном фокусе  $F$ . Параболоидное зеркало собирает параллельный пучок света в точку  $F$ . При относительных фокусных расстояниях  $F_3/D_3 > 10$  главное зеркало может быть сферическим. Длиннофокусные зеркала используют, когда нужно в фокальной плоскости получить большое изображение Солнца. Это необходимо при большой тепловой мощности преобразователя энергии, когда ожидается приемник лучистой энергии больших размеров.

Для сокращения длины зеркальной системы используют двухзеркальные концентраторы. Наиболее простая — система Кассегрена (см. рис. 3.5, б), состоящая из главного вогнутого и

вторичного                      выпуклого                      зеркала,                      диаметр  
 которого

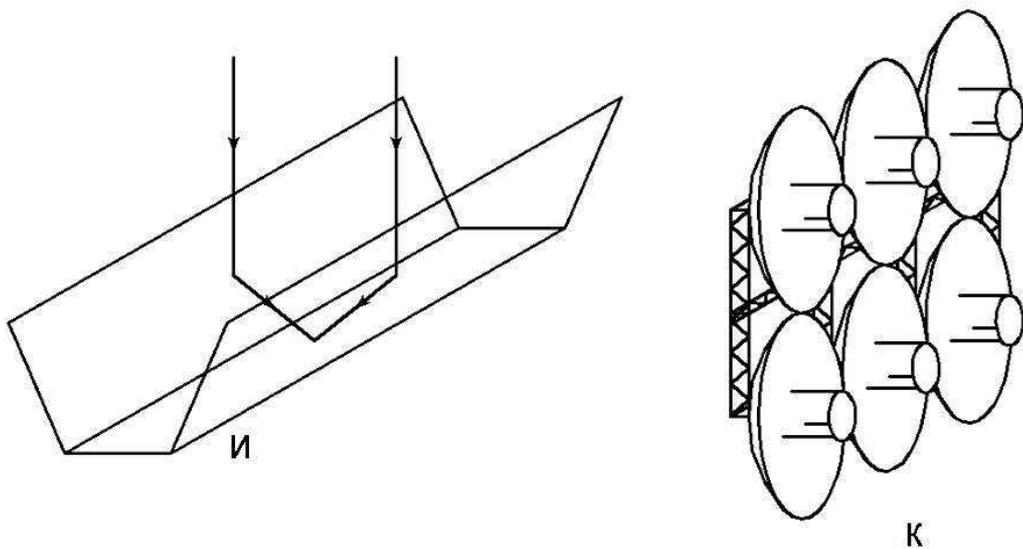
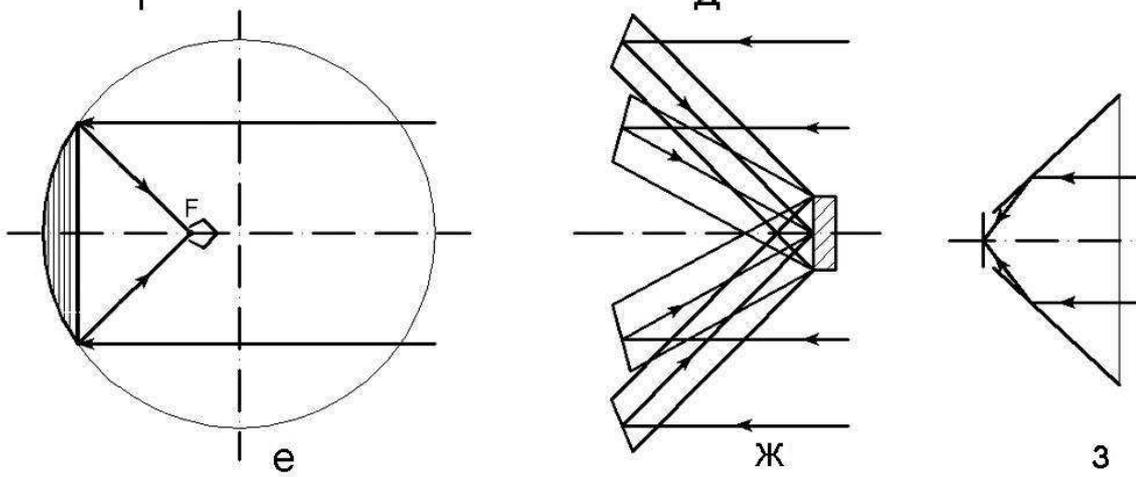
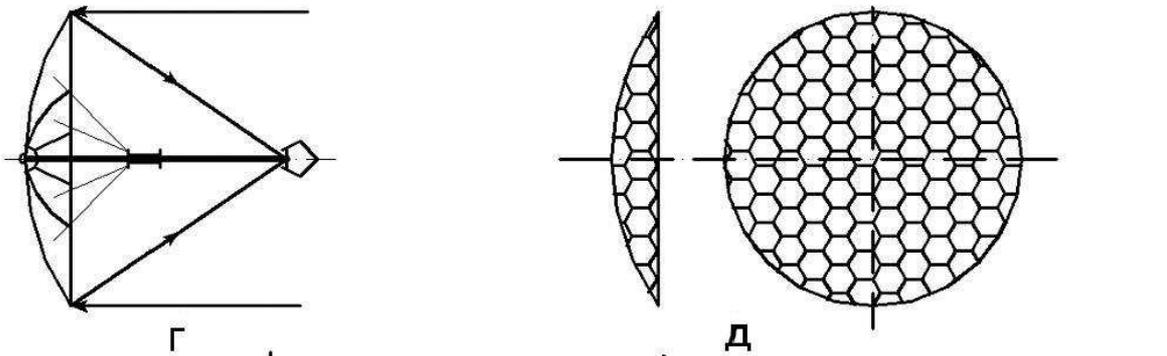
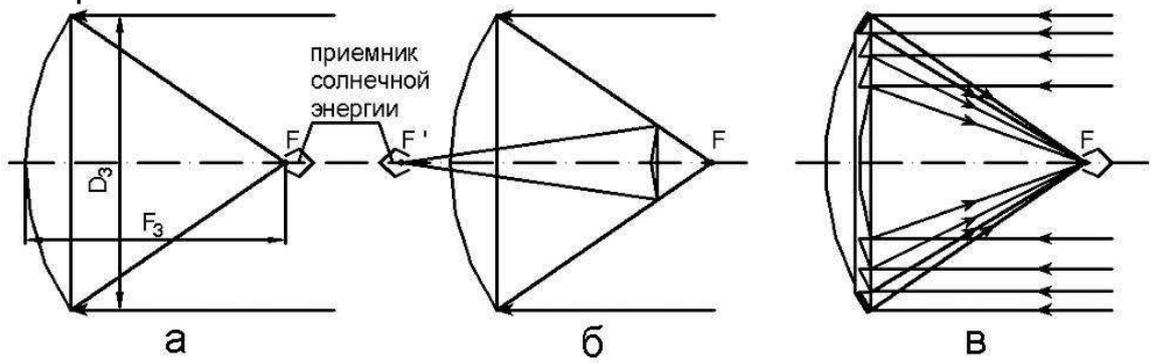


Рис.3.5. Основные типы концентраторов света

принимают в пределах 0,2...0,3 от диаметра главного зеркала.

Вторичное фокусное расстояние  $F' > F$  главного зеркала. Возможны концентраторы с числом зеркал, превышающим два. Недостатки системы — затемнение падающего светового потока вторичными зеркалами, что увеличивает эффективный диаметр главного зеркала, а также ухудшение качества изображения Солнца из-за вторичных зеркал и кольцевой формы светового потока. Зеркало Френеля (см. рис. 3.5, в) позволяет организовать концентратор в плоскости.

Если диаметр зеркала большой (выше 10 м) и возникают проблемы с выводом его на орбиту, то зеркало выполняют складывающимся (см. рис. 3.5, г). Недостаток такой системы — неточность установки лепестков зеркала при раскрытии, в результате чего степень концентрации света падает.

На рис. 3.5, д показано фасеточное зеркало, параболическая поверхность которого покрыта плоскими зеркалами, направляющими свет на приемник энергии. Разновидностью этой системы можно считать систему плоских зеркал (см. рис. 3.5, ж).

Для выработки больших мощностей энергии на орбите возможны многозеркальные системы (см. рис. 3.5, к), собираемые в космосе. Для создания небольших концентраций света используют фокусирующие конусы (см. рис. 3.5, з, фоконы) и фокусирующие клинья (см. рис. 3.5, и, фоклины), представляющие собой систему плоских зеркал. Очевидно, что степень концентрации в этом случае равна количеству плоских зеркал.

### **3.3.1. Энергетический расчет солнечного концентратора**

На рис. 3.6 показан ход лучей в сферическом зеркале радиусом  $R$  и принцип построения графика распределения плотности лучистой энергии Солнца в фокальной плоскости зеркала Н–Н.

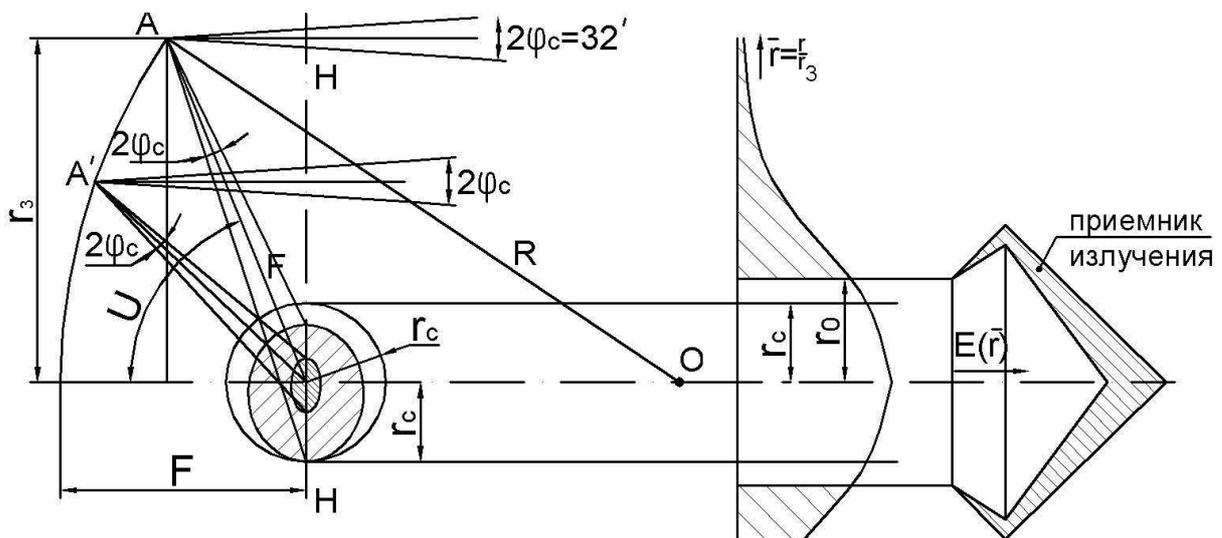


Рис. 3.6. График распределения плотности лучистой энергии Солнца в фокальной плоскости зеркального концентратора и его построение:

$R$  – радиус кривизны сферического зеркала;  $F$  – фокусное расстояние зеркала;  $r_3$  – радиус зеркала;  $H-H$  – фокальная плоскость;  $r_c$  – радиус изображения Солнца;  $r_0$  – радиус отверстия в приемнике излучения;  $2\varphi_c$  – угол, под которым виден диск Солнца из точки нахождения летательного аппарата;  $U$  – угол, под которым виден радиус зеркала из фокальной точки;  $r$  – текущий радиус зеркала

Конус лучей с углом при вершине  $2\varphi_c$  падает от диска Солнца в точку  $A$  на краю зеркала. Для орбиты Земли  $2\varphi_c = 32'$ . Конус лучей отражается от поверхности зеркала и попадает в фокальную плоскость  $H-H$ , где в результате ее пересечения с конусом лучей получается эллиптическое световое пятно. Вся совокупность точек  $A$  на периферии зеркала дает в фокальной плоскости круглое световое пятно радиусом  $r_c$  – изображение диска солнца.

Переходя к точкам  $A'$ , расположенным ближе к оси зеркала, получаем аналогичным образом в фокальной плоскости световое круглое пятно меньшего радиуса, наложенное на предыдущее световое пятно.

Суммируя световые пятна в фокальной плоскости, отраженные всей поверхностью зеркала, получаем круглое световое пятно, в котором плотность энергии будет наибольшей на оси зеркала и наименьшей – на периферии пятна. Качественно характер плотности энергии в пятне в зависимости

от безразмерного радиуса  $\bar{r} = \frac{r}{r_3}$ , т.е. график  $E(\bar{r}) = E(\bar{r}) \left( \frac{r}{r_3} \right)$

показан на рис. 3.6.

Зеркало рисует изображение Солнца по всей фокальной плоскости с помощью лучей всех длин волн и рассеянного света, но при  $r < r_c$  плотность энергии высокая, а при  $r > r_c$  – низкая. График  $E = E(\bar{r})$  можно качественно описать экспоненциальным уравнением

$$E(\bar{r}) = E_{max} \ell^{-c\bar{r}^2}, \text{ Вт/м}^2, \quad (3.20)$$

где

$$E_{max} = 8,36 \cdot 10^3 E_0 A h^2 \cdot \alpha, \text{ Вт/м}^2; \quad (3.21)$$

$E_0 = q_c$  – солнечная постоянная на орбите;

$$A = \frac{\pi}{3} \left[ (2 - \cos U) \cos \frac{U}{2} - 1 \right] \approx \frac{\pi}{8} \sin^2 U. \quad (3.22)$$

В предварительных расчетах можно задавать угол  $U$  в пределах  $20 \dots 40^\circ$ . Чем больше относительное фокусное расстояние зеркала, тем меньше угол  $U$ ;

$h = 2 \dots 4$  – мера точности зеркала, опытная величина, выражает макронеточности зеркала – неточность радиуса сферы, коробление и т.д. Чем точнее зеркало, тем выше  $h$ ;

$\alpha = 0,95 \dots 0,98$  – коэффициент отражения рабочей поверхности зеркала, выражает микронеточности отражающего слоя зеркала;

$$C = 3,283 \cdot 10^3 \cdot h^2 \sin^2 U - \quad (3.23)$$

коэффициент, учитывающий точность изготовления зеркала.

Качественное влияние величины  $h$  на график  $E = E(\bar{r})$  показано на рис. 3.7.

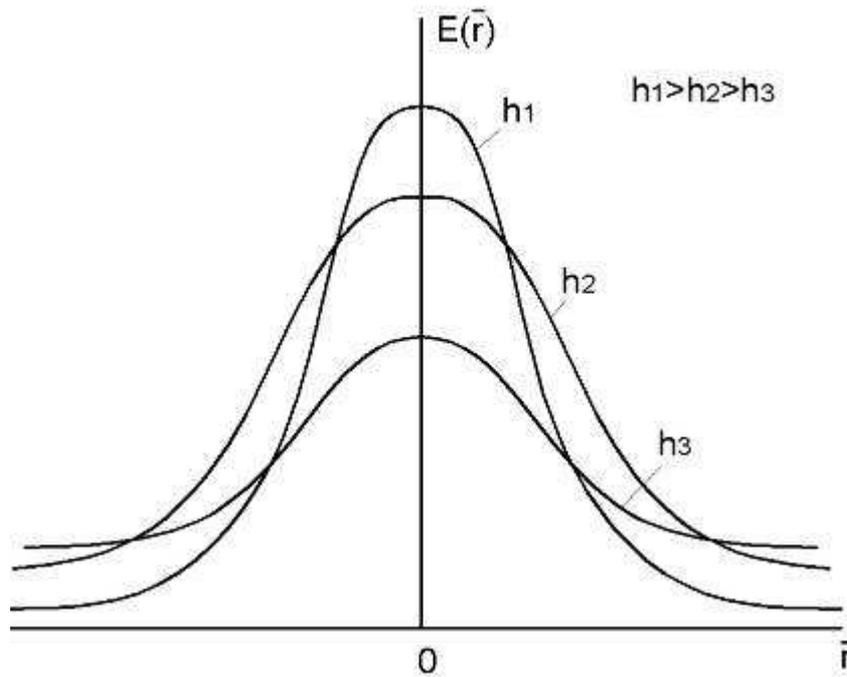


Рис. 3.7. Влияние  $h$  на график  $E = E(\bar{r})$

Энергетический расчет зеркальной системы заключается в определении основных энергетических потоков, собираемых зеркалом в фокальной плоскости, в приемнике лучистой энергии, в оценке КПД зеркальной системы.

Тепловая мощность, кВт, прямой солнечной радиации, падающая на поверхность концентратора:

$$N_c = \pi r_3^2 E_0. \quad (3.24)$$

Тепловая мощность, кВт/м<sup>2</sup>, отраженная концентратором и собранная в фокальной плоскости:

$$N_{omp} = 2\pi \int_0^{\infty} E(\bar{r}) \bar{r} d\bar{r} = 2\pi \int_0^{\infty} E_{max} e^{-c\bar{r}^2} \bar{r} d\bar{r} = \frac{\pi E_{max}}{c}. \quad (3.25)$$

Тепловая мощность, кВт/м<sup>2</sup>, попавшая в приемник лучистой энергии:

$$\begin{aligned} N_n &= 2\pi \int_0^{\bar{r}_0} E(\bar{r}) \bar{r} d\bar{r} = 2\pi \int_0^{\bar{r}_0} E_{max} e^{-c\bar{r}^2} \bar{r} d\bar{r} = \\ &= \frac{\pi E_{max}}{c} (1 - e^{-c\bar{r}_0^2}), \end{aligned} \quad (3.26)$$

где  $\bar{r}_0 = \frac{r_0}{r_3}$  – безразмерный радиус отверстия приемника.

Под геометрическим КПД зеркального приемника понимают величину

$$\eta_z = \frac{N_n}{N_{omp}} = 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \quad (3.27)$$

Этот КПД показывает, какая часть энергии, собранной зеркальной системой в фокальной плоскости, попадает внутрь приемника с отверстием радиусом  $r_0$ .

Тепловая мощность  $N_n$ , попавшая в приемник, частично излучается самим горячим приемником, поэтому мощность, которую можно полезно использовать в приемнике, меньше величины  $N_n$ .

Тепловая мощность зеркального приемника, преобразуемая в другие виды энергии, может быть найдена из уравнения теплового баланса приемника:

$$N_m = \pi r_3^2 E_0 \alpha \eta_z a - \varepsilon \sigma_0 T_n^4 F_n, \quad (3.28)$$

где  $a$  – коэффициент поглощения приемника;

$\varepsilon$  – коэффициент излучения приемника (степень черноты);

$\sigma_0 = 5,68 \cdot 10^{-8}$  – коэффициент Стефана–Больцмана, Вт/м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>;

$T_n$  – температура приемника, К;

$F_n$  – излучающая поверхность приемника, м<sup>2</sup>.

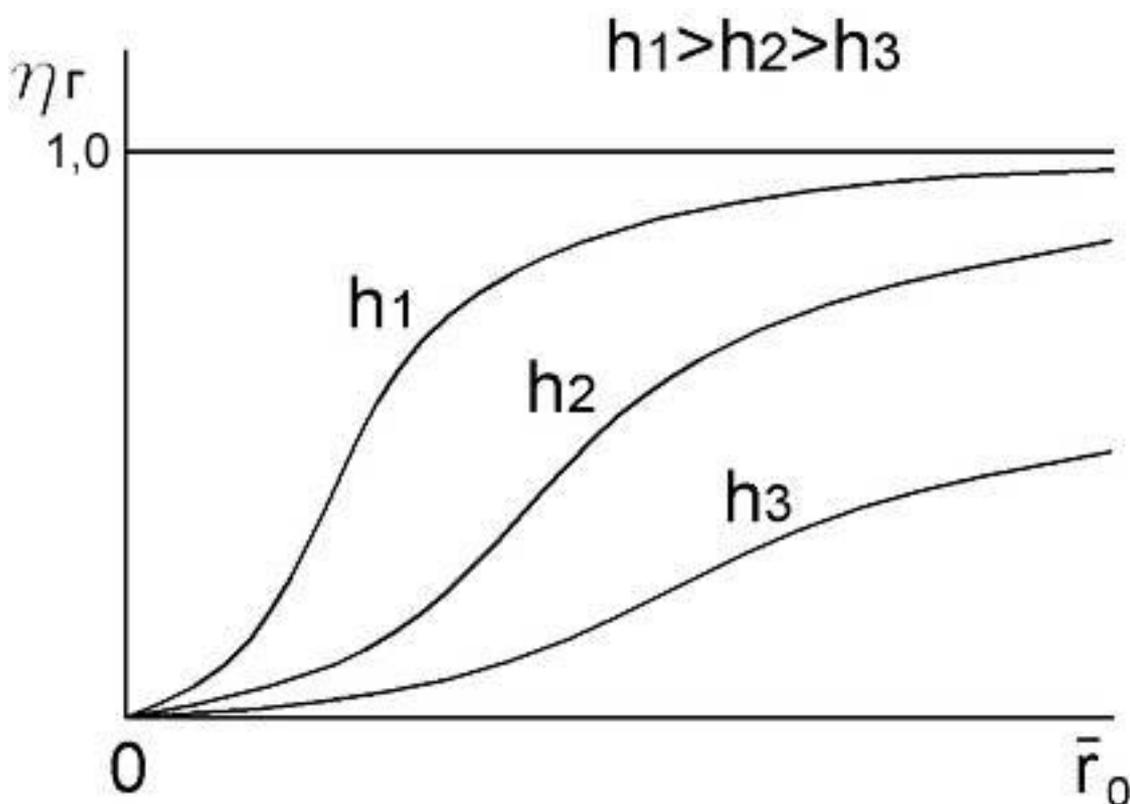


Рис. 3.8. Зависимость  $\eta_r$  от  $\bar{r}_0$  и  $h$

Под энергетическим КПД зеркального приемника понимают величину

$$\eta_{зп} = \frac{N_m}{N_c} = \alpha a \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\varepsilon\sigma_0}{E_0} T_n^4 \frac{F_n}{\pi r_3^2}. \quad (3.29)$$

Если приемник лучистой энергии плоский, то  $F_{\Pi} = \pi r_0^2$  и

$$\eta_{зп} = \alpha a \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\varepsilon\sigma_0}{E_0} T_n^4 \bar{r}_0^2. \quad (3.30)$$

Графически выражение  $\eta_{зп}$  показано на рис. 3.9.

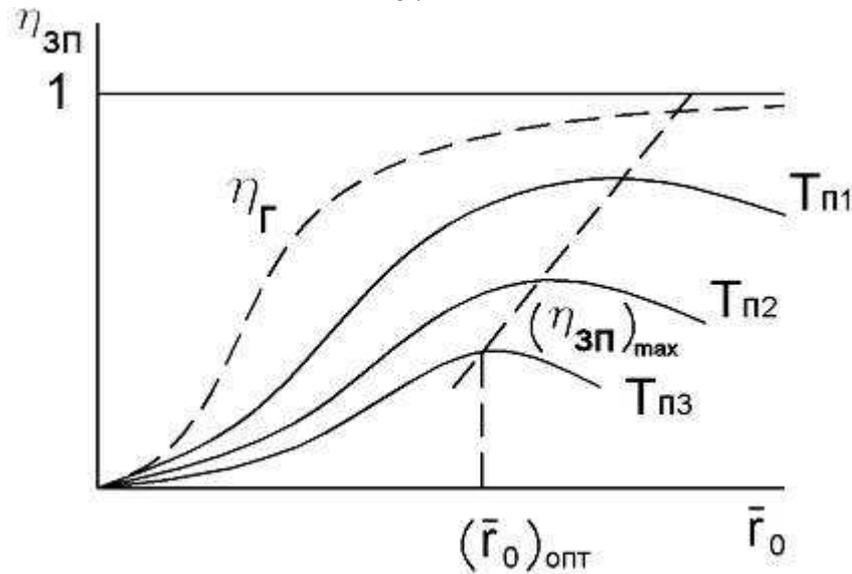


Рис. 3.9. Зависимость  $\eta_{зп}$  от  $\bar{r}_0$  и  $T_{\Pi}$

Из рис. 3.9 видно, что имеет место экстремальное значение величины  $\eta_{зп}$  при росте  $\bar{r}_0$ .

Действительно, при малых  $\bar{r}_0$   $\eta_{зп}$  невысок, так как незначительное количество света попадает в приемник. При больших  $\bar{r}_0$  много тепла излучается самим приемником и  $\eta_{зп}$  также мал. Имеется  $(\bar{r}_0)_{\text{опт}}$ , при котором  $\eta_{зп}$  принимает максимальное значение. Поиск  $(\bar{r}_0)_{\text{опт}}$  и есть цель оптимизации зеркальной системы.

С ростом температуры приемника  $T_{\Pi}$  снижается  $\eta_{зп}$ , так как много тепла излучается самим приемником.

Температура  $T_{\Pi}$  обычно задается преобразователем тепла в электричество, помещенным в приемник. Но эту температуру необходимо проверить по уравнению теплового баланса

приемника, т.е. убедиться, способна ли зеркальная система обеспечить температуру  $T_n$ :

$$N_m = \frac{A \cdot N_{эл}}{\eta_t \eta_{zn} \prod_{i=1}^n \eta_i} = \pi r_3^2 E_0 \alpha a \eta_2 - \varepsilon \sigma_0 T_n^4 F_n, \quad (3.31)$$

откуда

$$T_n = \sqrt[4]{\frac{\pi r_3^2 E_0 \alpha a \eta_2 - N_m}{\varepsilon \sigma_0 F_n}}. \quad (3.32)$$

Поверхность приемника  $F_n$  обычно оценивается из чертежа, который нужно выполнять параллельно с расчетом.

Для размещения в приемнике преобразователей энергии, теплообменников приходится приемники выполнять объемными в виде конусов, сфер, пирамид, цилиндров с отверстием.

Энергетический КПД объемного приемника солнечного излучения можно также рассчитывать по формуле (3.30), но использовать интегральные поглотательную и излучательную способности приемника  $\bar{a}$  и  $\bar{\varepsilon}$ , при условиях, что:

- отражение и излучение внутренних стенок приемника диффузное;
- падающее внутрь излучение распределено равномерно;
- температура внутренних стенок приемника постоянная,

величины  $\bar{a}$  и  $\bar{\varepsilon}$  рассчитываются по следующим уравнениям:

$$\bar{a} = \frac{a_w}{1 - (1 - a_w)(1 - \varphi)}, \quad (3.33)$$

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_w \varphi}{1 - (1 - \varepsilon_w)(1 - \varphi)}, \quad (3.34)$$

где  $a_w$  – эффективная поглотательная способность внутренней стенки приемника;

$\varepsilon_w$  – эффективная излучательная способность внутренней стенки приемника;

$\varphi$  – средний угловой коэффициент для обмена энергией между стенками полости и отверстием приемника.

Если приемник сферический, то  $\varphi = \frac{F_0}{F_n} = \bar{F}_0$ , т.е.  $\varphi$  равен относительной площади отверстия приемника. При небольших по

площади отверстия приемника, когда  $\bar{F}_0 \sim < 0,02$ , соотношение  $\varphi \approx \bar{F}_0$  справедливо для любой формы приемника. Если  $\bar{F}_0$  больше указанного диапазона, то  $\varphi$  можно принимать по графику рис. 3.10 в зависимости от  $\bar{F}_0$  и формы приемника.

Полагая  $\varepsilon_w = a_w = \varepsilon$ ;  $\varphi = \frac{F_0}{F_n}$ ;  $F_0 = \pi r_0^2$   $\bar{\varepsilon} = \bar{a} \varphi$  (см.

формулы (3.33), (3.34)), уравнение (3.30) для объемного приемника можно преобразовать следующим образом:

$$\eta_{zn} = \bar{a} \left[ \alpha \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\sigma_0}{E_0} T_n^4 \frac{F_n}{\pi r_3^2} \varphi \right];$$

$$\eta_{zn} = \frac{\varepsilon}{1 - (1 - \varepsilon)(1 - \varphi)} \left[ \alpha \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\sigma_0}{E_0} T_n^4 \frac{F_n}{\pi r_3^2} \frac{\pi r_0^2}{F_n} \right];$$

$$\eta_{zn} = \frac{\varepsilon}{1 - (1 - \varepsilon)(1 - \varphi)} \left[ \alpha \left( 1 - \ell^{-c\bar{r}_0^2} \right) - \frac{\sigma_0}{E_0} T_n^4 \bar{r}_0^2 \right]. \quad (3.35)$$

Сравнивая уравнения (3.35) и (3.31), приходим к выводу, что для объемного приемника  $\eta_{zn} = \bar{a} \eta_{zn}^0$ , где  $\eta_{zn}^0$  – КПД плоского приемника при  $\varepsilon_w = a_w = 1$ .

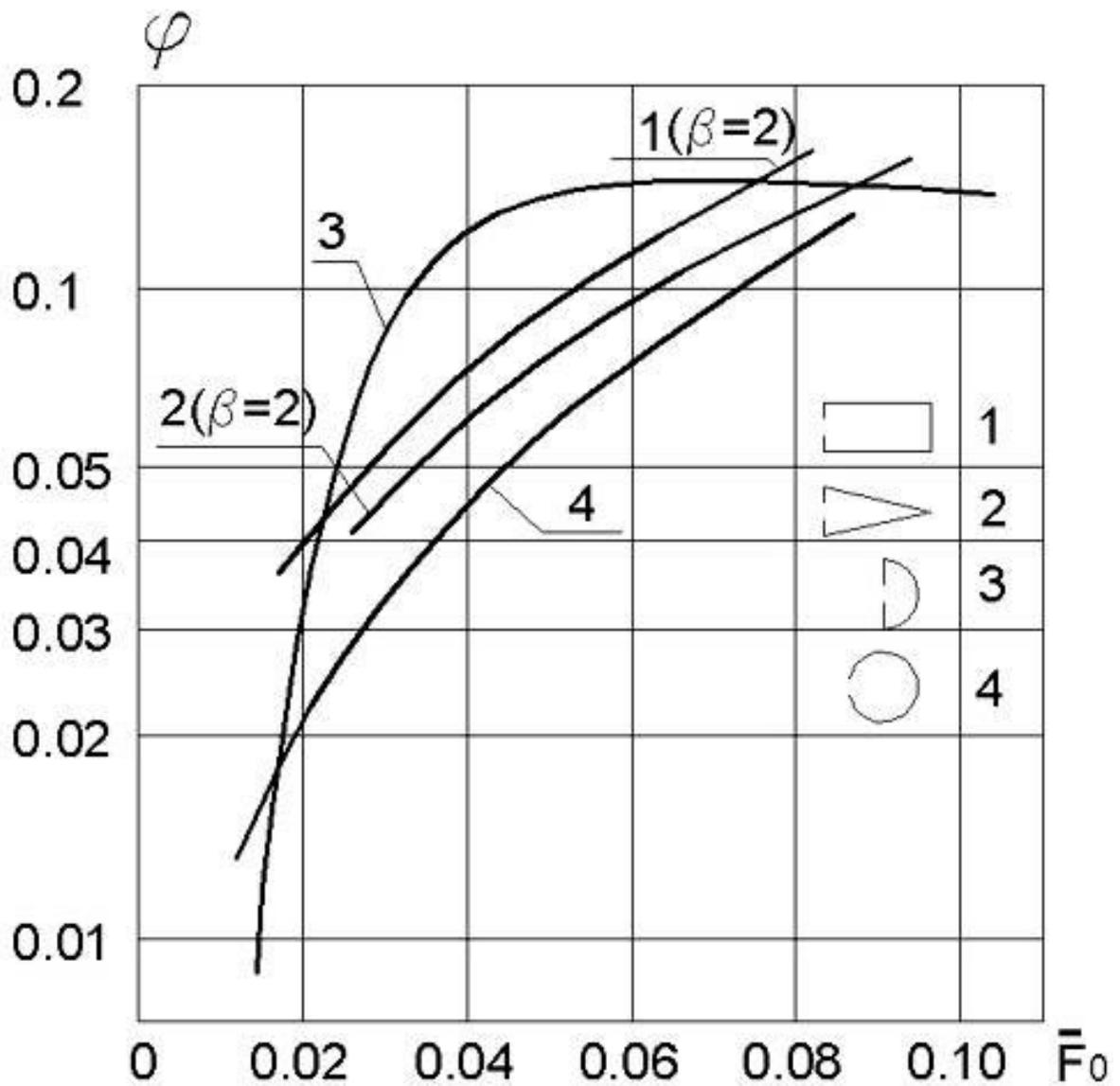


Рис. 3.10. Зависимость углового коэффициента  $\varphi$  от относительной площади отверстия приемника  $\bar{F}_0$  и формы приемника:  
 $\beta$  – отношение длины полости к радиусу отверстия  $r_0$

График выражения (3.35) аналогичен рис. 3.9. Оптимизация параметров объемного приемника также заключается в нахождении  $(\bar{r}_0)_{\text{опт}}$  при  $(\eta_{\text{зп}})_{\text{max}}$  и фиксированной температуре приемника  $T_{\text{п}}$ . При оптимизации обычно задают  $\bar{r}_0 = 0,02 \dots 0,08$ ;  $\bar{F}_0 = 0,02 \dots 0,08$ ;  $h = 2 \dots 4$ ;  $\alpha = 0,9 \dots 0,95$ ;  $U = 20^0 \dots 40^0$ ;  $\varepsilon = 0,5 \dots 0,8$  (в зависимости от материала стенок и его состояния).

### 3.3.2. Геометрический расчет солнечного концентратора

Геометрический расчет солнечного концентратора заключается в определении геометрических параметров зеркал: диаметры зеркал, радиусы кривизны поверхностей зеркал, фокусные расстояния, размеры приемников лучистой энергии и др. Эти параметры должны обеспечить нужную тепловую мощность, температуру преобразователя энергии, размещение преобразователя.

Уравнение энергетического баланса (3.28) позволяет определить радиус главного зеркала  $r_3$ , необходимый для обеспечения тепловой мощности преобразователя:

$$N_m = \frac{A N_{эл}}{n} = \frac{\pi r_3^2 E_0 \alpha \bar{a} \eta_2 - \bar{\epsilon} \sigma_0 T_n^4 F_n}{\eta_{zn} \prod_{i=1} \eta_i},$$

откуда

$$r_3 = \sqrt{\frac{N_m + \bar{\epsilon} \sigma_0 T_n^4 F_n}{\pi E_0 \alpha \bar{a} \cdot \eta_2}}. \quad (3.36)$$

Здесь  $N_{эл}$  – электрическая мощность, вырабатываемая преобразователем тепла в электричество (из диаграммы электропотребления бортовой аппаратуры);

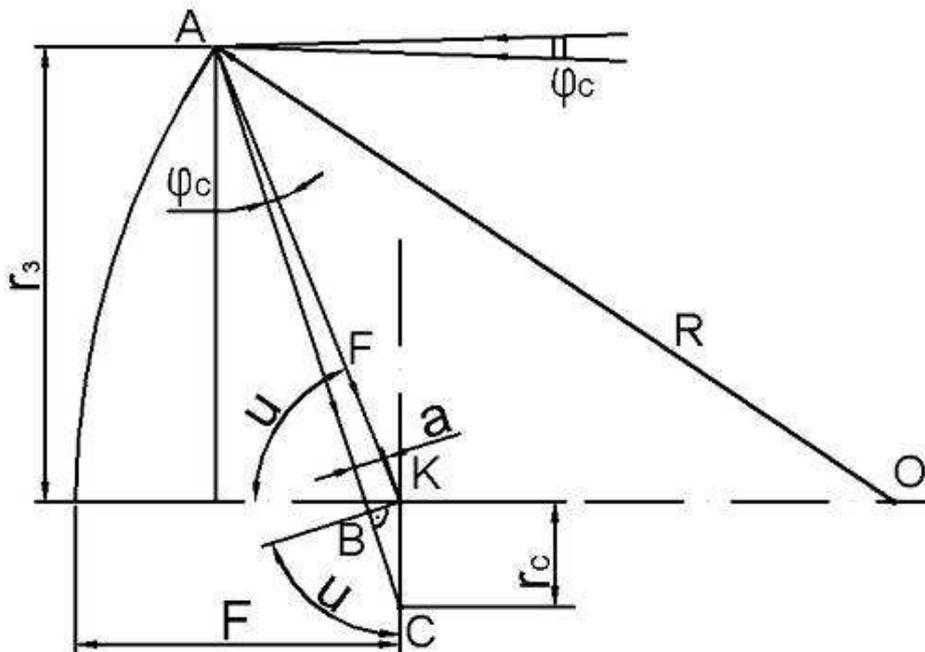


Рис. 3.11. Геометрическая схема зеркального концентратора:  $r_3$  – радиус зеркала;  $R$  – радиус кривизны зеркала;  $F$  – фокусное расстояние зеркала;  $r_c$  – радиус изображения Солнца;  $\phi_c$  – угол,

под которым виден радиус Солнца из орбиты КА;  $U$  – угол, под которым виден радиус зеркала из фокуса

$A = 1, 1, \dots, 1, 3$  – коэффициент, учитывающий потребление электроэнергии энергоустановкой;

$\eta_{зп}$  - КПД зеркального приемника (см. формулы (3.15), (3.31));

$\eta_i$  - КПД всех преобразователей, участвующих в процессе выработки электроэнергии (из структурно-функциональной схемы энергоустановки);

$\eta_r$  - геометрический КПД зеркальной системы (рассчитывается по формуле (3.28)).

Если приемник объемный, то  $\bar{\varepsilon}$  и  $\bar{a}$  находят по формулам (3.33), (3.34). Если приемник плоский, то  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_w$ ,  $\bar{a} = a_w$ .

Остальные геометрические параметры зеркальной системы получают на основании рис. 3.11:

$$r_c = \frac{a}{\cos U} = \frac{F \operatorname{tg} \varphi_c}{\cos U}, \quad (3.37)$$

$$F = \frac{r_c \cos U}{\operatorname{tg} \varphi_c} = \frac{r_3}{\sin U}, \quad (3.38)$$

откуда

$$r_c \sin U \cos U = r_3 \operatorname{tg} \varphi_c; \quad 2 \sin U \cos U r_c = 2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c;$$

$$r_c \sin 2U = 2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c;$$

$$\sin 2U = \frac{2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c}{r_c}; \quad (3.39)$$

$$U = \frac{1}{2} \arcsin \left( \frac{2 r_3 \operatorname{tg} \varphi_c}{r_c} \right). \quad (3.40)$$

Энергетический расчет зеркальной системы дает оптимальный относительный радиус отверстия приемника

$$\left( \bar{r}_o \right)_{opt} = \left( \frac{r_o}{r_3} \right)_{opt}.$$

Размер отверстия

$$r_0 = (r_o)_{onm} = (\bar{r}_o)_{onm} r_3. \quad (3.41)$$

Изображение Солнца с радиусом  $r_c$  в фокальной плоскости зеркала должно попасть внутрь приемника. Поэтому  $r_c < r_0$  (см. рис. 3.6). Величину  $r_c$  принимают конструктивно, ориентируясь на  $r_0$ .

Фокусное расстояние зеркала  $F$  вычисляют по формуле (3.38). Радиус кривизны зеркала  $R = 2F$ .

Расчет двухзеркальной системы Кассегрена целесообразно выполняют двумя приближениями. В первом – следует рассчитать однозеркальную систему по изложенной выше методике. Затем начертить двухзеркальную систему Кассегрена, найти из чертежа эквивалентное фокусное расстояние  $F'$  и скорректировать геометрические размеры: радиус главного зеркала  $r_3$  увеличить для компенсации его затенения вторичным зеркалом при сохранении радиуса кривизны  $R$ ,  $r_0$  и  $r_c$  увеличить пропорционально  $F'$ . Так как система имеет два зеркала, то при расчете  $\eta_z, \eta_{zn}$  нужно несколько уменьшить  $\alpha$  ( $\alpha = \alpha_1 \alpha_2$ ) и  $h$  по сравнению с однозеркальной системой.

Если КА находится не на орбите вокруг Земли, то изменяется величина угла  $\varphi_c$ . Этот угол зависит от расстояния КА от Солнца и может быть найден из простого геометрического построения (рис. 3.12). Очевидно, что радиус Солнца

$$R_c = L_3 \operatorname{tg} \varphi_{c3} = L \operatorname{tg} \varphi_c,$$

где  $L$  – расстояние КА от Солнца;

$L_3$  – расстояние Земли от Солнца (1 а.е.).

Тогда

$$\operatorname{tg} \varphi_c = \frac{L_3}{L} \operatorname{tg} \varphi_{c3}. \quad (3.42)$$

Если  $\varphi_{c3} = 16'$ , а  $L$  – в астрономических единицах, то

$$\operatorname{tg} \varphi_c = \frac{0,0046}{L}. \quad (3.43)$$

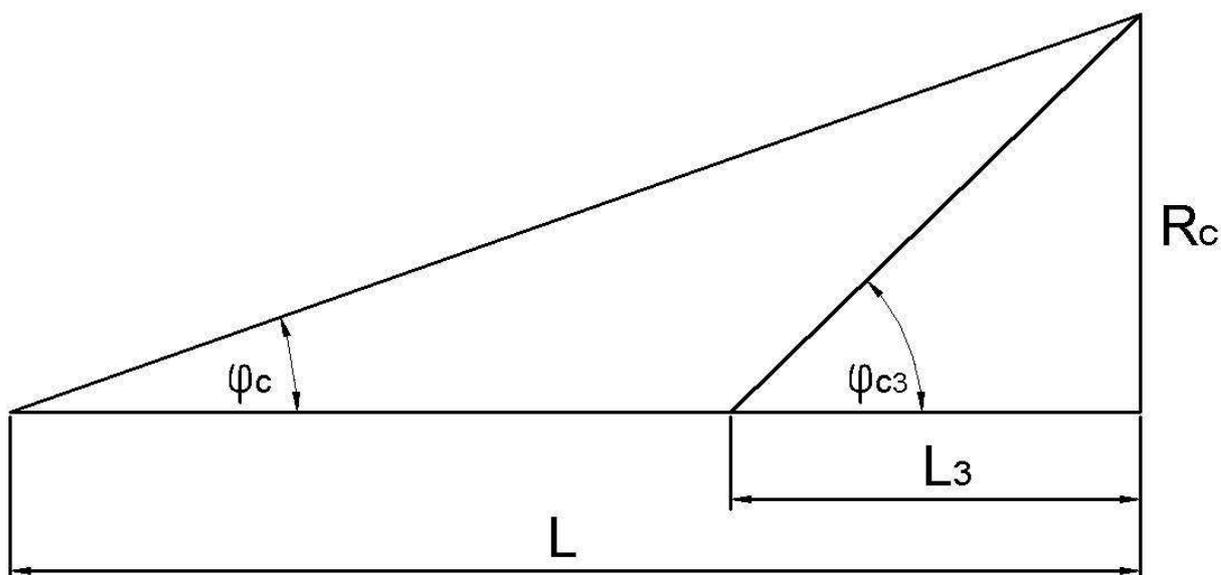


Рис. 3.12. Схема пересчета угла  $\varphi_c$  в зависимости от расстояния КА от Солнца

### **3.4. Плоский солнечный коллектор**

Для преобразования лучистой энергии Солнца в тепло без концентрации используют плоский солнечный коллектор. Он представляет собой плоский черненный ящик, освещаемый Солнцем. Такая черненная поверхность без отвода тепла, находящаяся в тепловом равновесии с окружающим космическим пространством, на орбите Земли может быть нагрета солнечным излучением до  $120^{\circ}\text{C}$  и выше.

На рис. 3.13 показан плоский солнечный коллектор, внутри которого помещен змеевик с жидким теплоносителем, который нагревается солнечной радиацией. Внутри коллектора могут быть помещены, например, термоэлектрические генераторы, преобразующие солнечное тепло в электрический ток, и другие устройства.

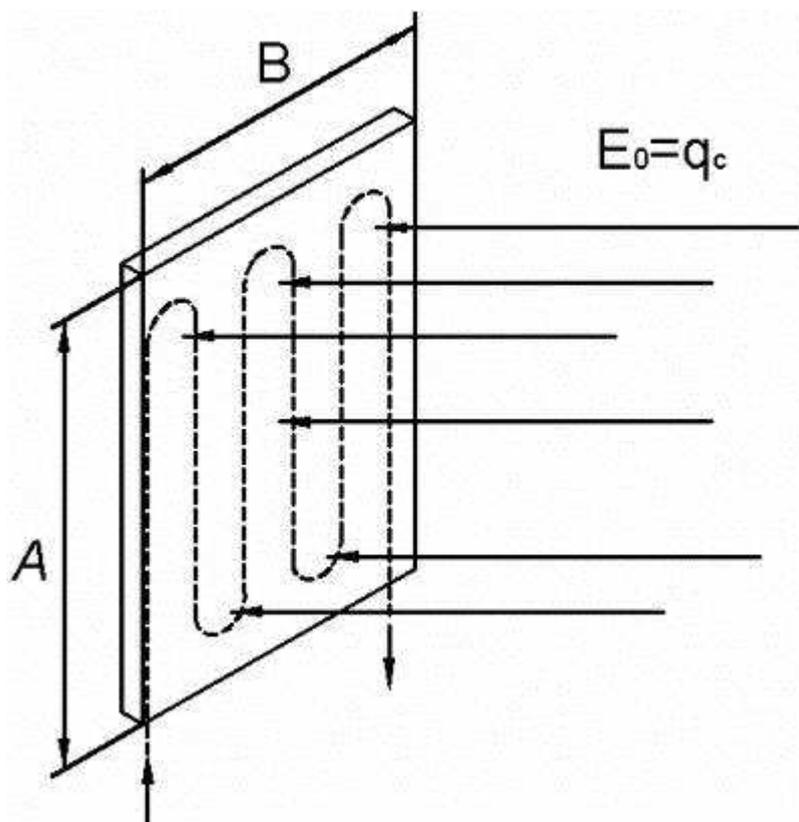


Рис. 3.13. Схема плоского солнечного коллектора

Основные параметры плоского солнечного коллектора могут быть рассчитаны с помощью уравнения теплового баланса, записанного для условий нагрева и охлаждения коллектора. Для условий космического пространства это уравнение принимает вид

$$N_m = \frac{A N_{эл}}{n \prod_{i=1} \eta_i} = F \cos \varphi E_0 a - \varepsilon \sigma_0 T^4 F_u. \quad (3.44)$$

Выражение (3.44) аналогично уравнению теплового баланса солнечного концентратора.

Здесь

$N_T$  – тепловая мощность, которую должен обеспечить плоский солнечный коллектор;

$F$  – площадь солнечного коллектора. В случае прямоугольного коллектора (см. рис. 3.13)  $F = A B$ , м<sup>2</sup>;

$\varphi$  – угол между нормалью к поверхности коллектора и направлением на Солнце (рис. 3.14);

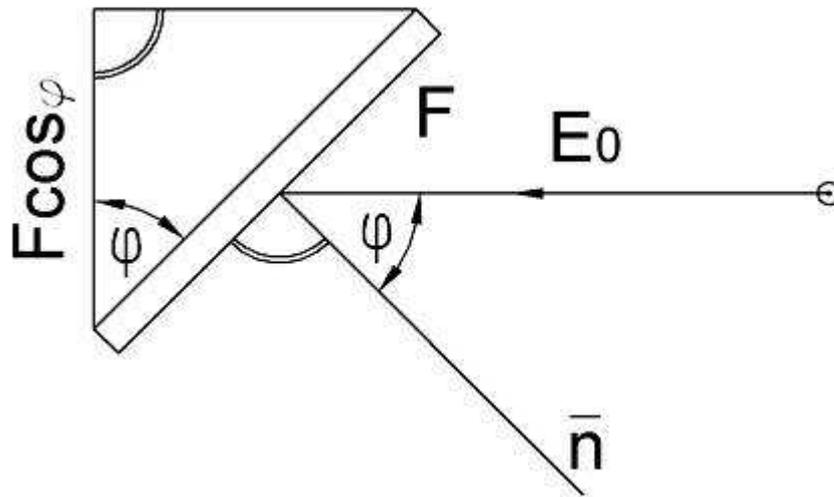


Рис. 3.14. Схема освещения плоского солнечного коллектора

$E_0$  – солнечная постоянная на орбите;  
 $a$  – эффективная поглощательная способность поверхности коллектора;  
 $\varepsilon$  – эффективная излучательная способность поверхности коллектора;

$\sigma$  – постоянная Стефана–Больцмана;

$T$  – температура коллектора, К;

$F_u$  – поверхность солнечного коллектора, излучающая тепло. Если излучение одностороннее (например, коллектор представляет собой часть обшивки КА), то  $F_u = F$ . Если излучение двухстороннее (например, коллектор в виде свободной панели в пространстве), то  $F_u = 2F$  (толщиной коллектора пренебрегли).

Уравнение (3.44) позволяет рассчитать необходимую поверхность плоского солнечного коллектора для получения заданной тепловой мощности  $N_T$  системы преобразования энергии или терморегулирования при известной температуре  $T$ .

При двухстороннем излучении

$$N_m = F \cos \varphi E_0 a - \varepsilon \sigma_0 T^4 2F = F (E_0 a \cos \varphi - 2\varepsilon \sigma_0 T^4),$$

$$F = \frac{N_m}{E_0 a \cos \varphi - 2\varepsilon \sigma_0 T^4}, \quad \text{м}^2. \quad (3.45)$$

В этом режиме плоский солнечный коллектор работает как источник тепла.

Температуры коллектора и теплоносителя, который прокачивается по нему, из уравнения (3.44) равны

$$T = \sqrt[4]{\frac{F \cos \varphi E_0 a - N_m}{\varepsilon \sigma_0 F_u}}, \quad \text{К}. \quad (3.46)$$

В этом режиме плоский солнечный коллектор работает как терморегулятор.

Из выражений (3.45) и (3.46) видно, что компактный плоский солнечный коллектор, гарантирующий относительно высокую температуру  $T$ , можно получить, если  $a > \varepsilon$ . Такое соотношение обеспечивается специальными селективными (избирательными) покрытиями, наносимыми на поверхность коллектора. Все эти покрытия должны обеспечить парниковый эффект при облучении коллектора Солнцем, т.е. свободно пропускать коротковолновое солнечное излучение и задерживать длинноволновое тепловое излучение. Такими свойствами обладают:

- шероховатые металлические поверхности с диффузным отражением;
- теплопроводные поверхности, покрытые черными матовыми окислами и лаками;

### **3.2. Радиоизотопные реакторы. Свойства радиоизотопных топлив и их выбор**

Энергетическая основа радиоизотопных топлив – это энергия связи нуклонов ядра, высвобождающаяся в процессе спонтанного радиоактивного распада неустойчивых ядер радиоактивных изотопов. Она реализуется в виде потоков  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ -излучений, которые, тормозясь в конструктивном материале капсулы с радиоактивным материалом, разогревают ее. Охлаждая капсулу теплоносителем, получают потоки горячего газа, пара или жидкости, используемые в процессах выработки электрической энергии. Возможны системы охлаждения капсул и без теплоносителя, где применяют процессы теплопроводности и излучения.

Тепловая мощность, Вт, выделяющаяся в процессе радиоактивного распада, описывается экспоненциальным соотношением

$$N_m = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (3.1)$$

где  $N_0$ , Вт - тепловая мощность, выделяемая в начале кампании при  $t = 0$ ;

$t$ , с - время эксплуатации реактора (его кампания);

$\lambda, \frac{1}{с}$  - постоянная распада для данного радиоизотопа.

Постоянную распада  $\lambda$  можно найти, используя понятие периода полураспада  $\tau$ , т.е. времени, в течение которого половина начальных ядер вещества распадается. Тогда запишем уравнение (3.1) в следующем виде:

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda\tau} \quad \text{или} \quad 2 = e^{\lambda\tau}, \quad (3.2)$$

откуда, логарифмируя (3.2), получаем

$$\ln 2 = \lambda\tau, \quad \lambda = \frac{\ln 2}{\tau} = \frac{1}{1,44 \cdot \tau}.$$

В результате выражение (3.1) примет вид

$$N_m = N_0 e^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}}, \text{ Вт}. \quad (3.3)$$

Искомая величина есть начальная мощность  $N_0$ , т.е.

$$N_0 = N_m e^{\frac{t}{1,44 \cdot \tau}}, \text{ Вт}, \quad (3.4)$$

где  $N_T$  – тепловая мощность преобразователя энергии, Вт,

$$N_m = \frac{AN_\varepsilon}{\eta_t \prod_{i=1} \eta_i}. \quad (3.5)$$

Здесь  $N_\varepsilon$  – электрическая мощность, вырабатываемая преобразователем энергии (электрическим генератором), определяемая диаграммой электропотребления летательного аппарата;

$A=1,1\dots 1,3$  – коэффициент, учитывающий потребление электрической мощности для собственных нужд электрогенератора. Чем выше мощность  $N_\varepsilon$ , тем ниже процент энергии, потребляемой самой системой электропитания;

$\eta_t$  – термический КПД преобразования энергии;

$\eta_i$  – КПД устройств, участвующих в процессе выработки электроэнергии.

Если известна величина объемного тепловыделения радиоизотопа  $q_v$ , Вт/см<sup>3</sup>, или величина массового тепловыделения  $q$ , Вт/г, то можно рассчитать массу радиоизотопа, г, которую нужно загрузить в капсулу, чтобы реактор мог выполнить задачу полета:

$$G_0 = \frac{N_0}{q} \quad \text{или} \quad G_0 = \frac{N_0}{q_v} p, \quad (3.6)$$

где  $p$  – плотность радиоизотопного горючего, г/см<sup>3</sup>.

На рис. 3.3 дано графическое изображение уравнения (3.3). Здесь площадь 1 представляет тепловую энергию излучения радиоизотопа, которая преобразуется в электрический ток или по-

требуется системой терморегулирования. Время  $t_A$  обеспечивает

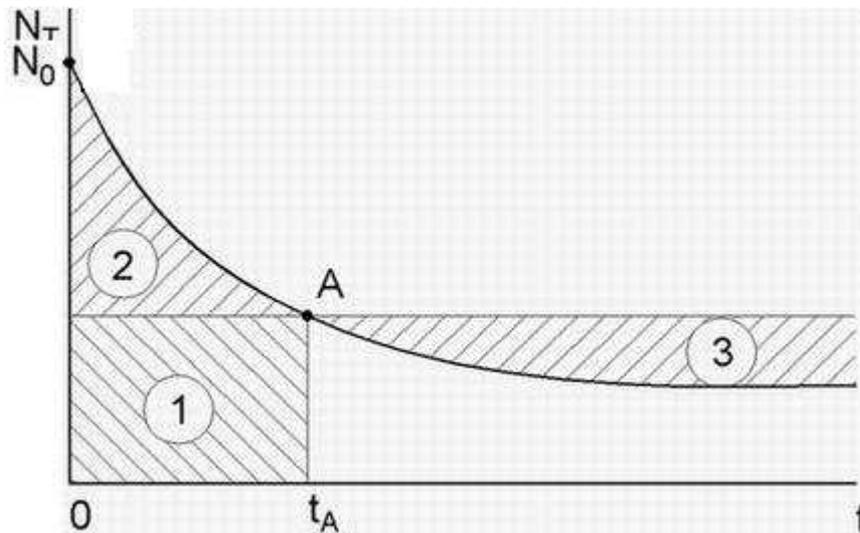


Рис. 3.3. Зависимость тепловой мощности, выделяемой при радиоактивном распаде, от времени

расчетный режим работы радиоизотопного реактора. Площадь 2 – это тепловая энергия, превышающая энергию, идущую на преобразование в электрический ток, т.е. эта энергия разогревает радиоизотопную капсулу, поэтому она должна быть отведена системой охлаждения капсулы. Эта энергия может быть утилизирована, т.е. запасена в системах аккумуляции тепла, работающих на принципе термохимических реакций. Она может подпитывать основные системы преобразования энергии при  $t > t_A$  (площадь 3).

При выборе радиоизотопного горючего руководствуются следующими соображениями:

1. Радиоизотопное горючее должно иметь высокую удельную тепловую мощность. В среднем оно обеспечивает тепловыделение порядка  $E \approx (10^9 \dots 10^{12})$  Дж/кг, что заметно превышает энергетические возможности химических топлив ( $E \approx 10^7$  Дж/кг).

Рационально использовать в энергосистемах радиоизотопы, имеющие плотность энергии  $q \geq 0,1$  Вт/г. Эта норма вызвана ограничениями в массе и габаритных размерах, а следовательно, и стоимостью радиоизотопной капсулы.

2. Период полураспада  $\tau$  должен быть соизмерим с кампанией реактора. Принимают  $100 \text{ лет} > \tau > 0,3 \text{ года}$ . Слишком большие  $\tau$  ( $\tau > 100 \text{ лет}$ ) неприемлемы потому, что после гибели ЛА с радиоизотопом будет долго сохраняться радиационная опасность, созданная разрушенной капсулой. Время  $\tau < 0,3 \text{ года}$  не обеспечивает нормальное окончание технологического цикла реактора.

3. Радиоизотоп не должен быть токсичным и иметь жесткое  $\gamma$ -излучение. Такие  $\gamma$ -излучатели исключаются. Используются  $\alpha$  и  $\beta$ -излучатели, обеспечивающие достаточную плотность энергии излучения. Поэтому капсула с радиоизотопом проектируется так, чтобы она не разрушилась в экстремальных условиях эксплуатации: не сгорела в плотных слоях атмосферы, при пожарах и взрывах на старте, не разрушилась при ударе о скальный грунт, не раздавилась при попадании в глубины океана (11 км). Если количество радиоизотопа невелико (десятки грамм), то капсула может быть рассчитана на полное уничтожение при входе в плотные слои атмосферы на высотах 80...100 км. Опадание радиоактивной пыли с таких высот может быть длительным, так что большая часть радиоактивных ядер распадается в воздухе.

4. Радиоизотоп должен загружаться в капсулу в химических соединениях, не растворимых в воде, во избежание радиоактивного заражения биосферы Земли. В основном это окислы и карбиды радиоизотопов.

5. Радиоизотоп должен быть стабильным во времени, химически нейтральным, совместимым с конструкционными материалами, технологичным, жаростойким и жаропрочным при температурах 500...1400 °С.

6. Радиоизотоп должен быть пористым для возможности выхода газообразных и парообразных продуктов распада, должен иметь размерную стабильность, обладать высокой теплопроводностью и др.

Радиоизотопы, претерпевающие преимущественно  $\alpha$ -распад, не нуждаются в специальной биологической защите;  $\beta$ -излучатели должны иметь круговую защиту.

В отличие от делящегося материала радиоактивный материал распадается в любых количествах, поэтому критические сборки не нужны.

В табл. 3.1. приведены основные свойства наиболее применимых энергетических радиоизотопных топлив.

### **3.2.1. Расчет давления и температуры внутри радиоизотопной капсулы**

После расчета массы радиоизотопа  $G_0$ , которую нужно загрузить в реактор, следует выполнить расчет капсулы, где находится радиоизотопное топливо. Размеры реактора ограничены количеством радиоизотопа, которое не должно превышать величину, необходимую для выработки 1...2 кВт электрической мощности. Это ограничение связано с высокой

стоимостью радиоизотопа, так как большинство энергетических радиоизотопов не встречаются в природных рудах, а добываются в процессе переработки отходов ядерной энергетики на специальных заводах.

**Таблица 3.1**  
Основные свойства радиоизотопных топлив

Но- мер п/п	Тип распада	Радиоизотоп	Период полурас- пада $\tau$ , лет	Темпера- тура плавле- ния $T_{пл}, C$	Плот- ность $\rho$ , г/см <sup>3</sup>	Тепло- выделе- ние $q$ , Вт/г	Тепло- выделе- ние $q_v$ , Вт/см <sup>3</sup>
1	$\alpha$ -изотопы	Полоний Po-210	0,38	254	9,3	142	1320
2		Плутоний Pu-238	86,6	910	10	0,93	9,3
3		Кюрий Cm-242	0,45	1500	11,75	99	1170
4		Кюрий Cm-244	18,4	1500	11,75	1,9	22,4
5		Торий Th-170	0,35	1300	1,75	12,1	21,2
6	$\beta$ -изотопы	Кальций Ca-45	0,415	850	1,54	11	17,1
7		Кобальт Co-60	5,24	1492	8,8	136	1200
8		Стронций Sr- 89	0,14	770	4,6	103	473
9		Стронций Sr- 90	28	770	4,6	0,92	4,23
10		Цезий Cs-137	26,6	28	1,87	0,272	0,51
11		Церий Ce-144	0,78	800	6,8	27,8	18,8
12		Протактиний Pr-147	2,6	2350	6,6	0,33	2,5
13		Рений Re-189	0,41	3150	20,5	2	41
14		Иридий Ir -192	0,20	2440	22,5	31,6	710

Радиоизотопный реактор выполняют из одной или нескольких капсул. Она должна быть герметичной, прочной, надежной, чтобы радиоактивные вещества не вышли наружу и не заразили окружающую среду, выдерживать экстремальные условия эксплуатации, изложенные выше. Радиоактивное горючее помещают в тонкостенную ампулу, обеспечивающую компактное размещение его и предотвращающую химическое воздействие горючего на конструкционный материал капсулы. В ампуле предусматривают объемы для размещения газообразных продуктов распада. Эти объемы могут превышать объем, занятый радиоизотопом, в два - пять раз.

После проектирования капсулы приступают к ее прочностному расчету. Для этого нужно знать давление газов

внутри капсулы и поле температур в ее стенке, чтобы оценить термopрочность.

Конечный продукт любых процессов радиоактивного распада - гелий, представляющий собой  $\alpha$ -частицы (ядра гелия), захватившие необходимое количество электронов. За время кампании реактора в капсуле может скопиться достаточное количество гелия, давление которого при малом объеме ампулы может достигать нескольких сотен бар.

Так как гелий в капсуле неподвижен и находится в тепловом равновесии с окружающей средой, то для расчета его давления можно воспользоваться уравнением газового состояния идеального газа:

$$pV_k = MR_\mu T, \quad (3.7)$$

где  $P$  – давление гелия в капсуле, н/м<sup>2</sup>;

$M$  – число молей гелия в капсуле, накопившееся за время  $t$ ;

$V_k$  – объем капсулы для помещения гелия, м<sup>3</sup> (берется из чертежа конструкции капсулы);

$R_\mu = 8314$  – универсальная газовая постоянная, Дж/Кмоль·К;

$T$  – температура капсулы и гелия в ней, К.

Из выражения (3.7) определяют давление гелия

$$P = \frac{R_\mu}{V_k} MT. \quad (3.8)$$

Число молей гелия  $M$  можно найти из уравнения сохранения массы вещества. Число молей выгоревшего топлива за время  $t$

$$M_m = M_0 - M_0 \ell^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}} = M_0 \left( 1 - \ell^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}} \right), \quad (3.9)$$

где  $M_0 = \frac{G_0}{G_\mu^T}$  – число молей топлива, загруженного в капсулу в

начале кампании, т.е.  $t = 0$ ;

$G_0$  – масса топлива, загруженного в капсулу;

$G_\mu^T$  – масса одного моля радиоизотопного топлива.

Действительно, если загрузили  $M_0$  молей топлива, а через

время  $t$  его осталось  $M_0 \ell^{-\frac{t}{1,44 \cdot \tau}}$ , то разность этих величин в замкнутой капсуле представляет собой число молей выгоревшего топлива  $M_t$ , превратившегося в гелий. Число молей гелия можно найти из соотношения

$$M = M_T \frac{G_{\mu}^T}{G_{\mu}^{He}}, \quad (3.10)$$

где  $G_{\mu}^{He}$  - масса одного моля гелия.

Температура капсулы, а следовательно, и гелия убывает со временем по экспоненте

$$T = T_a + (T_0 - T_a) \ell^{-\frac{t}{1,44\tau}}, \quad (3.11)$$

где  $T_a$  – температура окружающей среды, в которой находится капсула, К;

$T_0$  – температура капсулы в момент загрузки ( $t = 0$ ), К.

В качестве  $T_0$  можно принимать максимальную температуру, допускаемую условиями эксплуатации, например, температуры плавления радиоизотопа или его физического разложения и т.д.

Подставляя найденные величины в формулу (3.8), найдем давление гелия, возникающее в капсуле к моменту времени  $t$ :

$$P = M_0 \frac{G_{\mu}^T}{G_{\mu}^{He}} \frac{R_{\mu}}{V_k} \left( 1 - \ell^{-\frac{t}{1,44\tau}} \right) \left[ T_a + (T_0 - T_a) \ell^{-\frac{t}{1,44\tau}} \right] \frac{H}{M^2}. \quad (3.12)$$

Плотность гелия в капсуле,  $\text{кг/м}^3$ ,

$$\rho = \frac{P}{RT}. \quad (3.13)$$

Масса гелия, кг,

$$m = \rho V_k, \quad (3.14)$$

где  $R = \frac{R_{\mu}}{\mu}$  – газовая постоянная гелия,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ ,

$\mu$  – молекулярная масса гелия.

### 3.2.2. Расчет поля температур радиоизотопной капсулы

Рассмотрим цилиндрическую толстостенную капсулу с радиоизотопом. Влиянием концов капсулы пренебрегаем. Проанализируем одномерную задачу теплопередачи теплопроводностью через стенку капсулы. Расчетная схема радиоизотопной капсулы показана на рис. 3.4. На схеме выделены две зоны теплопередачи –  $R > r > 0$  и  $R_1 > r > R$ . Рассмотрим первую зону  $R > r > 0$ , занятую радиоизотопом,

имеющим коэффициенты теплопроводности  $\lambda$  и объемное тепловыделение  $q_v = const$ .

Здесь поле температур описывается уравнением

$$T = T_{cm} + \frac{q_v}{4\lambda} R^2 \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^2 \right], K \quad (3.15)$$

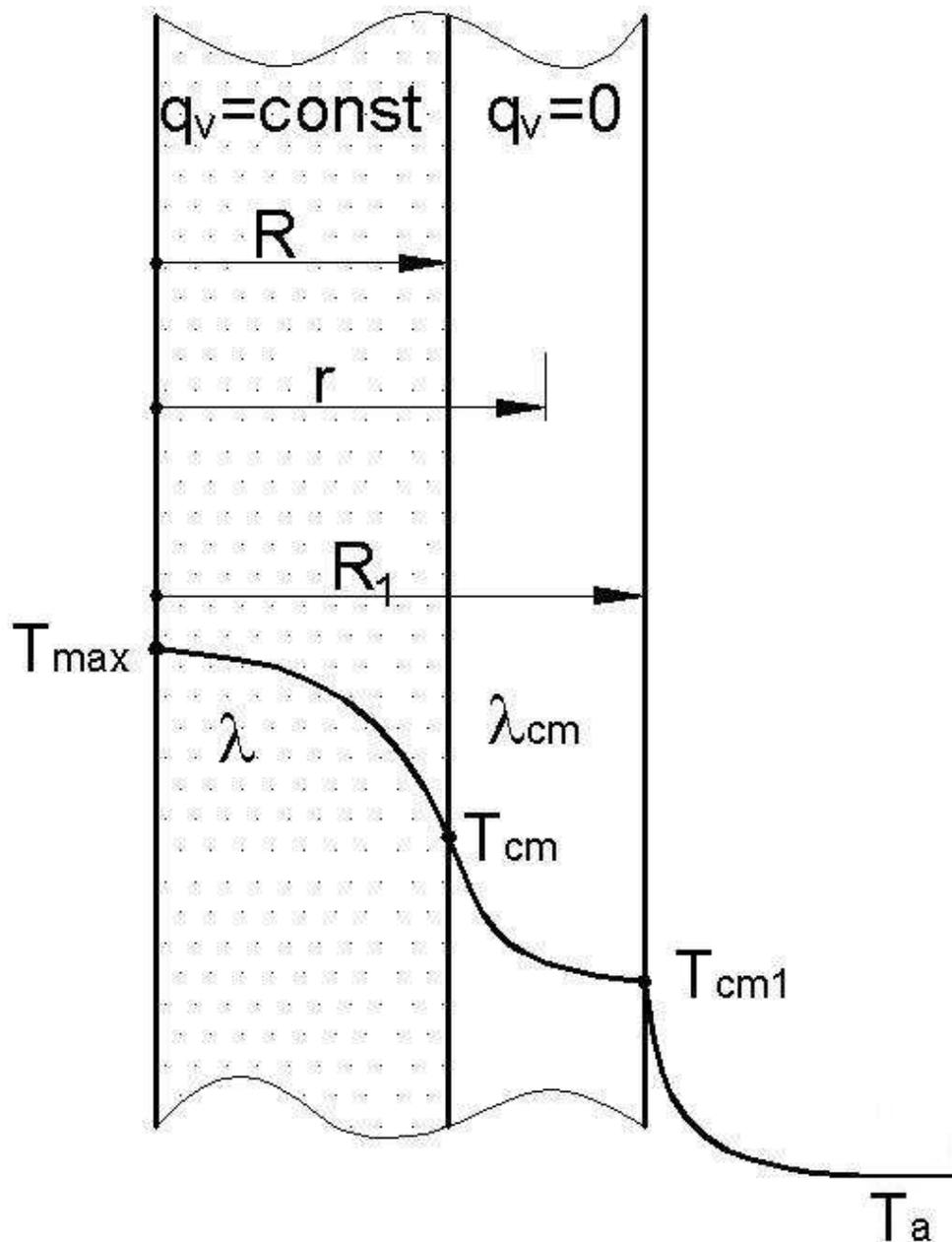


Рис. 3.4. Расчетная схема радиоизотопной капсулы:  
 $r$  – текущий радиус капсулы;  $R$  – радиус внутренней стенки капсулы;  $R_1$  – радиус наружной стенки капсулы

Температуру внутренней стенки капсулы  $T_{ст}$  определим при граничном условии  $r = 0$ , когда  $T = T_{max} = T_0$ . Температура  $T_{max}$

может быть равна температуре плавления радиоизотопа или его физического разложения и т.д.

Из граничных условий

$$T_{cm} = T_{max} - \frac{q_v}{4\lambda} R^2, K. \quad (3.16)$$

Во второй зоне при  $R > r > R_1$ , где в стенке капсулы тепло не выделяется ( $q_v = 0$ ) и теплопроводность равна  $\lambda_{ct}$ , поле температур описывается уравнением

$$T = T_{cm} - \frac{T_{cm} - T_{cm1}}{\ln \frac{R_1}{R}} \ln \frac{r}{R}, K. \quad (3.17)$$

Температура наружной стенки капсулы  $T_{ct1}$  может быть найдена из уравнения тепловой мощности  $N_T$ , передаваемой через стенку капсулы путем теплопроводности:

$$N_m = \frac{T_{cm} - T_{cm1}}{\ln \frac{R_1}{R}} 2\pi\lambda_{cm}\ell, Bm, \quad (3.18)$$

откуда

$$T_{cm1} = T_{cm} - \frac{N_m \ln \frac{R_1}{R}}{2\pi\lambda_{cm} \cdot \ell}, K. \quad (3.19)$$

Здесь  $\ell$  – длина капсулы, занятая радиоизотопом,

$T_a$  – температура окружающей среды (определяется условия-ми эксплуатации).

- теплопроводные поверхности, покрытые многослойными просветляющими покрытиями, создающими интерференционные светофильтры, обеспечивающие  $a > \varepsilon$ ;
- диэлектрические теплоизолирующие покрытия, задерживающие тепловое излучение коллектора, и др.

#### **4. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ПЕРВИЧНОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ НА ОСНОВЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ЦИКЛОВ. МАШИННЫЕ**

# ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЭНЕРГИИ

## 4.1. Газовый цикл Брайтона

Газовые термодинамические циклы, используя разность энтальпий горячего расширяющегося газа и холодного сжимаемого газа, позволяют высвободить энергию, которую можно преобразовать в механическую энергию вращающегося ротора турбомшины или поршневого двигателя и электрическую энергию в машинном электрическом генераторе или в канале магнитогазодинамического генератора тока (см. подразд. 1.3.1).

На рис. 4.1 в координатах  $i^0$ - $S^0$  показан газовый цикл Брайтона. Рассмотрим его в полных (заторможенных) параметрах, так как они учитывают полную (потенциальную и кинетическую) энергию газового потока.

Мощность газа, Вт, высвобождаемая в цикле Брайтона,

$$N_{\text{ц}} = N_{\text{т}} - N_{\text{к}}, \quad (4.1)$$

где  $N_{\text{т}}$  – мощность газа, высвобождаемая в процессе расширения в турбине или МГД-генераторе;

$N_{\text{к}}$  – мощность, затрачиваемая на сжатие газа в механическом или МГД-компрессоре.

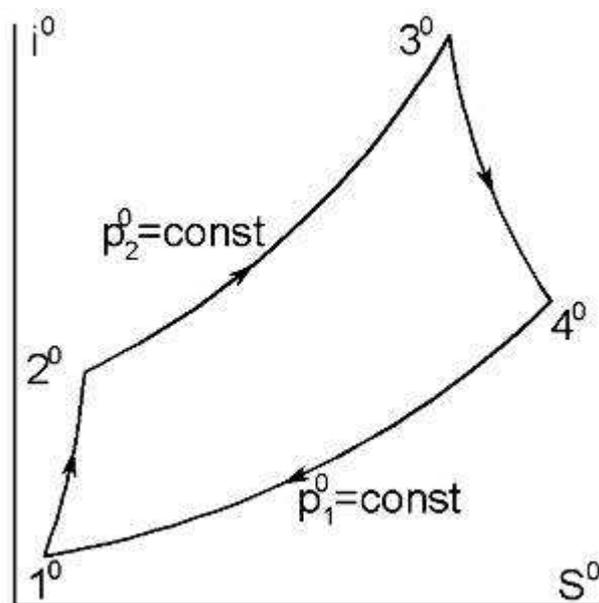


Рис. 4.1.  $i^0$ - $S^0$ -диаграмма цикла Брайтона

Разность этих мощностей представляет собой полезную мощность, высвобожденную в цикле, которую можно преобразовать в механическую или электрическую энергию.

В диаграмме  $i^0 - S^0$  :

$1^0-2^0$  – процесс сжатия реального газа в компрессоре, он протекает

с ростом энтропии  $S^0$ , так как наблюдается диссипация механической энергии газа при его трении и переход этой энергии в тепло;

$2^0-3^0$  – процесс нагрева газа в теплообменнике при  $P_2^0 = \text{const}$ . Энтропия газа растет из-за его нагрева при контакте с первичным источником энергии (термохимический, ядерный, радиоизотопный реакторы, солнечный концентратор или коллектор);

$3^0-4^0$  – процесс расширения газа без теплообмена с внешней средой в турбине или в МГД-генераторе. Энтропия растет из-за диссипации механической энергии при трении газа и перехода этой энергии в тепло;

$4^0-1^0$  – процесс охлаждения газа в холодильнике. В случае космической энергоустановки это холодильник-излучатель. Энтропия  $S$  падает из-за отвода тепла.

Если  $N = G L^0$ , где  $G$  – массовый расход газа, кг/с;  $L^0$  – удельная работа газа, Дж/кг;  $N_m = G_m L_m^0$  – мощность турбины, Вт;  $N_k = G_k L_k^0$  – мощность компрессора, Вт, то эффективная мощность цикла равна

$$N_{\text{ц}} = G_m L_m^0 - G_k L_k^0 = G L_{\text{ц}}^0. \quad (4.2)$$

Если пренебречь расходом сжатого газа на собственные нужды энергоустановки и считать  $G_T = G_K = G$ , то эффективная работа цикла Брайтона

$$L_{\text{ц}}^0 = L_m^0 - L_k^0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}. \quad (4.3)$$

В космических условиях используют газотурбинные ЭУ, работающие по замкнутому циклу. Пневмогидросхема такой ЭУ показана на рис. 4.2.

Машинные преобразователи энергии, использующие газовые термодинамические циклы, имеют ряд положительных качеств:

- применение инертных высокоэнергетических газов (рабочих тел), позволяющих поднять температуру и давление газа без заметных процессов коррозии и эрозии элементов конструкции;

- хорошие регулировочные характеристики энергоустановки и минимальное время выхода на расчетный режим после включения (хорошая приемистость энергоустановки);

- использование положительного опыта конструирования, производства и эксплуатации аналогичной техники в авиации и наземном транспорте.

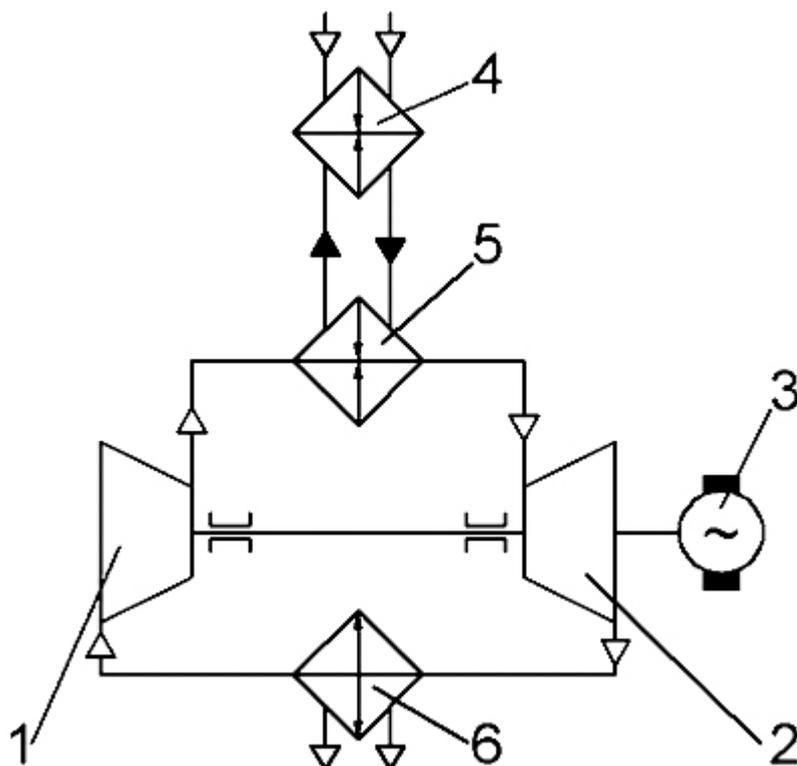


Рис. 4.2. Пнеumoгидросхема газотурбинной энергоустановки, работающей по циклу Брайтона:

- 1 – компрессор; 2 – турбина; 3 – электрогенератор;  
 4 - источник первичной энергии; 5 – теплообменник «жидкость-газ»;  
 6 – холодильник

К недостаткам можно отнести сравнительную сложность преобразователя энергии, необходимость в уплотнительных узлах, ограниченный ресурс, зависимость КПД от размеров турбомашин, большие поверхности и массы теплообменников.

Оптимальными можно полагать турбомашинные преобразователи энергии, вырабатывающие электрическую мощность  $N_{эл} > 10...30$  кВт. Машины больших мощностей ограничены по прочности и массе ротора. Машины малых мощностей ( $N_{эл} < 2...3$  кВт) из-за малых размеров лопаточных аппаратов имеют низкий КПД и неэффективны.

#### **4.1.1. Эффективная работа цикла Брайтона**

Согласно уравнению (4.3) эффективная или полезная работа цикла Брайтона равна разности работы расширения в турбине и работы сжатия в компрессоре.

На рис. 4.3 показан процесс сжатия газа в компрессоре.

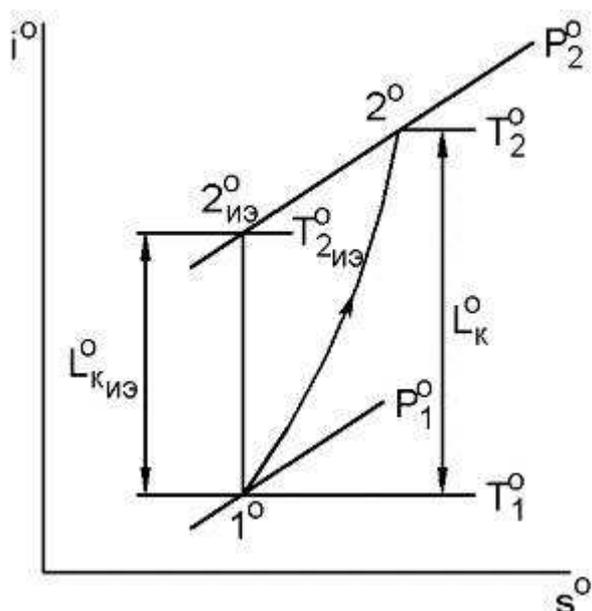


Рис. 4.3. Процесс сжатия газа в компрессоре:

$1^0-2^0$  – адиабатный процесс сжатия газа в компрессоре без теплообмена с окружающей средой, но при наличии диссипации энергии из-за трения реального газа;

$1^0-2^0_{из}$  – изоэнтропный процесс сжатия идеального газа без теплообмена и диссипации энергии

Удельная работа сжатия реального газа, Дж/кг,

$$L_k^0 = i_2^0 - i_1^0 = Cp(T_2^0 - T_1^0). \quad (4.4)$$

Удельная работа сжатия идеального газа, Дж/кг,

$$L_{k_{из}}^0 = i_{2_{из}}^0 - i_1^0 = Cp(T_{2_{из}}^0 - T_1^0). \quad (4.5)$$

Эти работы связаны через адиабатный КПД компрессора:

$$\eta_k^0 = \frac{L_{k_{из}}^0}{L_k^0}, \quad L_k^0 = \frac{L_{k_{из}}^0}{\eta_k^0} = \frac{Cp}{\eta_k^0} (T_{2_{из}}^0 - T_1^0). \quad (4.6)$$

Вынося  $T_1^0$  за скобки, получаем

$$L_k^0 = \frac{Cp}{\eta_k^0} T_1^0 \left( \frac{T_{2_{из}}^0}{T_1^0} - 1 \right).$$

Связав температуры и давления с помощью уравнения изоэнтропы  $1^0-2^0_{из}$ , находим

$$\frac{T_{2_{из}}^0}{T_1^0} = \left( \frac{P_2^0}{P_1^0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left( \pi_\kappa^0 \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \ell_\kappa^0, \quad (4.7)$$

где  $\pi_k^0 = \frac{P_2^0}{P_1^0}$  – степень сжатия компрессора.

Тогда

$$L_k^0 = \frac{C_p}{\eta_k} T_1^0 (\ell_k^0 - 1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}. \quad (4.8)$$

Аналогичным образом можно найти работу расширения газа в турбине, процесс которого изображен на рис. 4.4. Для реального газа

$$L_m^0 = i_3^0 - i_4^0 = C_{p_2} (T_3^0 - T_4^0). \quad (4.9)$$

Здесь  $C_{p_2}$  – теплоемкость при постоянном давлении горячего газа в турбине.

В случае расширения идеального газа в турбине удельная работа расширения вдоль изоэнтропы  $3^0 - 4_{из}^0$

$$L_{m_{из}}^0 = i_3^0 - i_{4_{из}}^0 = C_{p_2} (T_3^0 - T_{4_{из}}^0). \quad (4.10)$$

Величины  $L_T^0$  и  $L_{T_{из}}^0$  связаны величиной адиабатного КПД турбины:

$$\eta_m^0 = \frac{L_m^0}{L_{m_{из}}^0}, \quad L_m^0 = L_{m_{из}}^0 \eta_m^0 = C_{p_2} \eta_m^0 (T_3^0 - T_{4_{из}}^0). \quad (4.11)$$

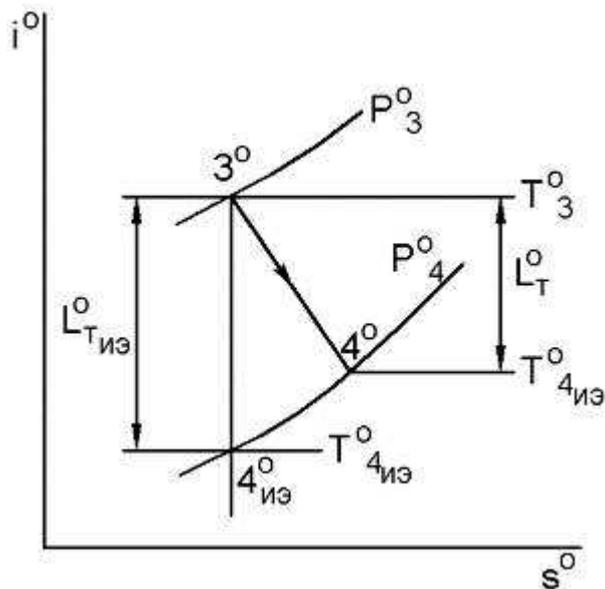


Рис. 4.4. Процесс расширения газа в турбине

Вынося  $T_3^0$  за скобки, получаем

$$L_m^0 = Cp_2 \eta_m^0 T_3^0 \left( 1 - \frac{1}{\frac{T_3^0}{T_{4_{из}}^0}} \right).$$

Связав температуры и давления с помощью уравнения изоэнтропы 3<sup>0</sup>-4<sup>0</sup><sub>из</sub>, находим

$$\frac{T_3^0}{T_{4_{из}}^0} = \left( \frac{P_3^0}{P_4^0} \right)^{\frac{\kappa_2 - 1}{\kappa_2}} = \left( \pi_m^0 \right)^{\frac{\kappa_2 - 1}{\kappa_2}} = \ell_m^0, \quad (4.12)$$

где  $\pi_m^0 = \frac{P_3^0}{P_4^0}$  – степень расширения турбины,

$\kappa_2 = \frac{Cp_2}{Cv_2}$  – показатель изоэнтропы горячего газа в турбине.

Тогда

$$L_m^0 = Cp_2 \eta_m^0 T_3^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_m^0} \right), \frac{Дж}{кг}. \quad (4.13)$$

Эффективная (полезная) работа цикла Брайтона согласно уравнению (4.3)

$$L_{ц}^0 = L_m^0 - L_k^0 = Cp_{Г} \eta_m^0 T_3^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_m^0} \right) - \frac{Cp}{\eta_k^0} T_1^0 (\ell_k^0 - 1). \quad (4.14)$$

Очевидно, что степень расширения турбины и степень сжатия компрессора связаны между собой. Эта связь может быть установлена вдоль изобар подвода и отвода тепла (см. рис. 4.1). Действительно,

$$P_3^0 = P_2^0 \sigma_n; \quad P_4^0 = P_1^0 \frac{1}{\sigma_x}, \quad (4.15)$$

где  $\sigma_n$  и  $\sigma_x$  – коэффициенты восстановления полного давления в подогревателе 5 и холодильнике 6 соответственно (см. рис. 4.2). Тогда

$$\begin{aligned} \ell_m^0 &= \left( \frac{P_3^0}{P_4^0} \right)^{\frac{K_2-1}{K_2}} = \left( \frac{P_2^0}{P_1^0} \right)^{\frac{K_2-1}{K_2}} (\sigma_n - \sigma_x)^{\frac{K_2-1}{K_2}} = \frac{(\pi_k^0)^{\frac{K-1}{K}}}{(\pi_k^0)^{\frac{K-1}{K}}} (\pi_k^0)^{\frac{K_2-1}{K_2}} \epsilon = \\ &= (\pi_k^0)^{\frac{K-1}{K}} \cdot (\pi_k^0)^{\left( \frac{K_2-1}{K_2} - \frac{K-1}{K} \right)} \epsilon. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Опыт расчетов показывает, что в большинстве случаев величина

$$\left( \frac{K_2-1}{K_2} - \frac{K-1}{K} \right) \rightarrow 0, \quad (\pi_k^0)^{\left( \frac{K_2-1}{K_2} - \frac{K-1}{K} \right)} \rightarrow 1,$$

$$\boxed{\ell_m^0 = \epsilon \ell_k^0}, \quad (4.17)$$

где

$$\boxed{\epsilon = (\sigma_n \sigma_x)^{\frac{K_2-1}{K_2}}} - \quad (4.18)$$

величина, характеризующая гидравлические сопротивления в контуре турбокомпрессора.

Учитывая соотношение (4.17), уравнение (4.14) можно записать в следующем виде:

$$L_u^0 = C_{p_2} \eta_m^0 T_3^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_k^0 \epsilon} \right) - \frac{C_p}{\eta_k^0} T_1^0 (\ell_k^0 - 1). \quad (4.19)$$

Вынося удельную работу сжатия в компрессоре за скобки, получаем

$$L_u^0 = \frac{C_p}{\eta_k^0} T_1^0 (\ell_k^0 - 1) \left[ \frac{C_{p_2} T_3^0}{C_p T_1^0} \eta_k^0 \eta_m^0 \frac{\ell_k^0 \epsilon - 1}{\ell_k^0 \epsilon [\ell_k^0 - 1]} - 1 \right].$$

Введя обозначения

$$\boxed{\frac{C_{p_2} \ell_k^0 \epsilon - 1}{C_p \epsilon (\ell_k^0 - 1)} = \Phi, \quad \frac{T_3^0}{T_1^0} = \theta^0} - \text{степень подогрева газа в цикле,} \quad (4.20)$$

находим

$$\boxed{L_u^0 = \frac{C_p}{\eta_k^0} T_1^0 (\ell_k^0 - 1) \left( \Phi \theta \eta_m^0 \eta_k^0 \frac{1}{\ell_k^0} - 1 \right), \frac{Дж}{кг}}. \quad (4.21)$$

Величина  $\Phi$  характеризует гидравлические сопротивления в контуре турбокомпрессора и изменение теплоемкости газа с ростом его температуры.

Видно, что  $L_{\text{ц}}^0$  зависит от степени подогрева газа в цикле  $\theta^0$  и степени его сжатия  $\ell_k^0$ . Величины  $\eta_m^0, \eta_k^0, \Phi$  при изменении параметров цикла изменяются слабо.

#### 4.1.2. Зависимость эффективной работы газового цикла Брайтона от степени подогрева газа $\theta^0$

Из уравнения (4.21) видно, что при  $\ell_k^0 = \text{const}$  эффективная работа цикла Брайтона  $L_{\text{ц}}^0$  от  $\theta^0$  зависит линейно (рис. 4.5).

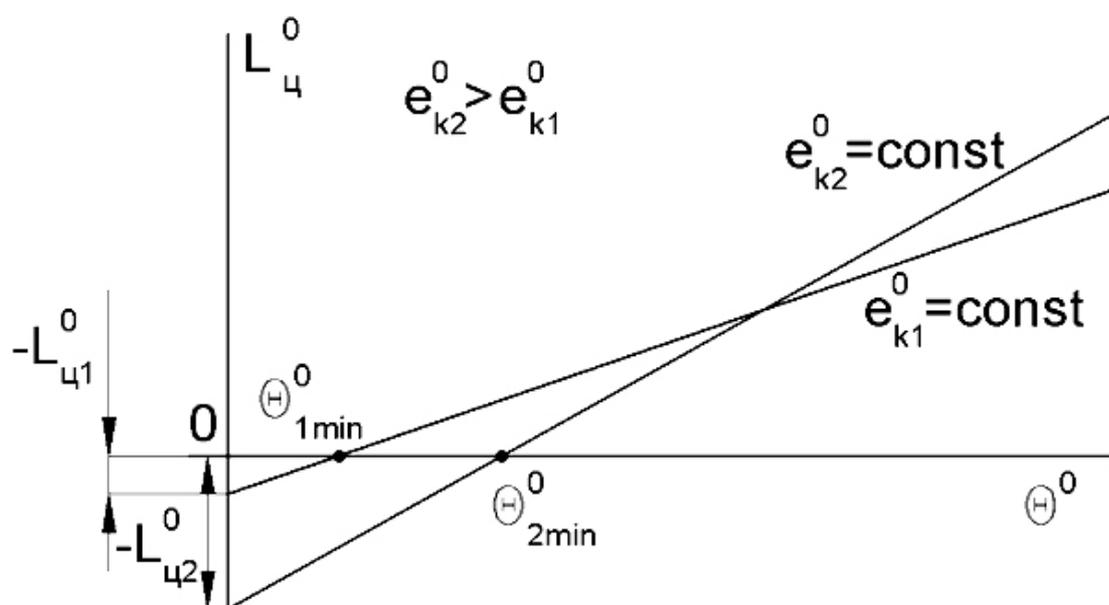


Рис. 4.5. Зависимость эффективной работы цикла Брайтона от степени подогрева  $\theta^0$

Если  $\Phi \theta^0 \eta_m^0 \eta_k^0 \frac{1}{\ell_k^0} = 1$ , то  $L_{\text{ц}}^0 = 0$ . Из этого условия

$$\theta^0 = \left( \theta^0 \right)_{\text{min}} = \frac{\ell_k^0}{\Phi \eta_m^0 \eta_k^0}. \quad (4.22)$$

Это та минимальная степень подогрева газа в цикле, при которой энергоустановка работает, но не производит полезной работы. Вся подведенная извне тепловая энергия расходуется на преодоление потерь в цикле.

Видно, что при  $\theta^0 = 0$   $L_{\text{ц}}^0$  принимает отрицательное значение. Это свидетельствует о том, что для запуска энергоустановки из холодного состояния необходимы стартовые устройства. Мощность стартера тем выше, чем выше степень сжатия газа в цикле  $\ell_k^0$ .

На рис. 4.6 показано изменение  $L_{\text{ц}}^0$  (площадь цикла в координатах  $T^0$ - $S^0$ ) при изменении  $\theta^0$ . Степень подогрева  $\theta^0$  меняют вследствие изменения температуры газа перед турбиной  $T_3^0$ .

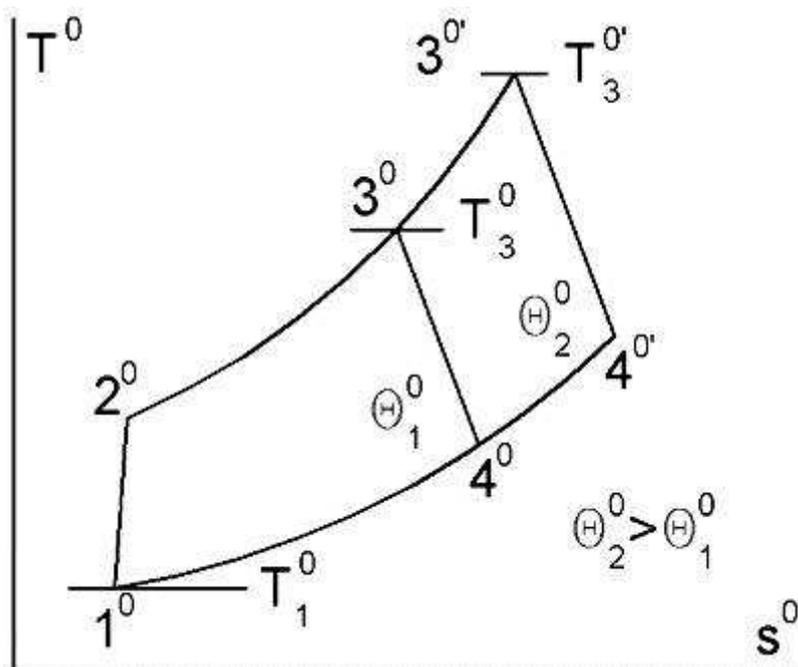


Рис. 4.6. Изменение  $L_{\text{ц}}^0$  при изменении  $\theta^0$  в координатах  $T^0$ - $S^0$

Видно, что  $L_{\text{ц}}^0$  непрерывно растет с увеличением  $\theta^0$  ( $T_3^0$ ). Ограничения на  $T_3^0$  накладываются прочностью преобразователя энергии и физическим состоянием газа. Для современных турбомашин  $T_3^0 \leq 1400$  К. Минимальная температура в цикле  $T_1^0$  не может быть ниже той температуры, которая установится в холодильнике-излучателе как в плоском солнечном коллекторе при его освещении Солнцем на орбите, т.е.  $T_1^0 > T_x$ .

Если энергоустановка находится не в вакууме, то  $T_1^0$  должна быть не ниже температуры окружающей среды.

#### 4.1.3. Зависимость эффективной работы газового цикла Брайтона от степени сжатия газа $\ell_k^0$

Из уравнения (4.21) следует, что при  $\theta^0 = \text{const}$  зависимость

$L_{ц}^0 = L_{ц}^0(\ell_k^0)$  нелинейная. Действительно,  $L_{ц}^0 = 0$  при  $\ell_k^0 = 1$  и

$$\ell_k^0 = \Phi \theta^0 \eta_m^0 \eta_k^0 = \left( \ell_k^0 \right)_{max}. \quad (4.23)$$

Между значениями  $\ell_k^0 = 1$  и  $\ell_k^0 = \left( \ell_k^0 \right)_{max}$  находится оптимальное значение  $(\ell_k^0)_{опт}$ , при котором  $L_{ц}^0$  максимальна. Наличие  $(\ell_k^0)_{опт}$  очевидно также из анализа цикла Брайтона в координатах  $T^0$ - $S^0$  при  $\theta^0 = \text{const}$  и  $\ell_k^0 = \text{var}$  (см. рис. 4.7). Действительно, при  $\ell_k^0 = 1$  цикл Брайтона вырождается в изобару  $P_1^0 = \text{const}$  и площадь его  $L_{ц}^0$  равна нулю. С ростом  $\ell_k^0$  площадь цикла достигает максимального значения, затем начинает падать, а при  $\ell_k^0 = \left( \ell_k^0 \right)_{max}$  вырождается в криволинейный треугольник потерь, неспособный воспринимать тепло от внешнего источника энергии, т.е. в этом случае  $L_{ц}^0 = 0$ . Следовательно, возникает оптимизационная задача нахождения  $\left( \ell_k^0 \right)_{опт}$ , при которой  $L_{ц}^0 = \left( L_{ц}^0 \right)_{max}$ .

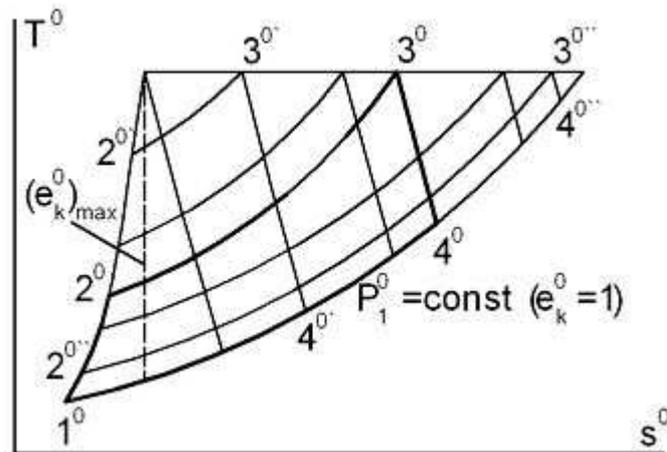


Рис. 4.7. Изменение  $L_{ц}^0$  при изменении  $\ell_k^0$  и  $\theta^0 = \text{const}$

Эту задачу можно решить классическим методом, взяв первую производную по  $\ell_k^0$  от выражения (4.21) и приравняв ее нулю:

$$\frac{\partial L_{ц}^0}{\partial \ell_k^0} = \frac{C_p \Gamma_1^0}{\eta_k^0} \left[ \Phi \theta^0 \eta_m^0 \eta_k^0 \frac{1}{\ell_k^0} - 1 - \frac{\Phi \theta^0 \eta_m^0 \eta_k^0}{\ell_k^{0^2}} (\ell_k^0 - 1) \right] = 0, \quad (4.24)$$

откуда

$$\Phi\theta^0\eta_m^0\eta_k^0 \frac{1}{\ell_k^0} - \frac{\Phi\theta^0\eta_m^0\eta_k^0}{\ell_k^{02}} (\ell_k^0 - 1) = 1$$

или

$$\frac{\Phi\theta^0\eta_m^0\eta_k^0\ell_k^0 - \Phi\theta^0\eta_m^0\eta_k^0\ell_k^0 + \Phi\theta^0\eta_m^0\eta_k^0}{\ell_k^{02}} = 1;$$

$$\ell_k^{02} = \Phi\theta^0\eta_m^0\eta_k^0;$$

$$\ell_k^0 = \left(\ell_k^0\right)_{опт} = \sqrt{\Phi\theta^0\eta_m^0\eta_k^0} = \sqrt{\left(\ell_k^0\right)_{max}}. \quad (4.25)$$

Качественный вид графика  $L_{ц}^0 = L_{ц}^0(\ell_k^0)$  при  $\theta^0 = const$ , т.е. график уравнения (4.21), показан на рис. 4.8.

С ростом  $\theta^0$   $(L_{ц}^0)_{max}$  и  $(\ell_k^0)_{опт}$  увеличиваются.

#### 4.1.4. Количество тепла, подведенное от источника первичной энергии к газовому циклу Брайтона

В цикле Брайтона тепло подводится к газу от внешнего источника тепла вдоль изобары  $2^0 - 3^0$  (рис. 4.9). Это количество тепла

$$Q_1^0 = i_3^0 - i_2^0 = C_p T_3^0 - C_p T_2^0. \quad (4.26)$$

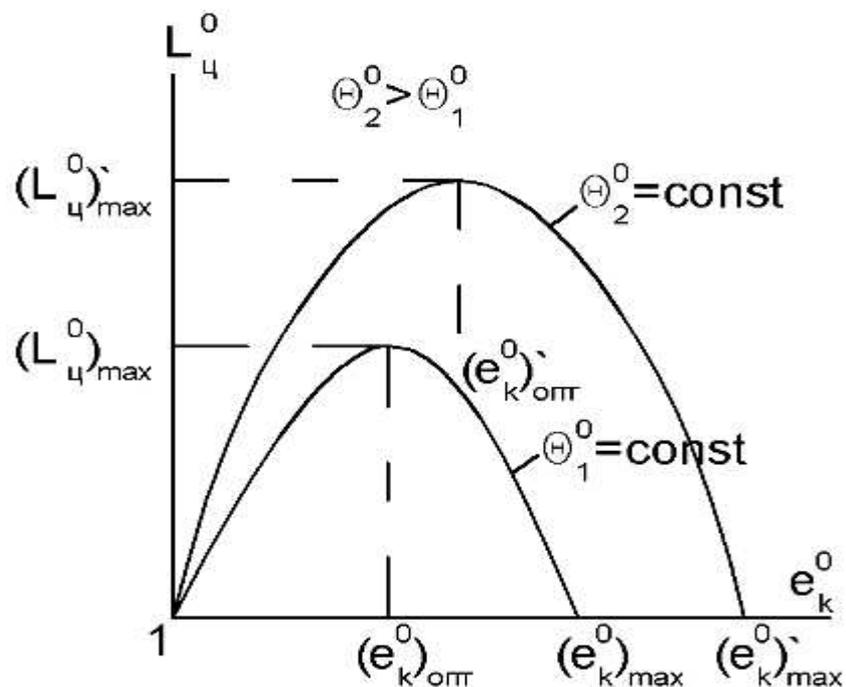


Рис. 4.8. График  $L_{ц}^0 = L_{ц}^0(\ell_k^0)$  при  $\theta^0 = \text{const}$

Температура на выходе из компрессора

$$T_2^0 = T_1^0 + \Delta T_k^0, \quad (4.27)$$

где  $\Delta T_k^0$  – повышение температуры газа в компрессоре, К.

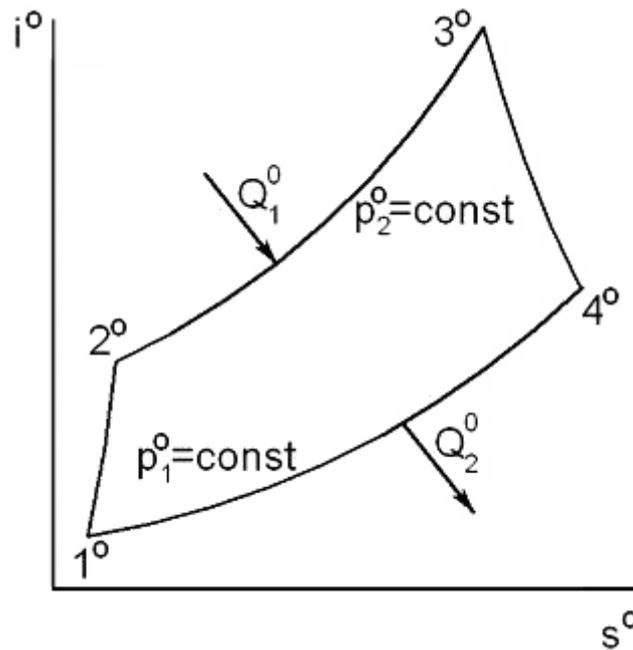


Рис. 4.9. Процессы подвода и отвода тепла в цикле Брайтона

Эта величина может быть найдена из уравнения эффективной работы компрессора. Действительно,

$$L_k^0 = Cp \Delta T_k^0 = Cp T_1^0 \frac{1}{\eta_k^0} (\ell_k^0 - 1)$$

и

$$\Delta T_k^0 = \frac{L_k^0}{Cp} = \frac{T_1^0}{\eta_k^0} (\ell_k^0 - 1). \quad (4.28)$$

Тогда

$$T_2^0 = T_1^0 + T_1^0 \frac{1}{\eta_k^0} (\ell_k^0 - 1) = \boxed{T_1^0 \left[ 1 + \frac{1}{\eta_k^0} (\ell_k^0 - 1) \right]} = T_2^0. \quad (4.29)$$

Количество подведенного тепла

$$Q_1^0 = Cp_2 T_3^0 - Cp T_1^0 \left[ 1 + \frac{1}{\eta_k^0} (\ell_k^0 - 1) \right],$$

$$Q_1^0 = C_p T_1^0 \left( \frac{C_{p_2}}{C_p} \theta^0 - 1 - \frac{\ell_k^0 - 1}{\eta_k^0} \right) \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}. \quad (4.30)$$

Графическое выражение функции (4.30) показано на рис. 4.10.

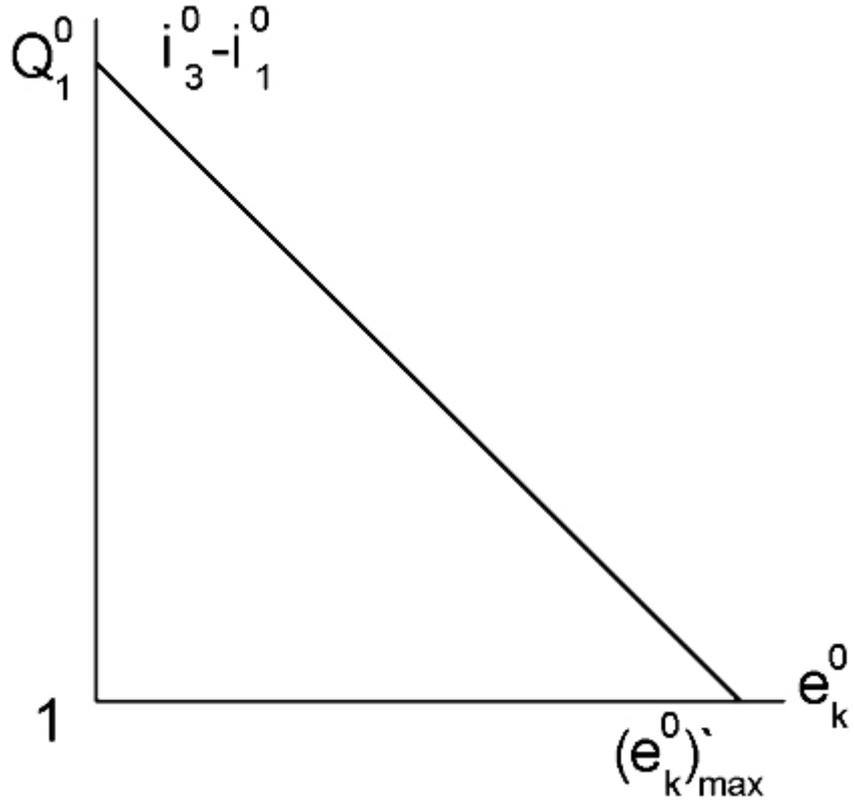


Рис. 4.10. График функции  $Q_1^0 = Q_1^0(\ell_k^0)$

Видно, что зависимость  $Q_1^0 = Q_1^0(\ell_k^0)$  линейна. При  $\ell_k^0 = 1$

$$Q_1^0 = \frac{C_p T_1^0 C_{p_2} T_3^0}{C_p T_1^0} - C_p T_1^0 = i_3^0 - i_1^0.$$

Величина  $Q_1^0$  обращается в нуль, когда  $\frac{C_{p_2}}{C_p} \theta^0 - 1 + \frac{1}{\eta_k^0} = \frac{\ell_k^0}{\eta_k^0}$ .

Тогда

$$\ell_k^0 = (\ell_k^0)'_{max} = \eta_k^0 \left( \frac{C_{p_2}}{C_p} \theta^0 - 1 + \frac{1}{\eta_k^0} \right). \quad (4.31)$$

#### 4.1.5. Количество тепла, отведенное от газа в цикле Брайтона

Тепло отводится в окружающую среду от газа в цикле Брайтона вдоль изобары 4<sup>0</sup>-1<sup>0</sup> (см. рис.4.9):

$$Q_2^0 = C_{p_2} T_4^0 - C_p T_1^0. \quad (4.32)$$

Температура на выходе из турбины

$$T_4^0 = T_3^0 - \Delta T_T^0, \quad (4.33)$$

где  $\Delta T_T^0$  – снижение температуры газа в турбине, которое может быть найдено из уравнения эффективной работы турбины:

$$L_m^0 = C_{p_2} \Delta T_m^0 = C_{p_2} T_3^0 \eta_m^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_k^0 \epsilon} \right),$$

откуда

$$\Delta \dot{O}_\delta^0 = \frac{L_\delta^0}{C_{p\tilde{a}}} = T_3^0 \eta_\delta^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_k^{0a}} \right). \quad (4.34)$$

Тогда

$$T_4^0 = T_3^0 - T_3^0 \eta_\delta^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_k^{0a}} \right) = \boxed{T_3^0 \left[ 1 - \eta_\delta^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_k^{0a}} \right) \right]} = T_4^0. \quad (4.35)$$

Количество отведенного тепла

$$Q_2^0 = C_{p_2} T_3^0 \left[ 1 - \eta_m^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_k^0 \epsilon} \right) \right] - C_p T_1^0 = \quad (4.36)$$

$$\boxed{= C_p T_1^0 \left\{ \frac{C_{p_2}}{C_p} \theta \left[ 1 - \eta_m^0 \left( 1 - \frac{1}{\ell_k^0 \epsilon} \right) \right] - 1 \right\} = Q_2^0, \text{ Дж/кг.}}$$

#### 4.1.6. Энергетический КПД цикла Брайтона и оптимизация степени сжатия $\ell_k^0$

Энергетический КПД цикла Брайтона определяется как отношение

$$\eta_y^0 = \frac{L_y^0}{Q_I^0} = \frac{C_p T_I^0 \frac{1}{\eta_k^0} (\ell_k^0 - 1) \left( \Phi \theta^0 \eta_m^0 \eta_k^0 \cdot \frac{1}{\ell_k^0} - 1 \right)}{C_p T_I^0 \left( \frac{C_{p_2}}{C_p} \theta^0 - 1 - \frac{\ell_k^0 - 1}{\eta_k^0} \right)}. \quad (4.37)$$

Если  $L_y^0$  имеет экстремальный характер (см. рис 4.8), то согласно выражению (4.37) КПД также имеет экстремальный характер. Максимум КПД сдвинут вправо относительно максимума  $L_y^0$ , так как  $Q_I^0$  с ростом  $\ell_k^0$  уменьшается. На рис. 4.11 изображен объединенный график  $L_y^0$ ,  $\eta_y^0$ ,  $Q_I^0$  в зависимости от  $\ell_k^0$ .

На основании графика могут быть два критерия эффективности при оптимизации величины  $\ell_k^0$ : оптимальная степень сжатия  $(\ell_k^0)_{\text{опт}}$ , отвечающая максимальной эффективной работе цикла  $(L_{\text{Ц}}^0)_{\text{max}}$ , и экономическая степень сжатия  $(\ell_k^0)_{\text{эк}}$ , соответствующая максимальной величине энергетического КПД цикла Брайтона  $(\eta_y^0)_{\text{max}}$ . Величину  $(\ell_k^0)_{\text{эк}}$  удобно находить численным расчетом по формуле (4.37).

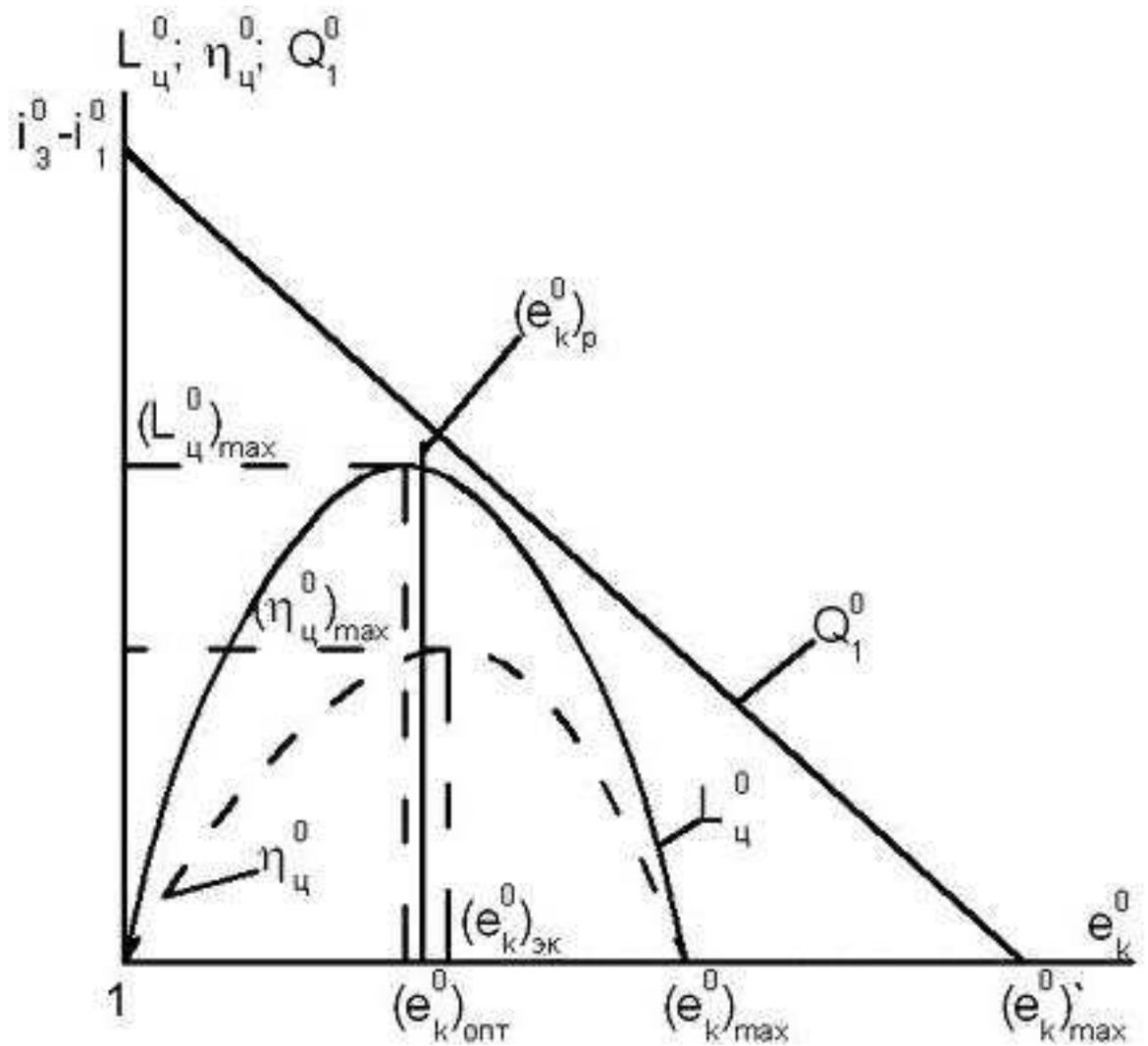


Рис.4.11. Оптимизация степени сжатия  $l_k^0$

Величина  $(l_k^0)_{\text{опт}}$  определяет минимальные габаритные размеры и массу турбомашин, теплообменников, так как при заданной мощности  $N_{\text{ц}} = GL_{\text{ц}}^0$  и максимальной  $L_{\text{ц}}^0$  массовый расход газа  $G$  наименьший. Величина  $(l_k^0)_{\text{эк}}$  помимо этого снижает запас рабочего тела и уменьшает габариты и массу систем подвода и сброса тепла.

В качестве расчетной степени  $(l_k^0)_{\text{р}}$  часто принимают величину, находящуюся между  $(l_k^0)_{\text{опт}}$  и  $(l_k^0)_{\text{эк}}$ .

#### 4.1.7. Массовый расход газа в цикле Брайтона

Для расчета массового расхода газа нужно знать тепловую мощность энергоустановки, работающей по циклу Брайтона, а также выбрать последовательность агрегатов, принимающих участие в процессе преобразования энергии. В случае газотурбинной установки одна из возможных последовательностей агрегатов показана на рис.

4.12.

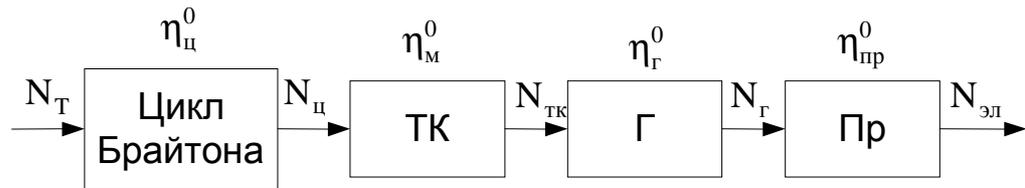


Рис. 4.12. Последовательность преобразователей энергии с использованием цикла Брайтона:

ТК – турбокомпрессор; Г – генератор; Пр – преобразователь

При расчете КПД цикла Брайтона  $\eta_{\text{ц}}^0$  (4.37) учтены КПД турбомашин  $\eta_{\text{Т}}^0$  и  $\eta_{\text{К}}^0$ , но не учтен механический КПД турбокомпрессора  $\eta_{\text{м}}$ . Необходимо учесть потери в генераторе  $\eta_{\text{г}}$ , а также в возможном преобразователе, который согласует параметры электрической энергии (напряжение, частота), вырабатываемой генератором, с параметрами бортовой сети. Тогда тепловая мощность энергоустановки может быть определена уравнением теплового баланса

$$N_m = \frac{AN_{\text{эл}}}{\eta_{\text{ц}}^0 \eta_{\text{м}}^0 \eta_{\text{г}}^0 \eta_{\text{пр}}^0} = GQ_1^0, \quad (4.38)$$

откуда

$$G = \frac{N_m, \text{кВт}}{Q_1^0, \text{с}}. \quad (4.39)$$

Величину  $Q_1^0$  находят по уравнению (4.30) для параметров расчетного режима работы ЭУ.

Массовый расход газа  $G$  может быть определен также из уравнения энергетического баланса турбокомпрессора, минус тепловую мощность энергоустановки  $N_{\text{Т}}$ :

$$N_{\text{ц}} = \frac{AN_{\text{эл}}}{\eta_{\text{м}} \eta_{\text{г}} \eta_{\text{пр}}} = GL_{\text{ц}}^0, \quad (4.40)$$

откуда

$$G = \frac{N_{\text{ц}}, \text{кВт}}{L_{\text{ц}}^0, \text{с}}. \quad (4.41)$$

Величину эффективной работы цикла  $L_{\text{ц}}^0$  рассчитывают по

выражению (4.21) в расчетном режиме работы энергоустановки.

Величина  $G$ , рассчитанная по уравнениям (4.39) и (4.41), должна быть одинакова. Это может быть использовано в качестве проверки хода расчетов, так как  $Q_1^0$  и  $L_{\text{ц}}^0$  определяются независимо друг от друга.

#### 4.2. Газовый цикл Брайтона с регенерацией тепла

При некоторых параметрах цикла Брайтона  $\theta^0$  и  $\ell_k^0$  температура газа на выходе из турбины может существенно превышать температуру газа на выходе из компрессора, т.е.  $T_4^0 > T_2^0$ . Это позволяет горячий газ на выходе из турбины направить для частичного нагрева холодного газа на выходе из компрессора, что уменьшает количество тепла  $Q_1^0$ , подводимого от внешнего источника тепла, т.е. позволяет сохранить, восстановить (регенерировать) тепло в цикле. Процесс регенерации тепла происходит в теплообменнике-регенераторе (рис. 4.13).

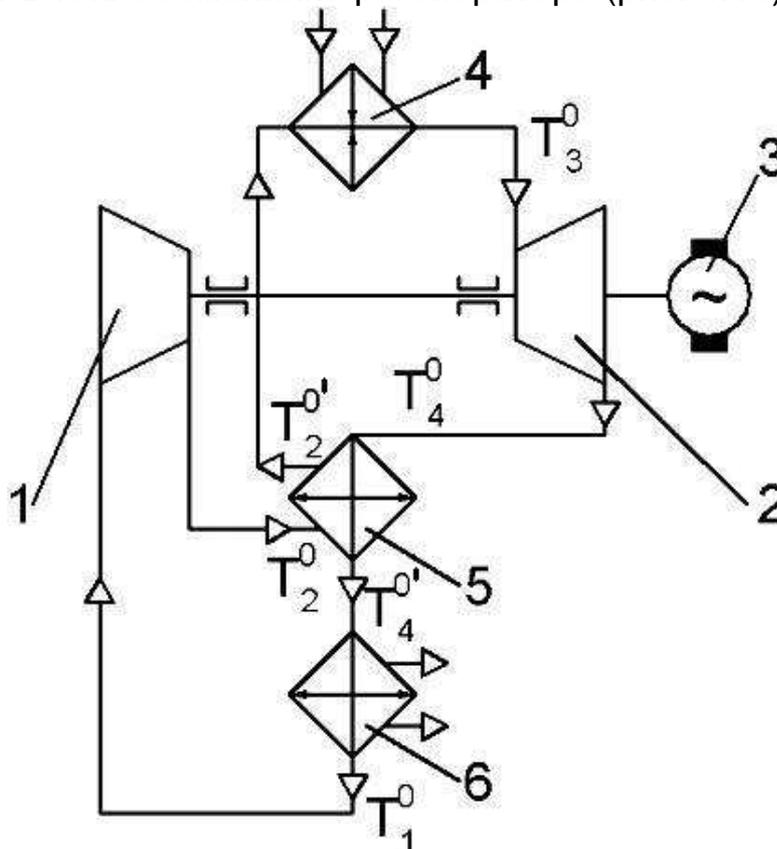


Рис. 4.13. Пневмогидросхема цикла Брайтона с регенерацией тепла:  
1 – компрессор; 2 – турбина; 3 – генератор; 4 – источник тепла; 5 – регенератор; 6 – холодильник

На рис. 4.14  $1^0 - 2^0$  – процесс сжатия газа в компрессоре,  $2^0 - 4^0$  – нагрев газа в регенераторе 5,  $4^0 - 3^0$  – нагрев газа в источнике тепла 4,  $3^0 - 4^0$  – процесс расширения газа в турбине,  $4^0 - 4^0'$  – процесс охлаждения газа в регенераторе 5,  $4^0' - 1^0$  – процесс охлаждения газа в холодильнике 6.

Согласно второму закону термодинамики, холодный газ на выходе из компрессора не может быть нагрет в регенераторе 5 до температуры горячего газа на выходе из турбины, т.е.  $T_2^{0'} < T_4^0$ , и  $T_4^0 - T_2^{0'} = \Delta T^0$ . Горячий газ в регенераторе 5 не может охладиться до температуры холодного газа на выходе из компрессора, т.е.  $T_4^{0'} > T_2^0$ , и  $T_4^{0'} - T_2^0 = \Delta T^0$ .

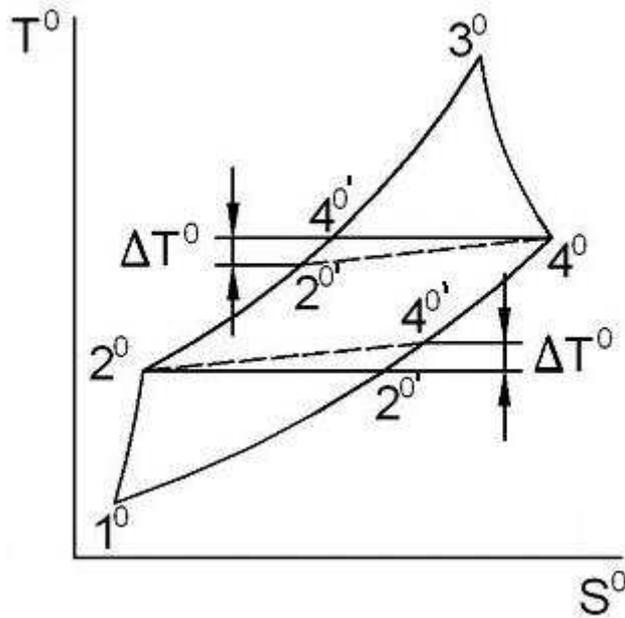


Рис. 4.14. Цикл Брайтона с регенерацией тепла в координатах  $T^0 - S^0$

Из рис. 4.14 следует, что регенерация тепла не изменяет эффективную работу цикла  $l_{ц}^0$ , так как при этом не изменяется площадь цикла Брайтона в координатах  $T^0 - S^0$ .

Степень нагрева газа в регенераторе характеризуется степенью регенерации  $\eta_{рег}^0$ , которая вводится выражением

$$\eta_{рег}^0 = \frac{Q_{рег}}{Q_{рег.ид}} = \frac{i_2^{0'} - i_2^0}{i_4^0 - i_2^0} = \frac{i_4^0 - i_4^{0'}}{i_4^0 - i_2^0}. \quad (4.42)$$

Имея в виду, что  $i^0 = C_p T^0$ , и принимая средние теплоемкости на соответствующих участках изобар постоянными, получим:

$$\eta_{рег}^0 = \frac{T_2^{0'} - T_2^0}{T_4^0 - T_2^0} = \frac{T_4^0 - T_4^{0'}}{T_4^0 - T_2^0}. \quad (4.43)$$

#### 4.2.1. Количество регенерируемого тепла и основные параметры регенератора

Поверхность регенератора можно рассчитать из уравнения теплового баланса регенератора, т.е. по холодной ветви регенератора:

$$N_{рег} = GC_p(T_2^{0'} - T_2^0) = K_p F_p \cdot \Delta T^0 = K_p F_p (T_4^0 - T_2^{0'}). \quad (4.44)$$

Из уравнения (4.43)

$$T_2^{0'} - T_2^0 = \eta^0_{рег} (T_4^0 - T_2^0), T_2^{0'} = T_2^0 + \eta^0_{рег} T_4^0 - \eta^0_{рег} T_2^0;$$

$$T_2^{0'} = T_2^0 (1 - \eta^0_{рег}) + T_4^0 \eta^0_{рег}. \quad (4.45)$$

Тогда уравнение (4.44) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} GC_p \eta^0_{рег} (T_4^0 - T_2^0) &= K_p \cdot F_p [T_4^0 - T_2^0 (1 - \eta^0_{рег}) - T_4^0 \eta^0_{рег}] = \\ &= K_p \cdot F_p [T_4^0 (1 - \eta^0_{рег}) - T_2^0 (1 - \eta^0_{рег})] = K_p \cdot F_p (1 - \eta^0_{рег}) (T_4^0 - T_2^0); \end{aligned}$$

$$GC_p \eta^0_{рег} = K_p \cdot F_p (1 - \eta^0_{рег}),$$

откуда поверхность регенератора

$$F_p = \frac{G \cdot C_p}{K_p} \cdot \frac{\eta^0_{рег}}{1 - \eta^0_{рег}}, \text{ м}^2. \quad (4.46)$$

Здесь  $G$  – массовый расход газа в цикле Брайтона, кг/с;  
 $K_p$  – коэффициент теплопередачи в регенераторе, Вт/м<sup>2</sup>·К.

График зависимости  $F_p$  от степени регенерации  $\eta^0_{рег}$  показан на рис. 4.15. Видно, что при стремлении к идеальной регенера-

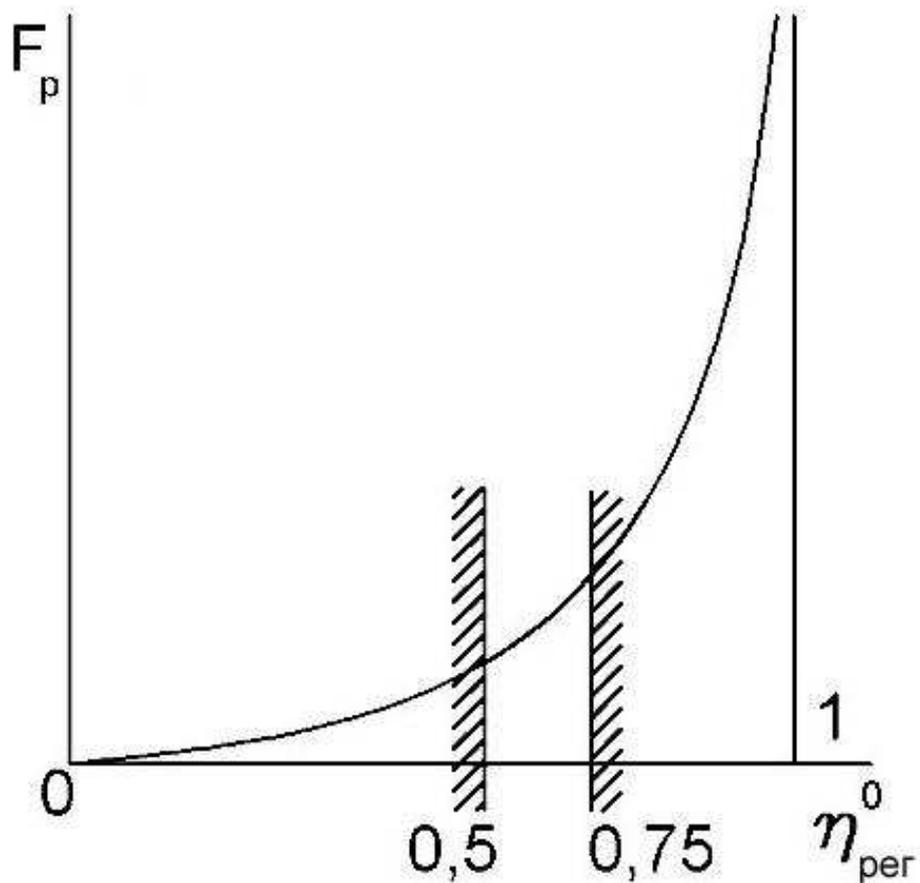


Рис. 4.15. Зависимость  $F_p$  от степени регенерации  $\eta_{рег}^0$

ции ( $\eta_{рег}^0 \rightarrow 1$ ) поверхность регенератора бесконечно растет. Для транспортных энергоустановок оптимальная степень регенерации находится в пределах  $(\eta_{рег}^0)_{опт} = 0,5 \dots 0,75$ . Для стационарных энергоустановок, где не так резко ограничиваются габаритные размеры и масса,  $\eta_{рег}^0$  может быть увеличена.

Количество тепла, передаваемое в регенераторе, согласно рис. 4.14 равно

$$Q_{рег}^0 = C_p (T_2^{0'} - T_2^0) = C_p (T_4^0 - T_4^{0'}) =$$

$$= C_p \cdot \eta_{рег}^0 (T_4^0 - T_2^0), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} = Q_{рег}^0. \quad (4.47)$$

Температуры  $T_4^0$  и  $T_2^0$  определяются по уравнениям (4.35) и (4.29) соответственно.

Возможности регенерации зависят от степени сжатия газа в цикле. Действительно, с ростом  $e_k^0$  температуры  $T_4^0$  и  $T_2^0$  сближаются, а количество регенерируемого тепла уменьшается:  $Q_{рег}^{0'} < Q_{рег}^0, l_k^{0'} > l_k^0$ .

Если  $T_2^0 = T_4^0$ , то  $Q_{рег}^0 = 0$ , и возможности регенерации в цикле исчерпываются. При  $T_2^0 > T_4^0$  регенерация невозможна.

То значение  $e_k^0$ , при котором  $T_2^0 = T_4^0$ , называется предельным, и при  $e_k^0 > (e_k^0)_{пр}$  регенерация невозможна. Приравнявая  $T_2^0$  и  $T_4^0$ , т.е. уравнения (4.29) и (4.35), найдем

$$(e_k^0)_{пр} = \frac{\left[ \theta^0 \left( 1 - \eta_m^0 \right) - 1 + \frac{1}{\eta_k^0} \right] + \sqrt{\left[ \theta^0 \left( 1 - \eta_m^0 \right) - 1 + \frac{1}{\eta_k^0} \right]^2 + \frac{4\theta^0 \cdot \eta_m^0}{\epsilon \cdot \eta_k^0}}}{\frac{2}{\eta_k^0}} \quad (4.48)$$

#### 4.2.2. Основные параметры цикла Брайтона с регенерацией тепла

Количество тепла, переданное газу от внешнего источника энергии в регенеративном цикле Брайтона, согласно рис. 4.14

$$Q_{1p}^0 = C_p T_3^0 - C_p T_2^{0'}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}, \quad (4.49)$$

где температура  $T_2^{0'}$  определяется по формуле (4.45).

Количество тепла, Дж/кг, отведенное от газа в холодильнике 6 (рис. 4.13), согласно рис. 4.14 равно:

$$Q_{2p}^0 = C_p \left( T_4^{0'} - T_1^0 \right). \quad (4.50)$$

Температура  $T_4^{0'}$  может быть найдена из уравнения (4.43):

$$\eta_{рег}^0 = \frac{T_4^0 - T_4^{0'}}{T_4^0 - T_2^0}; \eta_{рег}^0 \left( T_4^0 - T_2^0 \right) = T_4^0 - T_4^{0'}; \quad (4.51)$$

$$T_4^{0'} = T_4^0 - \eta_{рег}^0 \left( T_4^0 - T_2^0 \right) =$$

$$= T_4^0 \left( 1 - \eta_{рег}^0 \right) + T_2^0 \cdot \eta_{рег}^0 = T_4^{0'}$$

Эффективный КПД цикла Брайтона с регенерацией тепла равен

$$\eta_{\text{цп}}^0 = \frac{L_{\text{ц}}^0}{Q_{1p}^0}, \quad (4.52)$$

где  $L_{\text{ц}}^0$  определяется по уравнению (4.21), а  $Q_{1p}^0$  - по уравнению (4.49).

Массовый расход газа  $G$  находят аналогично циклу Брайтона без регенерации, т.е. по уравнениям (4.38) - (4.41):

$$G = \frac{N_m}{Q_{1p}^0} = \frac{N_{\text{ц}}}{L_{\text{ц}}^0} \cdot \frac{\text{кз}}{c}. \quad (4.53)$$

Оптимизация параметров цикла по  $e_k^0$  также выполняется аналогично циклу Брайтона без регенерации. Процесс оптимизации показан на рис. 4.17. Видно, что использование регенерации тепла

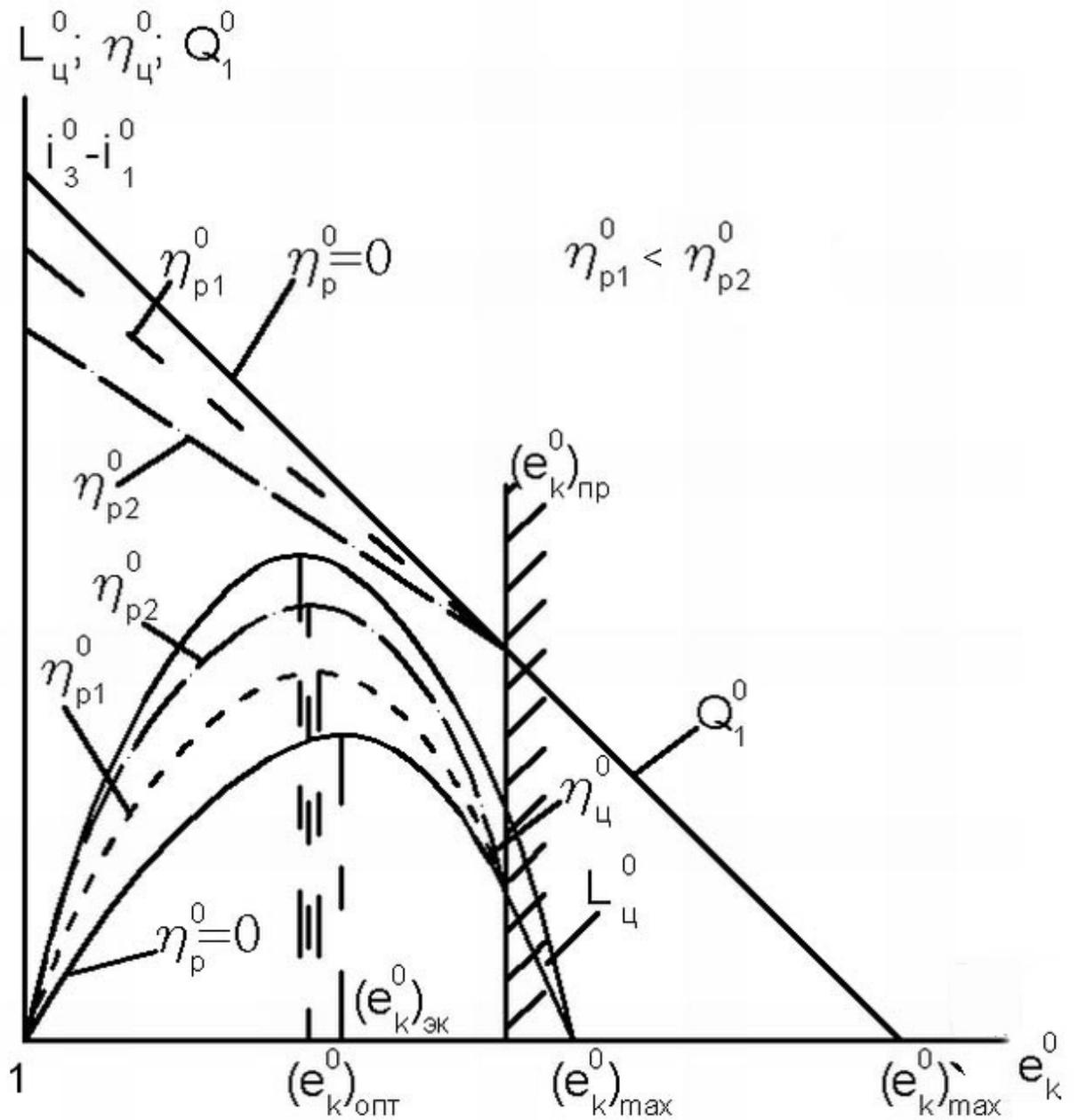


Рис. 4.17. Процесс оптимизации  $e_k^0$  в цикле Брайтона с регенерацией тепла

повышает КПД цикла, так как снижается  $Q_1^0$ , и сдвигает величину  $(e_k^0)_{эк}$  в область меньших значений. Уменьшение  $(e_k^0)_{эк}$  снижает массу турбомашин, так как снижается количество ступеней компрессора и турбины. Расчетная величина  $(e_k^0)_p$  принимается, как и в цикле Брайтона, без регенерации между величинами  $(e_k^0)_{опт}$  и  $(e_k^0)_{эк}$ . Для определения  $(e_k^0)_p$  часто приходится вводить дополнительные критерии эффективности, такие, как минимальная масса всей энергоустановки, включая системы подвода и сброса тепла, минимальная стоимость производства и эксплуатации энергоустановки и др.

### 4.3. Газовые циклы Брайтона с изотермным сжатием и расширением

Регенерация тепла в цикле Брайтона повышает КПД цикла, но не изменяет эффективную работу цикла  $L_{ц}^0$ . Для уменьшения габаритных размеров и массы ЭУ необходимо повышать  $L_{ц}^0$ . Если

$$L_{ц}^0 = L_{т}^0 - L_{к}^0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}},$$

то для увеличения  $L_{ц}^0$  следует повышать  $L_{т}^0$  и снижать  $L_{к}^0$ . Рассмотрим, какие принципиальные пути существуют для этого.

На рис. 4.18 показан процесс сжатия газа в координатах  $T^0 - S^0$  при отводе тепла и зафиксированном перепаде давлений  $\Delta P^0 = P_2^0 - P_1^0$ , т.е. зафиксированной степени сжатия  $\pi_c^0$ .

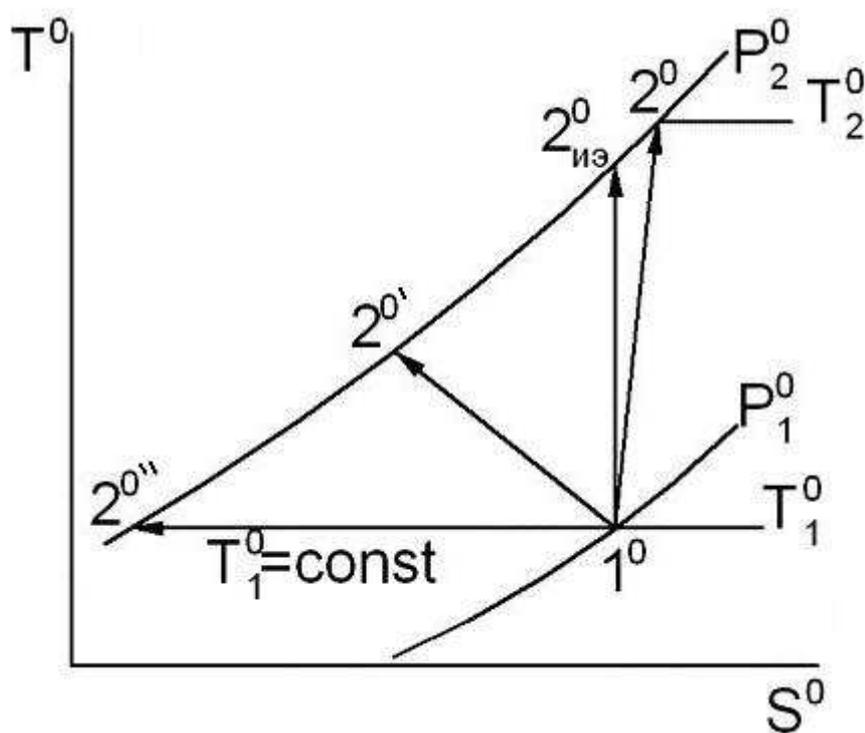


Рис. 4.18. Процесс сжатия газа при охлаждении:  $1^0-2^0$  – адиабатный процесс сжатия реального газа, т.е.  $dQ=0$  (нет теплообмена с окружающей средой);  $1^0-2^0_{из}$  – изоэнтропный процесс сжатия. Он может быть осуществлен в идеальном газе без диссипации энергии при отсутствии теплообмена с окружающей средой и в реальном газе с диссипацией энергии, но при отводе тепла от газа;  $1^0-2^0'$  – процесс сжатия газа при отводе тепла;  $1^0-2^0''$  – изотермный процесс сжатия газа при отводе тепла

Работа в процессе сжатия, Дж/кг:

$$L_{сж}^0 = \int_{1^0}^{2^0} \frac{dp^0}{\rho^0} = \int_{1^0}^{2^0} V^0 dp^0. \quad (4.54)$$

Если  $dp^0$  зафиксировано, то  $L_{сж}^0 \sim V^0$ . При  $pV = RT$   $V \sim T$ ,  $L_{сж}^0 \sim T^0$ . Следовательно, уменьшить  $L_{сж}^0$  можно, снижая температуру газа, т.е. охлаждая его. Действительно, для сжатия нагреваемого в процессе сжатия упругого газа нужно затратить больше энергии, чем для сжатия охлаждаемого неупругого газа. Минимальная работа сжатия будет затрачена при условии охлаждения газа, когда  $T_1^0 = \text{const}$ .

Если идеальный газ сжимать по изоэнтропе  $1^0-2^0_{из}$ , то

$$L_{куэ}^0 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_1^0 \left( \pi_k^{0 \frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right). \quad (4.55)$$

Если идеальный газ сжимать по изотерме  $1^0-2^0_{из}$ , то

$$L_{кум}^0 = RT_1^0 \ln \pi_k^0. \quad (4.56)$$

Сравнивая выражения (4.55) и (4.56), можно заметить, что

$$L_{куэ}^0 > L_{кум}^0,$$

т.е. для уменьшения работы сжатия в компрессоре необходимо газ в процессе его сжатия охлаждать.

Аналогичная ситуация возникает и в турбине, когда увеличения  $L_T$  можно достигнуть, нагревая газ в процессе его расширения. Действительно, если

$$L_{рас}^0 = \int_{3^0}^{4^0} \frac{dp^0}{\rho^0} = \int_{3^0}^{4^0} V^0 dp^0. \quad (4.57)$$

то при зафиксированном  $dp^0$   $L_{рас}^0 \sim V^0$ . При  $pV = RT$   $L_{рас}^0 \sim T^0$ .

Увеличить  $L_{рас}^0$ , Дж/кг, можно, повышая температуру газа, т.е. нагревая его по мере расширения. Если

$$L_{туэ}^0 = \frac{\kappa}{\kappa - 1} RT_3^0 \left( 1 - \frac{1}{\pi_m^{0 \frac{\kappa-1}{\kappa}}} \right), \quad (4.58)$$

а

$$L_{m_{из}}^0 = RT_3^0 \ln \pi_m^0, \quad (4.59)$$

то видно, что  $L_{m_{из}}^0 < L_{m_{ит}}^0$ , т.е. для увеличения работы расширения в турбине необходимо нагревать газ в процессе расширения.

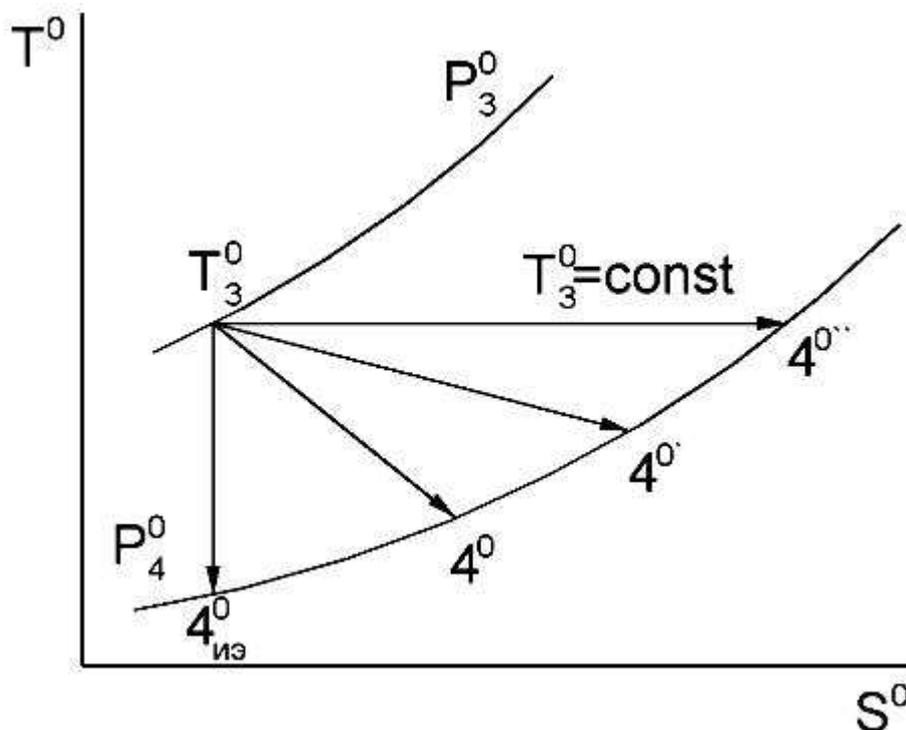


Рис. 4.19. Процесс расширения газа при нагреве

На рис. 4.20 показано сравнение цикла Брайтона с адиабатными и изотермными процессами сжатия и расширения. Видно, что в координатах  $T^0 - S^0$  цикл Брайтона с изотермными процессами расширения и сжатия занимает большую площадь, чем цикл Брайтона с адиабатными процессами расширения и сжатия, т.е. эффективная работа такого цикла больше.

Цикл Брайтона с изотермными процессами расширения и сжатия имеет также ряд очевидных преимуществ:

- он представляет собой один из обобщенных циклов Карно, т.е. термический КПД такого цикла выше;

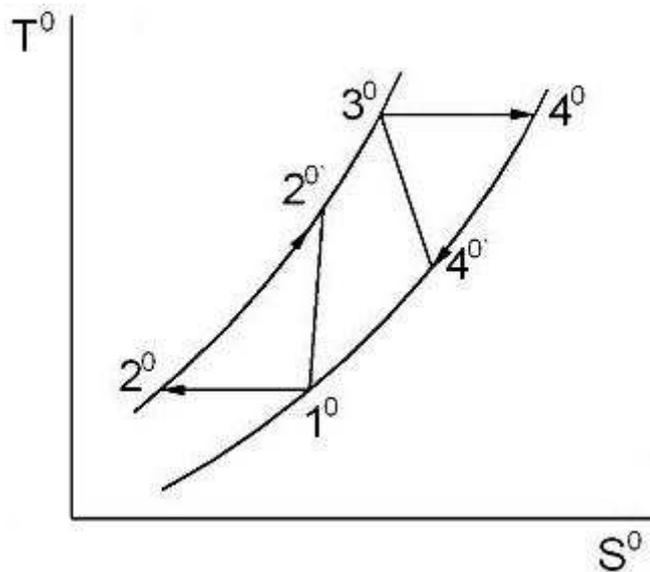


Рис. 4.20. Сравнение цикла с изотермными процессами сжатия и расширения и цикла Брайтона

- так как  $T_4^0 > T_2^0$ , то такой цикл всегда дает возможность наиболее эффективно использовать регенерацию тепла, повышая энергетический КПД цикла  $\eta_{ц}^0$ .

В реальных конструкциях энергоустановок осуществить цикл Брайтона с изотермными процессами расширения и сжатия газа практически не удастся, но приблизиться к нему можно следующим образом:

- использовать диссоциирующие рабочие тела с переменной теплоемкостью, когда диссоциация молекул газа в области компрессора забирает тепло, а рекомбинация молекул газа в области турбины высвобождает тепло, нагревая газ. Таким свойством обладает, в частности, четырехокись азота  $N_2O_4$ ;

- впрыскивать испаряющуюся жидкость в компрессор, охлаждая газ, и организовывать дожигание топлива в турбине, нагревая газ при его расширении;

- выполнять поступенчатое охлаждение газа в компрессоре, применяя встроенные холодильники в компрессор и нагревая газ в турбине, используя встроенные нагреватели в турбину. Из-за сложности и низкой надежности такие конструкции не нашли широкого применения;

- выполнять компрессоры и турбины многокорпусными и использовать промежуточные холодильники и подогреватели, осуществляя теплообмен между группами ступеней турбомашин. Этот путь нашел широкое применение в турбиностроении.

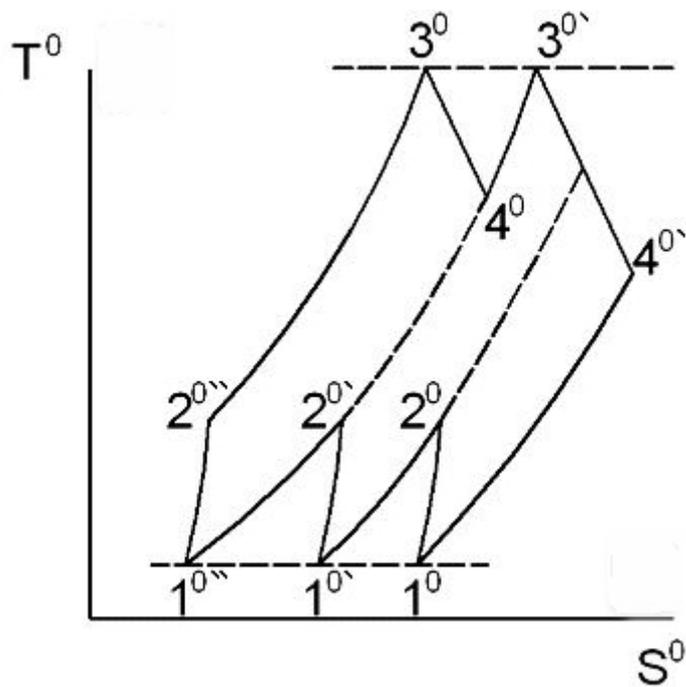


Рис. 4.21. Цикл Брайтона с промежуточными охлаждениями и нагревами газа:

$1^0-2^0$  – процесс сжатия реального газа в компрессоре низкого давления (КНД);  $2^0-1^0'$  – процесс охлаждения газа после КНД;  $1^0'-2^0'$  – процесс сжатия газа в компрессоре среднего давления (КСД);  $2^0'-1^0''$  – процесс охлаждения газа после КСД;  $1^0''-2^0''$  – процесс сжатия газа в компрессоре высокого давления (КВД);  $2^0''-3^0$  – процесс нагрева газа при  $P=\text{const}$ ;  $3^0-4^0$  – процесс расширения газа в турбине высокого давления (ТВД);  $4^0-3^0'$  – процесс нагрева газа после ТВД;  $3^0'-4^0'$  – процесс расширения газа в турбине низкого давления (ТНД);  $4^0'-1^0$  – процесс охлаждения газа при  $P=\text{const}$

Недостатком являются сложность схемы ЭУ и большие гидравлические сопротивления в контуре. На рис. 4.21 изображена схема такого цикла в координатах  $T^0-S^0$ .

Видно, что рассматриваемый цикл представляет собой как бы составной цикл, сложенный из нескольких классических циклов Брайтона при адиабатных процессах сжатия и расширения. В этих циклах  $T_1^0 = T_1^0' = T_1^0'' = \text{const}$  и  $T_3^0 = T_3^0' = \text{const}$ . Эффективная работа такого цикла высокая. КПД можно поднять, используя регенерацию тепла.

Из рис. 4.22 видно, что с увеличением степени подогрева газа в

цикле  $\theta^0 = \frac{T_3^0}{T_1^0}$  эффективная работа цикла Брайтона с изотермными расширением и сжатием растет.

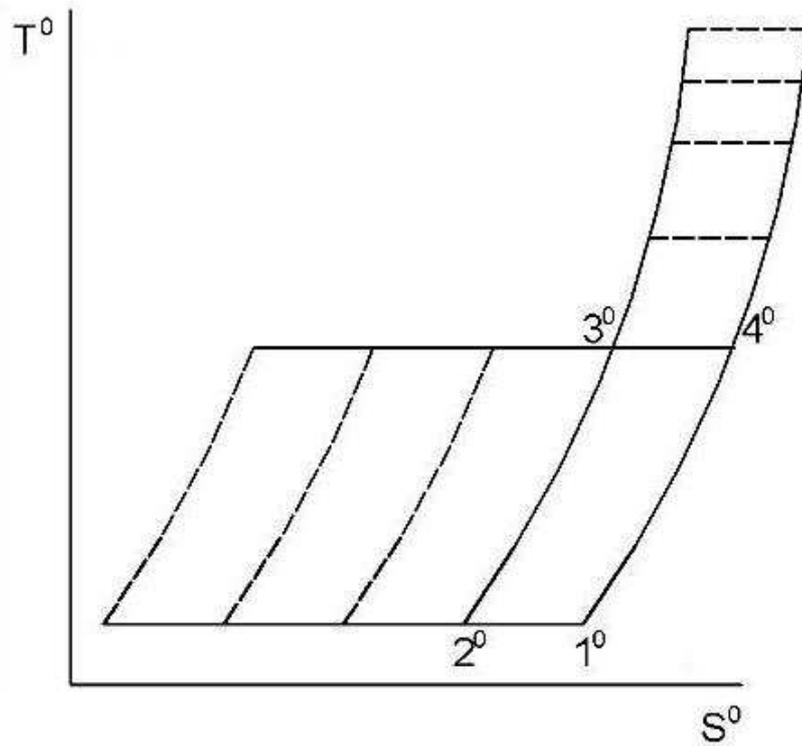


Рис. 4.22. Влияние  $\theta^0$  и  $\ell_k^0$  на  $L_{ц}^0$  в цикле Брайтона с изотермными сжатием и расширением

Ограничением на увеличение  $\theta^0(T_3^0)$  являются прочность узлов энергоустановки и процессы физического и химического разложения рабочего тела. Увеличение степени сжатия  $\ell_k^0 = (\pi_k^0)^{\frac{k-1}{k}}$  приводит к росту  $L_{ц}^0$ . Ограничения на  $\ell_k^0$  также накладывают прочностные свойства узлов энергоустановки и возможность создания эффективных концевых уплотнений. В отличие от классического цикла Брайтона здесь нет оптимальных значений степени сжатия  $\ell_k^0$ .

Если 
$$L_m^0 = RT_3^0 \eta_m^0 \cdot \ln \pi_m^0, \quad (4.60)$$

а 
$$L_k^0 = RT_1^0 \frac{1}{\eta_k^0} \cdot \ln \pi_k^0, \quad (4.61)$$

то

$$L_{ц}^0 = L_m^0 - L_k^0 = RT_3^0 \cdot \eta_m^0 \cdot \ln \pi_m^0 - RT_1^0 \cdot \frac{1}{\eta_k^0} \ln \pi_k^0,$$

или

$$L_{ц}^0 = RT_1^0 \cdot \frac{1}{\eta_k^0} \ln \pi_k^0 \cdot \left( \theta^0 \cdot \eta_m^0 \cdot \eta_k^0 \cdot \frac{\ln \pi_m^0}{\ln \pi_k^0} - 1 \right) \cdot \frac{Дж}{кг} \quad (4.62)$$

В уравнении (4.62)

$$\pi_m^0 = \epsilon \pi_k^0.$$

Анализ этого уравнения также приводит к выводу, сделанному выше, о влиянии  $\theta^0$  и  $\pi_k^0$  на величину  $L_{ц}^0$ .

Если процессы сжатия и расширения газа идеальны, т.е.  $\pi_m^0 = \pi_k^0 = 1$ ,  $\pi_m^0 = \pi_k^0$ , то

$$L_{ц}^0 = RT_1^0 \cdot \ln \pi_k^0 \cdot (\theta^0 - 1). \quad (4.63)$$

#### **4.4. Влияние давления рабочего тела на работоспособность ЭУ, созданной на основе цикла Брайтона**

Изложенный выше материал показывает зависимость таких характеристик цикла Брайтона, как  $L_{ц}^0, \eta_{ц}^0, L_m^0, L_k^0, Q_1^0, Q_2^0$  и других, от степени сжатия  $\ell_k^0$ , т.е. от безразмерной величины. Абсолютная величина давления, т.е. плотность газа здесь не учитывается.

На рис. 4.23 показано сравнение циклов Брайтона в координатах  $T^0 - S^0$ , у которых  $\ell_k^0$  и  $\theta^0$  одинаковы, но цикл (а) находится в области низкого давления газа в контуре (низкой плотности газа), а цикл (б) – в области высокого давления газа.

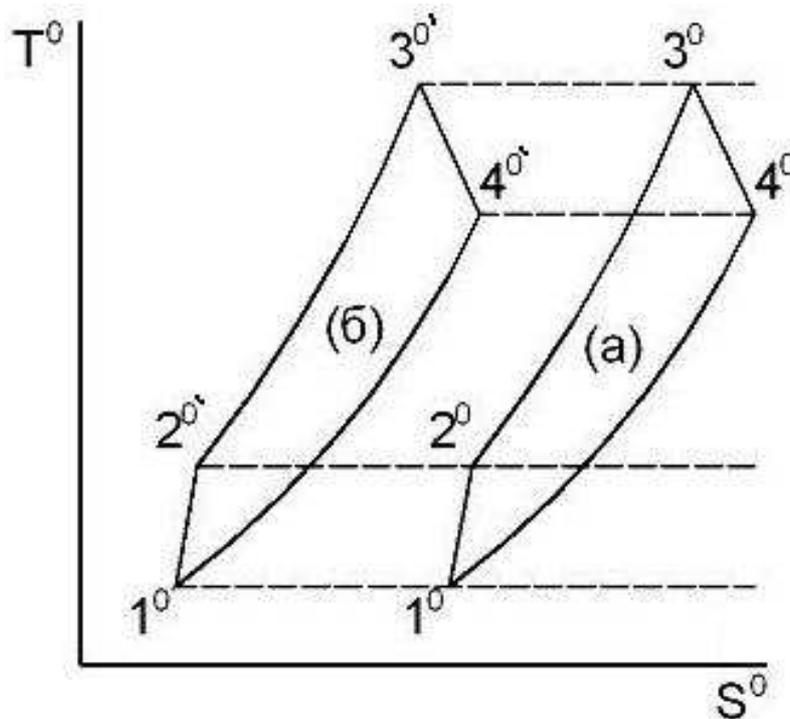


Рис. 4.23. Сравнение циклов Брайтона при  $\ell_k^0 = \text{const}, \theta^0 = \text{const}$ , но разных давлениях газа в контурах

Циклы (а) и (б) имеют одинаковые относительные и безразмерные характеристики. Давление (плотность) газа начинает проявляться при расчете мощности цикла. Действительно, если  $N = G \cdot L_{\text{ц}}^0$ , а согласно уравнению массового расхода газа

$$G = m \cdot \frac{P_1^0}{\sqrt{T_1^0}} F_1 \cdot q(\lambda_1), \text{ кг/с}, \quad (4.64)$$

где параметры газа  $P_1^0, T_1^0$  взяты на входе в компрессор;

$F_1$  – площадь сечения газовой струи на входе в компрессор,  $\text{м}^2$ ,  
 $q(\lambda_1)$  - газодинамическая функция расхода;

$$m = \sqrt{\frac{k}{R} \cdot \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}, \quad (4.65)$$

то при всех прочих равных условиях при росте  $P_1^0$  увеличивается  $G$  и растет мощность энергоустановки.

Следовательно, увеличение давления (плотности) газа в контуре ЭУ при всех прочих равных условиях приводит к росту мощности энергоустановки, и наоборот.

Если мощность ЭУ зафиксирована, то при ее проектировании выбор высокого давления газа в замкнутом контуре приводит к уменьшению

габаритных размеров и массы ЭУ. Действительно, рост  $P_I^0$  увеличивает  $G$ , и при  $N=\text{const}$  сокращает  $L_{\text{ц}}^0$ , что позволяет получить турбомашины, трубопроводы и теплообменники меньших габаритных размеров и массы. При проектировании ЭУ больших мощностей целесообразно задавать большие давления газа в контуре, так как при этом преобразователь энергии получается компактным и легким. При проектировании ЭУ малых мощностей большое давление газа в контуре приводит к малым размерам лопаток турбомашин, что заметно снижает их экономичность. Поэтому в данном случае нужно давление газа снизить, чтобы получить приемлемые габариты и КПД преобразователя энергии.

Если ЭУ изготовлена из металла, то повышение давления (плотности) газа в контуре приводит к росту ее мощности и, наоборот, снижение давления газа снижает мощность ЭУ. Это явление можно использовать при регулировании мощности ЭУ. Такой метод регулирования сохраняет высокую эффективность ЭУ, так как сохраняет расчетное значение  $(l_k^0)_p$ , при котором  $L_{\text{ц}}^0$  максимальная при высоком  $\eta_{\text{ц}}^0$ .

На рис. 4.24 изображена пневмогидросхема газотурбинной энергоустановки с регулированием мощности путем изменения

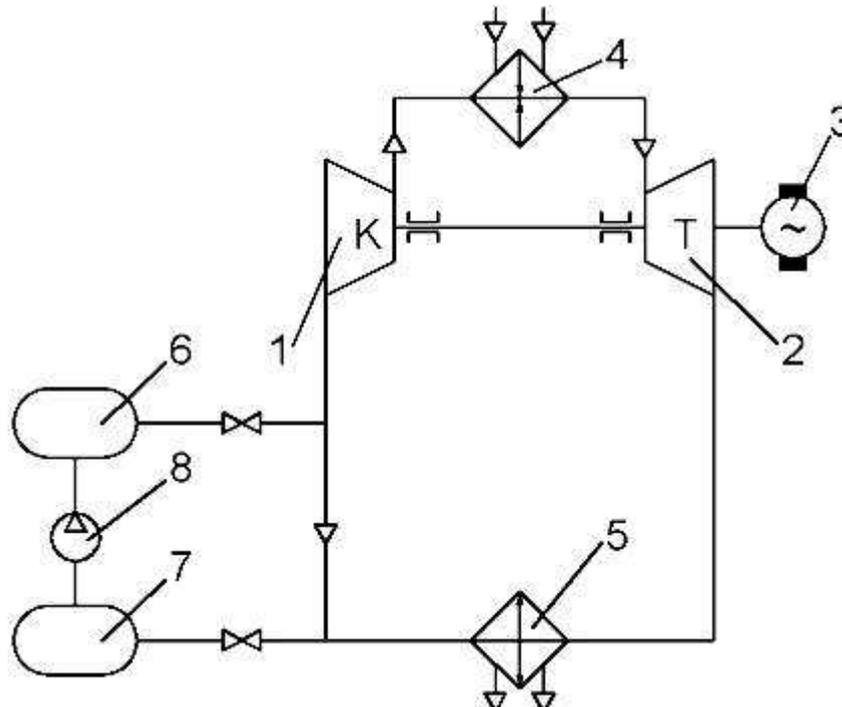


Рис. 4.24. Пневмогидросхема ГТУ с регулированием мощности путем  $p = \text{var}$  давления газа в контуре, где 1 – компрессор, 2 – турбина, 3 – генератор, 4 – нагреватель, 5 – холодильник, 6 – баллон с повышенным давлением газа, 7 – баллон с пониженным давлением газа, 8 – компрессор.

Напуская газ в контур из баллона 6, повышают мощность ГТУ, а выпуская газ из контура в баллон 7, снижают мощность ГТУ. Компрессор 8 восстанавливает высокое давление в баллоне 6 и низкое давление газа в баллоне 7.

#### **4.5. Регулирование энергоустановок, работающих по газовым циклам Брайтона**

Под регулированием энергоустановки понимают изменение мощности, развиваемой энергоустановкой, по мере включения бортовых потребителей электроэнергии. Если

$$N = G \cdot L_{ц}^0, \text{ Вт,}$$

то мощность можно изменять двумя путями.

1. Изменением  $L_{ц}^0$  при постоянном массовом расходе рабочего вещества  $G$ . Этот путь связан с изменением конфигурации и положения термодинамического цикла в диаграмме  $T^0 - S^0$  (см. рис. 4.25). Видно, что цикл можно менять путем вариации  $\theta^0, \pi_k^0$ . Степень подогрева газа  $\theta^0$  чаще всего изменяют, повышая или понижая температуру газа перед турбиной (или МГДГ)  $T_3^0$ . Степень сжатия  $\pi_k^0$  изменяют, варьируя число оборотов ротора турбокомпрессора. При этом меняются работы  $L_T^0$  и  $L_K^0$ .

Сдвиг цикла в область более высоких или низких давлений осуществляется изменением плотности газа, и, как следствие, – меняется мощность ЭУ. Как правило, регулирование  $L_{ц}^0$  выполняют всеми тремя способами одновременно (изменением  $\theta^0, \pi_k^0, \rho^0$ ). Если турбокомпрессор приводит во вращение электрический генератор переменного тока со стабилизированной частотой, то регулирование мощности изменением частоты вращения ротора неприемлемо. В этом случае для соблюдения условия  $f = \text{const}$  (частота тока) стоят регуляторы числа оборотов ротора турбокомпрессора  $n$ , осуществляющие  $n = \text{const}$ . Регулирование мощности путем изменения  $L_{ц}^0$  меняет качественно сам термодинамический цикл, поэтому такое регулирование называют качественным. При изменении параметров цикла необходимо следить за тем, чтобы турбомашины не вошли в область низких КПД и неустойчивых режимов работы;

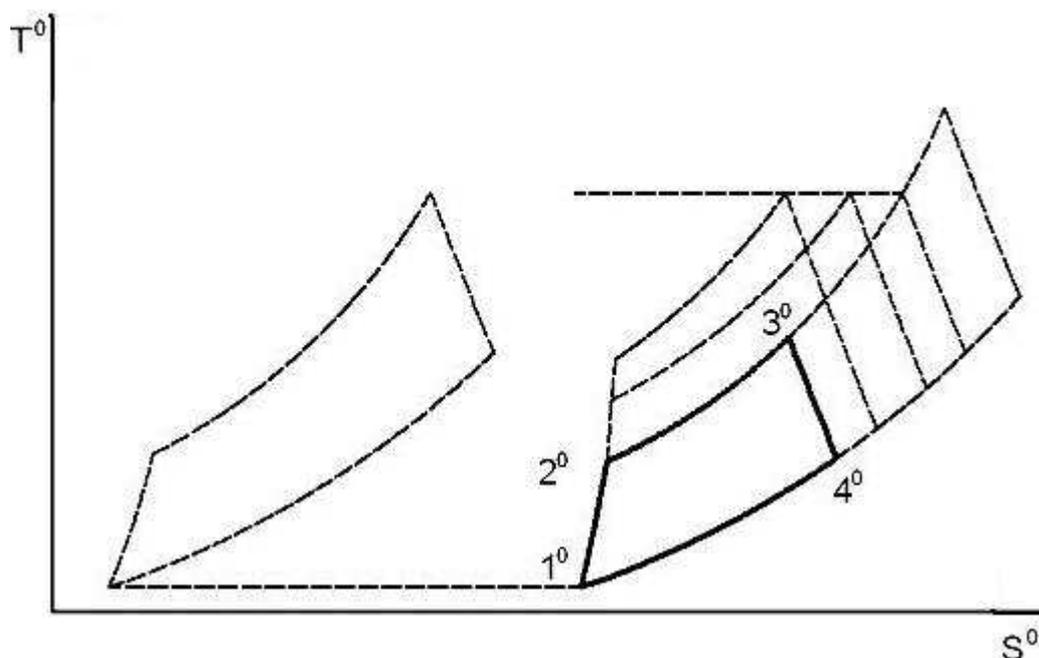


Рис. 4.25. Регулирование мощности ЭУ путем изменения  $L_{ц}^0$

2. Изменением  $G$  при постоянной эффективной работе цикла  $L_{ц}^0$ . В этом случае положение цикла в диаграмме  $T^0 - S^0$  неизменно, рабочая точка и качественные характеристики цикла постоянны, мощность изменяется за счет массового расхода рабочего тела  $G_n$ , поэтому такое регулирование называют количественным. Величину  $G$  можно менять за счет изменения скорости и плотности рабочего вещества. Массовый расход рабочего газа  $G$  изменяют с помощью регулирующих клапанов, устанавливаемых перед турбиной.

## 4.6. Расчет холодильников-излучателей

### 4.6.1. Поверхность излучателя при постоянной температуре излучающего элемента

Сброс тепла  $Q_2^0$  в окружающую среду в космической энергоустановке осуществляется с помощью холодильников-излучателей. Холодильник-излучатель (ХИ) в зависимости от температуры излучения и количества сбрасываемого тепла может быть агрегатом, определяющим габаритные размеры и массу всей энергоустановки. Поэтому при проектировании ЭУ часто приходится выбирать параметры термодинамического цикла таким образом, чтобы они определяли минимальную массу и габариты ХИ, т.е. приходится оптимизировать цикл исходя из минимальных размеров и массы ХИ.

Рассмотрим эту проблему на примере гипотетической ЭУ, работающей по циклу Карно (рис. 4.26).

Количество сбрасываемого тепла, Вт,

$$N_2^0 = G \cdot T_2^0 \cdot \Delta S = \varepsilon \sigma_0 T_2^{04} \cdot F_{xu}. \quad (4.66)$$

Это тепло излучается в окружающее пространство при постоянной температуре  $T_2^0$  холодильника-излучателя, имеющего поверхность  $F_{xu}$ .

Массовый расход рабочего тела  $G$ , кг/с, можно найти из уравнения мощности цикла:

$$N_y^0 = G \cdot L_y^0 = G(T_1^0 - T_2^0) \cdot \Delta S, \quad (4.67)$$

т.е.

$$G = \frac{N_y^0}{(T_1^0 - T_2^0) \cdot \Delta S}. \quad (4.68)$$

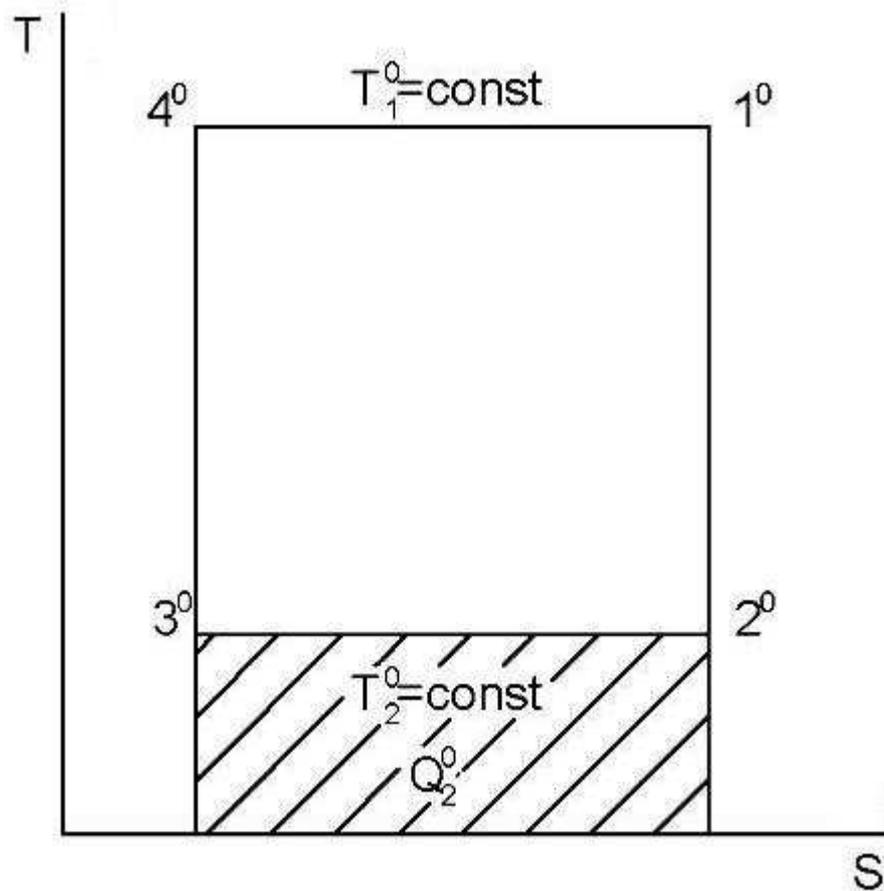


Рис. 4.26. Цикл Карно в координатах T-S

Тогда уравнение (4.66) примет вид

$$\frac{N_y^0}{(T_1^0 - T_2^0) \Delta S} \cdot T_2^0 \cdot \Delta S = \varepsilon \sigma_0 \cdot T_2^{04} \cdot F_{xu},$$

откуда

$$\boxed{\bar{F}_{xu} = \frac{F_{xu}}{N_y^0} = \frac{1}{(T_1^0 - T_2^0)} \cdot \frac{1}{\varepsilon \sigma_0 \cdot T_2^{0^3}}, \frac{M}{Bm}}. \quad (4.69)$$

Из этого уравнения видно, что  $\bar{F}_{xu} \rightarrow \infty$ , если  $T_2^0 \rightarrow T_1^0$  и  $T_2^0 \rightarrow 0$ , т.е. имеет место температура излучения  $T_2^0$ , при которой  $\bar{F}_{xu}$  принимает минимальное значение. Эту температуру можно найти, исследуя функцию  $\bar{F}_{xu}$  на экстремум:

$$\frac{\partial}{\partial T_2^0} \left[ T_2^{0^3} (T_1^0 - T_2^0) \right] = 3T_2^{0^2} (T_1^0 - T_2^0) - T_2^{0^3} = 0, \quad (4.70)$$

откуда

$$3T_2^{0^2} (T_1^0 - T_2^0) = T_2^{0^3}; \quad 3T_1^0 - 3T_2^0 - T_2^0 = 0; \quad 3T_1^0 = 4T_2^0;$$

$$\boxed{\left( \frac{T_2^0}{T_1^0} \right)_{opt} = \frac{3}{4}}. \quad (4.71)$$

Следовательно, при температуре  $(T_2^0)_{opt} = \frac{3}{4} T_1^0$  поверхность холодильника-излучателя принимает наименьшее значение.

На рис. 4.27 показана зависимость поверхности холодильника-излучателя  $\bar{F}_{xu}$  от температуры излучения  $T_2^0$  в цикле Карно, т.е. приведен график уравнения (4.69). При  $T_2^0 \rightarrow 0$  очень неэффективен процесс излучения, поэтому для сброса количества тепла  $Q_2^0$  нужна большая излучающая поверхность. При  $T_2^0 \rightarrow T_1^0$  сильно увеличивается количество сбрасываемого тепла  $Q_2^0$ , что также требует большой поверхности излучения  $\bar{F}_{xu}$ . Эта тенденция сохраняется в любом термодинамическом цикле, т.е. параметры циклов необходимо контролировать по величине  $F_{xu}$ , стремясь сохранить  $F_{xu} = (F_{xu})_{min}$ .

Уравнение (4.66) позволяет рассчитать  $F_{xu}$  при постоянной температуре излучающего элемента  $T_2^0 = const$ . Заметив, что

$$N_2^0 = (1 - \eta_y^0) Q_1^0 \cdot G, \quad (4.72)$$

получим:

$$F_{хи} = \frac{(1 - \eta_u^0) Q_1^0 \cdot G}{\varepsilon \sigma_0 \cdot T_2^0{}^4}, \text{ м}^2 \quad (4.73)$$

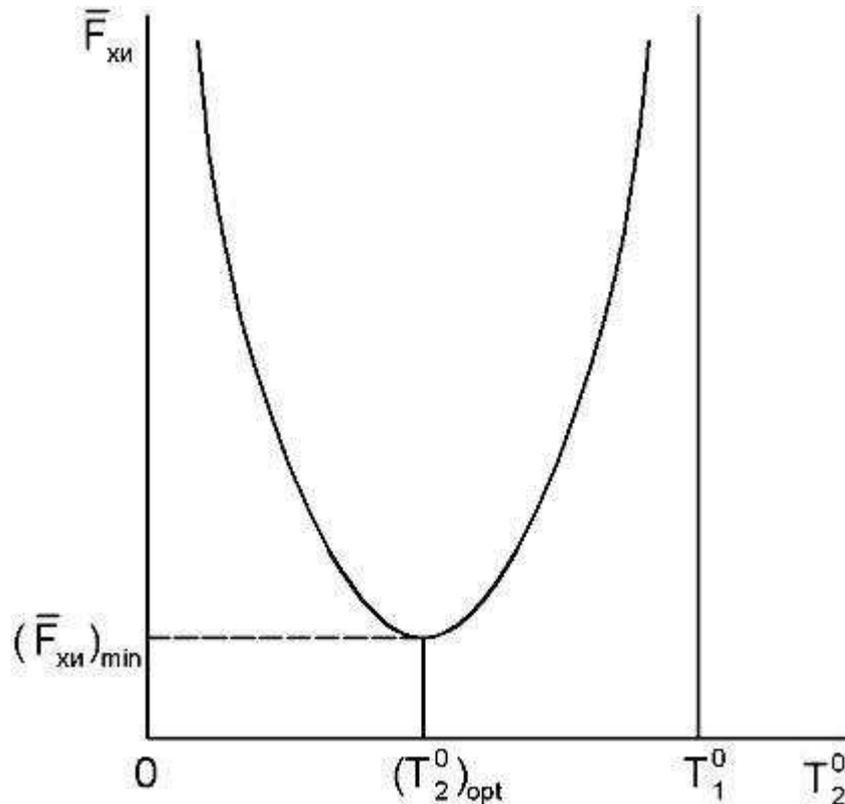


Рис. 4.27. Зависимость  $\bar{F}_{хи}$  от  $T_2^0$  в цикле Карно

Здесь  $Q_1^0$  - количество подведенного извне тепла к энергоустановке, Дж/кг,  $\eta_u^0$  - энергетический КПД энергоустановки.

Холодильники-излучатели с постоянной температурой излучения имеют малую поверхность, компактны. Физически обеспечить излучение при  $T_2^0 = const$  можно, используя в излучающем элементе процессы фазовых переходов, т.е. процессы конденсации, затвердевания. В этом случае в конструкции ХИ желательно использовать тепловые трубы. Добиться  $T_2^0 \approx const$  можно также, проектируя излучающие ребра переменной толщины: у корня ребро толстое, у периферии – тонкое.

#### **4.6.2. Поверхность излучателя при переменной температуре излучающего элемента**

Если в излучателе происходит теплообмен без фазовых переходов теплоносителя, то температура излучающего элемента по мере отвода тепла уменьшается. Эта ситуация возникает тогда, когда охлаждаются газ и жидкость.

Рассмотрим расчет холодильника-излучателя на примере цикла Брайтона (рис. 4.28). Сброс тепла в окружающую среду происходит вдоль изобары  $4^0-1^0$ . Видно, что температура газа, а следовательно, и температура поверхности излучающего элемента, при этом изменяются. Чаще всего в качестве излучающего элемента принимают трубку с перемычками, внутри которой течет охлаждаемый теплоноситель (газ, жидкость). Геометрию излучающего элемента обычно задают, ориентируясь на технические нормы, стандарты (рис. 4.29).

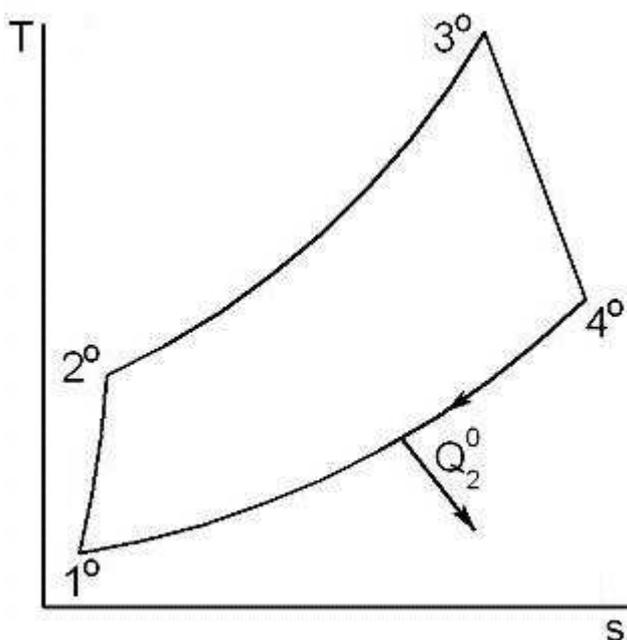
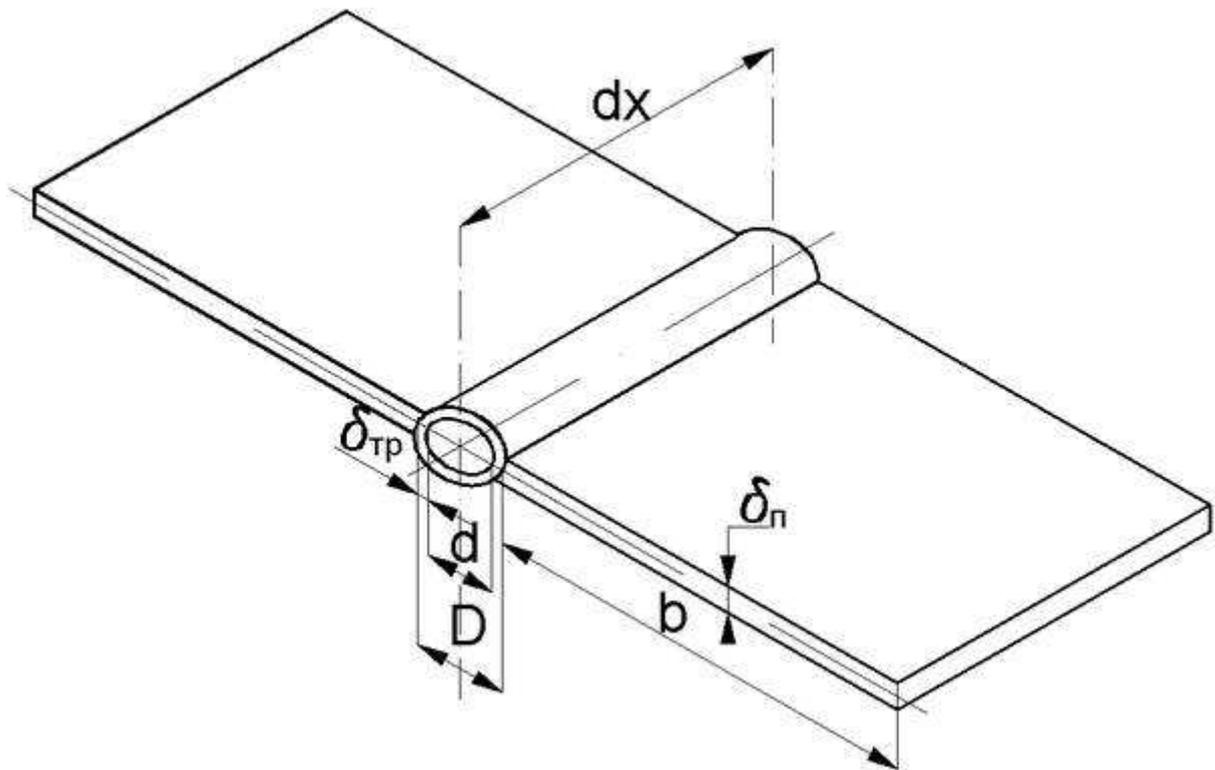


Рис. 4.28. Отвод тепла в цикле Брайтона



**Рис. 4.29. Геометрия излучающего элемента**

Запишем систему уравнений, описывающую процесс теплообмена в излучающем элементе длиной  $dx$ , при следующих предположениях, реализующихся при работе излучателя:

- теплопроводность вдоль трубки ничтожно мала, т.е. все тепло идет через стенку трубки;
- стенка трубки относительно тонкая, ее теплопроводность велика, и тепловое сопротивление стенки трубки практически отсутствует;
- температурное поле по окружности трубки равномерно.

С учетом сформулированных условий система дифференциальных уравнений, описывающих теплообмен в трубке, примет следующий вид.

Тепловая мощность, Вт, содержащаяся в газе и отводимая от него в излучателе,

$$dQ = -G \cdot C_p \cdot dT^0, \quad (4.74)$$

где  $C_p$  - осредненная теплоемкость газа в зоне теплообмена,  $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ ;

$dT^0$  - перепад полной температуры газа на длине  $dx$ , К;

$G$  - массовый расход газа через излучатель,  $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$ .

Знак (-) свидетельствует о том, что тепло отводится от газа.

Эта же тепловая мощность  $dQ$  передается от газа к внутренней стенке излучающего элемента:

$$dQ = \alpha \cdot dF_{вн} \left( T^0 - T_{см} \right), \quad (4.75)$$

где  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи от газа к внутренней стенке излучающего элемента при вынужденном конвективном теплообмене между газом и трубкой,  $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$ ;

$dF_{вн}$  - поверхность теплообмена внутренней стенки излучающего элемента длиной  $dx$ ,  $м^2$ ;

$T^0 - T_{ст}$  - перепад температур между газом и стенкой излучающего элемента,  $К$ .

Эта же тепловая мощность излучается в окружающее пространство наружной поверхностью излучающего элемента:

$$dQ = \varepsilon \sigma_0 \cdot dF_{н} \left( T_{см}^4 - T_x^4 \right), \quad (4.76)$$

где  $\varepsilon$  - степень черноты наружной поверхности излучающего элемента;

$\sigma_0$  - постоянная Стефана–Больцмана;

$dF_{н}$  - поверхность теплообмена наружной стенки излучающего элемента длиной  $dx$ ,  $м^2$ ;

$T_x$  - температура окружающего пространства,  $К$ . Если КА находится в пределах Солнечной системы, то под  $T_x$  понимают ту температуру, до которой может быть разогрет на Солнце пустой холодильник-излучатель, рассматриваемый как плоский солнечный коллектор (см. подразд. 3.4).

Система дифференциальных уравнений (4.74) - (4.76) должна быть решена относительно  $dF_{н}$ . Приравняв уравнения (4.75) и (4.76), получим:

$$\alpha \cdot dF_{вн} \left( T^0 - T_{см} \right) = \varepsilon \sigma_0 \cdot dF_{н} \left( T_{см}^4 - T_x^4 \right),$$

откуда

$$T^0 = \frac{\varepsilon \sigma_0}{\alpha \cdot \frac{dF_{вн}}{dF_{н}}} \left( T_{см}^4 - T_x^4 \right) + T_{см}.$$

Обозначив  $\frac{dF_{вн}}{dF_{н}} = \beta = const$  как геометрический параметр

излучающего элемента, имеем

$$T^0 = \frac{\varepsilon \sigma_0}{\alpha \cdot \beta} \left( T_{см}^4 - T_x^4 \right) + T_{см}. \quad (4.77)$$

Уравнение (4.77) связывает температуры газа и стенки. Дифференцируя  $T^0$  по  $T_{ст}$ , получим

$$dT^0 = \left( 4 \cdot \frac{\varepsilon\sigma_0}{\alpha \cdot \beta} T_{cm}^3 + 1 \right) dT_{cm}. \quad (4.78)$$

Подставив  $dT^0$  в уравнение (4.74), найдем  $dF_H$ :

$$dQ = -G \cdot Cp \left( 4 \cdot \frac{\varepsilon\sigma_0}{\alpha \cdot \beta} T_{cm}^3 + 1 \right) dT_{cm} = \varepsilon\sigma_0 dF_H (T_{cm}^4 - T_x^4); \quad (4.79)$$

$$dF_H = dF_{xu} = - \frac{G \cdot Cp \left( 4 \cdot \frac{\varepsilon\sigma_0}{\alpha \cdot \beta} T_{cm}^3 + 1 \right)}{\varepsilon\sigma_0 (T_{cm}^4 - T_x^4)} dT_{cm},$$

или поверхность холодильника-излучателя

$$F_{xu} = - \frac{G \cdot Cp}{\varepsilon\sigma_0} \int_4^1 \frac{4 \cdot \frac{\varepsilon\sigma_0}{\alpha \cdot \beta} T_{cm}^3 + 1}{T_{cm}^4 - T_x^4} dT_{cm}. \quad (4.80)$$

Пределы интегрирования приняты согласно рис. 4.28, где 4 – параметры на входе в излучатель, 1 – параметры на выходе из него. В результате интегрирования получим

$$F_{xu} = - \frac{G \cdot Cp}{4\varepsilon\sigma_0 \cdot T_x^3} \times \left[ \ln \left( \frac{T_{cm4} - T_x}{T_{cm1} - T_x} \cdot \frac{T_{cm1} + T_x}{T_{cm4} + T_x} \right) - 2 \left( \operatorname{arctg} \frac{T_{cm4}}{T_x} - \operatorname{arctg} \frac{T_{cm1}}{T_x} \right) \right] + \frac{G \cdot Cp}{\alpha \cdot \beta} \ln \frac{T_{cm4}^4 - T_x^4}{T_{cm1}^4 - T_x^4}, \quad \text{м}^2. \quad (4.81)$$

При пользовании уравнением (4.81) от температур газа  $T_4^0, T_1^0$ , известных из расчета параметров цикла, переходим к температурам стенки  $T_{cm4}, T_{cm1}$  по уравнению (4.77), которое необходимо решать относительно  $T_{ст}$ . Это удобно выполнять графоаналитически (рис. 4.30). Задавая значения  $T_{ст}$  в пределах  $T_x - T_4^0$ , по уравнению (4.77) находим условные значения температур газа  $T_{усл}^0$  и строим график  $T_{усл}^0 = f(T_{ст})$  (рис. 4.30). По этому графику, зная из термодинамического цикла температуры газа  $T_4^0$  и  $T_1^0$ , находим искомые  $T_{ст4}$  и  $T_{ст1}$ .

Уравнением (4.81) целесообразно пользоваться в том случае, если

разница между  $T_{ст}$  и  $T_x$  небольшая, т.е. когда рассматриваются низкотемпературные излучатели в системах жизнеобеспечения КА и его термостатирования. В этих случаях тепловая мощность, излучаемая в окружающую среду, и тепловая мощность, получаемая ХИ от Солнца, соизмеримы. Для высокотемпературных ХИ, используемых в энергоустановках, когда  $T_{ст} \gg T_x$ , выражение (4.31) может быть заметно упрощено.

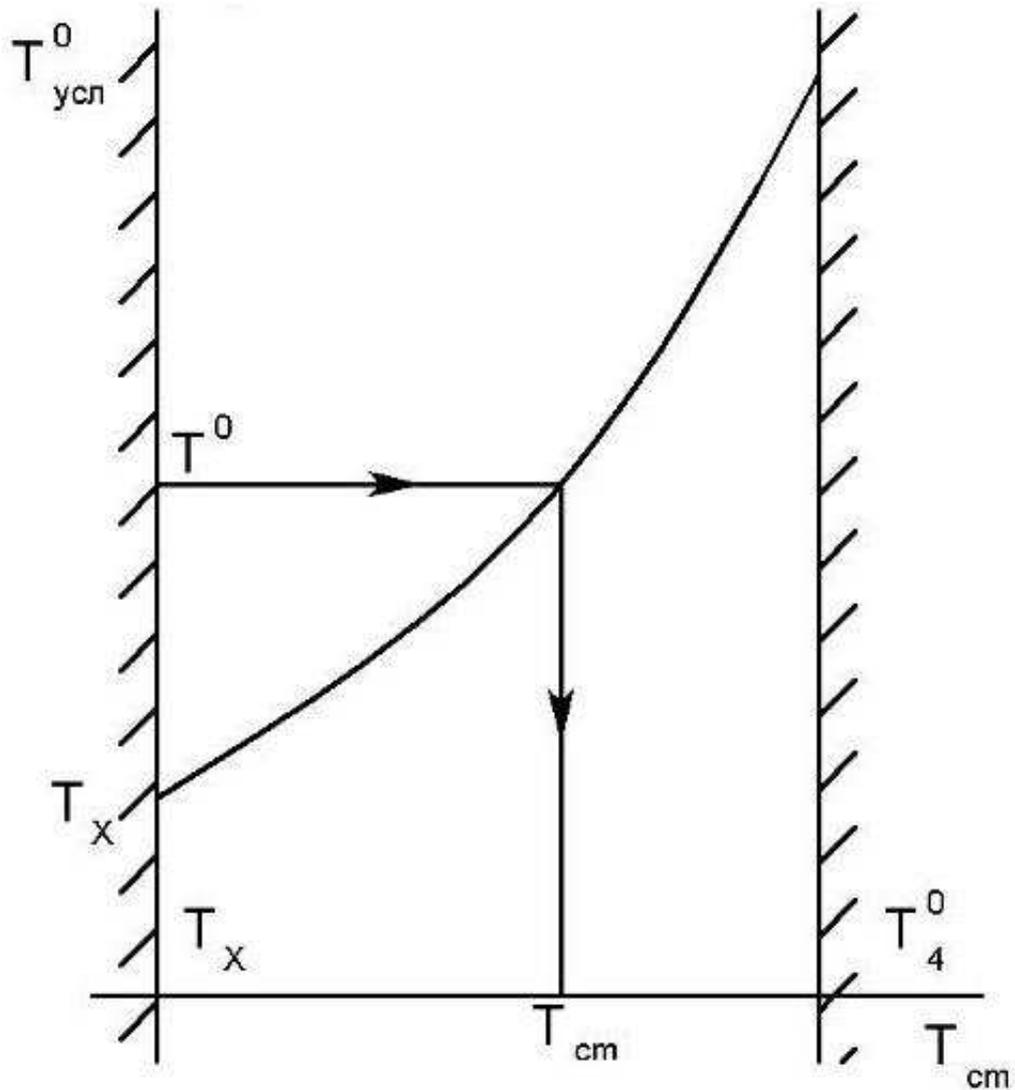


Рис. 4.30. Схема решения уравнения (4.77)

В этих случаях полагают:

1)  $T_x \rightarrow 0$ ; 2) на границе стенки трубки и теплоносителя нет термического сопротивления, т.е.  $\alpha \rightarrow \infty, T_{ст} \rightarrow T^0$ . Тогда уравнение (4.80) примет следующий вид:

$$F_{xii} = -\frac{G \cdot C_p}{\varepsilon \sigma_0} \int_4^1 \frac{dT^0}{T^0{}^4},$$

или

$$F_{xii} = -\frac{G \cdot C_p}{\varepsilon \sigma_0} \cdot \frac{T^0{}^{-3}}{-3} \Big|_4^1 = \frac{G \cdot C_p}{3 \cdot \varepsilon \sigma_0} \left( \frac{1}{T_1^0{}^3} - \frac{1}{T_4^0{}^3} \right) = F_{xii}. \quad (4.83)$$

Уравнение (4.83) может быть преобразовано к следующему удобному для пользования виду:

$$F_{xii} = \frac{G \cdot C_p}{3\varepsilon\sigma_0 \cdot T_1^0{}^3} \left[ 1 - \left( \frac{T_1^0}{T_4^0} \right)^3 \right];$$

$$F_{xii} = \frac{G \cdot C_p}{3\varepsilon\sigma_0 \cdot T_4^0{}^3} \left[ \left( \frac{T_4^0}{T_1^0} \right)^3 - 1 \right]. \quad (4.84)$$

#### **4.7. Выбор газообразных рабочих тел для бортовых энергоустановок**

Рабочее тело должно обеспечить высокую мощность, развиваемую энергоустановкой, при ее минимальных массе и габаритах. Оно должно быть дешевым, доступным, безопасным, должно обеспечить высокую надежность и ресурс энергетического оборудования при высоких температурах и давлениях. Эти требования противоречивы, поэтому при выборе рабочего тела основное внимание обращают на его высокую энергоемкость (величины  $C_p$ ,  $K$ ,  $R$  должны быть высокими), удобство в эксплуатации и безопасность для обслуживающего персонала и оборудования.

В качестве газообразных рабочих тел применяют воздух, азот, водород, инертные газы (гелий, аргон, ксенон, неон), углекислый газ, аммиак, четырехокись азота ( $N_2O_4$ ), газовые смеси.

Так как в состав энергетического оборудования, которое зависит от свойств рабочего тела, входят теплообменники и машинные преобразователи энергии (поршневые и турбомашинные системы), рассмотрим влияние рабочих тел на характеристики этих агрегатов.

##### **4.7.1. Влияние теплотехнических свойств рабочих тел на теплообменники**

Рассмотрим влияние рабочего тела на такие основные характеристики теплообменников, как количество передаваемого тепла, скорость течения теплоносителя  $W$ , коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ , перепад температур между газом и стенкой  $T_{ст} - T$ , поверхность теплопередачи  $F$ , гидравлические сопротивления, характеризующиеся перепадом давления газа в теплообменнике  $\Delta P$ , затраты мощности  $N$  на прокачку рабочего тела.

Для этого необходимо совместно решить систему уравнений, описывающих работу теплообменника:

- уравнение теплового баланса

$$N_m = G \cdot C_p \cdot \Delta T = \alpha \cdot \Delta T_1 \cdot F, \quad (4.86)$$

где  $N_T$  – тепловая мощность, передаваемая теплообменником, Вт;  
 $G$  – массовый расход рабочего тела, кг/с;  
 $C_p$  – теплоемкость рабочего тела, Дж/кг·К;  
 $\Delta T$  – перепад температур рабочего тела в теплообменнике, К;  
 $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи в теплообменнике, Вт/м<sup>2</sup>·К;  
 $\Delta T_1$  – перепад температур между стенкой теплообменника и газом,

К;

$F$  – поверхность теплообмена, м<sup>2</sup>;

- уравнение массового расхода рабочего тела

$$G = \rho \cdot W \cdot F_{сеч}, \quad (4.87)$$

где  $\rho$  – плотность рабочего тела, кг/м<sup>3</sup>;  
 $W$  – скорость рабочего тела, м/с;  
 $F_{сеч}$  – площадь поперечного сечения потока газа в теплообменнике;  
 - критериальное уравнение, характеризующее теплообмен в теплообменнике известного типа:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = f(Pr, Re, Gr, \dots), \quad (4.88)$$

где  $d$  – характерный размер теплопередающего элемента теплообменника, например диаметр трубки, м;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности рабочего тела,  $\frac{Вт}{м \cdot К}$ ;

- уравнение, характеризующее гидравлические сопротивления в теплообменнике,

$$\Delta P = \xi \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho W^2}{2}, \quad \frac{Н}{м^2}, \quad (4.89)$$

где  $\xi$  – коэффициент гидравлических сопротивлений в элементе теплообменника;

$L$  – длина теплопередающего элемента теплообменника;

- уравнение, определяющее мощность, затрачиваемую на прокачку

рабочего тела по контуру энергоустановки,

$$N = G \cdot \frac{\Delta P}{\rho}, \text{ Вт.} \quad (4.90)$$

Все теплообменники, работающие на различных рабочих телах, сравниваются между собой при условии передачи одинаковой тепловой мощности, т.е.  $N_T = \text{const}$  и при одинаковой теплопередающей поверхности  $F = \text{const}$ . При этих условиях теплообменники будут иметь разные  $W, \alpha, \Delta T, \Delta P, N$ . Параметры теплообменника, работающие на воздухе, приняты за эталон сравнения, т.е. в качестве модельного рабочего тела принят воздух. В этом случае определяются относительные безразмерные величины

$$\bar{W} = \frac{W}{W_*}; \bar{\alpha} = \frac{\alpha}{\alpha_*}; \bar{\Delta T} = \frac{\Delta T}{\Delta T_*}; \bar{Cp} = \frac{Cp}{Cp_*}; \bar{R} = \frac{R}{R_*} \text{ и т.д. (величины со}$$

звездочками относятся к модельному рабочему телу).

Рассмотрим, например, как изменяется скорость течения рабочего тела по трубопроводам при замене одного рабочего тела другим. Решим совместно уравнения (4.86) и (4.87):

$$N_m = G \cdot Cp \cdot \Delta T; \quad G = \rho \cdot W \cdot F_{сеч}; \quad \rho = \frac{P}{RT}.$$

При сохранении для всех теплообменников  $N_T = \text{const}$  имеем

$$N_m = \frac{P}{RT} \cdot W \cdot F_{сеч} \cdot Cp \cdot \Delta T = \text{const}; \quad \frac{N_m}{F_{сеч} \cdot \Delta T} = \frac{Cp}{R} \cdot \frac{P}{T} \cdot W = \text{const}.$$

При зафиксированных уровнях  $P$  и  $T$  в данной энергоустановке, не зависящих от вида рабочего тела, когда  $\frac{P}{T} = \text{const}$ , получим соотношение

$$\frac{Cp}{R} W = \text{const}, \text{ или } W = \text{const} \cdot \frac{R}{Cp},$$

т.е. скорость рабочего тела зависит от таких его характеристик, как  $Cp$  и  $R$ .

Сравнивая конкретное рабочее тело с воздухом, найдем безразмерную скорость

$$\boxed{\bar{W} = \frac{\bar{R}}{\bar{Cp}}}. \quad (4.91)$$

Аналогичным образом, рассматривая в необходимой комбинации уравнения (4.86)-(4.90), получим соотношения:

- относительный коэффициент теплоотдачи при турбулентном

течении газа в трубах и каналах

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{\lambda}^{0,57}}{(\bar{c}_p \cdot \mu)^{0,37}}, \quad (4.92)$$

где  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости;

- относительный перепад температур между стенкой теплопередающей поверхности и газом

$$T_{cm} - T = \frac{l}{\bar{F} \cdot \bar{\alpha}}; \quad (4.93)$$

- относительная поверхность теплообмена

$$\bar{F} = \frac{l}{\bar{\alpha}(T_{cm} - T)}; \quad (4.94)$$

- относительные потери давления из-за гидравлических сопротивлений

$$\Delta \bar{p} = \frac{\bar{R} \cdot \mu^{0,25}}{\bar{c}_p^{1,75}}; \quad (4.95)$$

- относительная мощность, необходимая для прокачки рабочего тела по контуру

$$\bar{N} = \frac{\bar{R}^2 \cdot \mu^{0,25}}{\bar{c}_p^{2,75}}. \quad (4.96)$$

Сравнение рабочих тел, используемых в теплообменниках, по параметрам (4.91) - (4.96) при условии теплообмена  $N_T = \text{const}$  и  $F = \text{const}$  дано в табл. 4.1.

**Таблица 4.1**

Сравнение газообразных рабочих тел, использующихся в теплообменниках

№ п/п	Газ	$\bar{W}$	$\bar{\alpha}$	$T_{cm} - T$	$\bar{F}$	$\Delta \bar{P}$	$\bar{N}$
1	Воздух	1	1	1	1	1	1

2	Азот	1,01	0,99	1,01	1	0,96	1,0
3	Гелий	1,58	1,45	0,69	1	0,50	0,54
4	CO <sub>2</sub>	0,61	0,99	1,01	1	0,57	0,35
5	CO	0,73	1,0	1,0	1	0,7	0,52
6	Водород	0,9	1,52	0,66	1	0,09	0,1
7	Водяной пар	0,8	0,98	1,02	1	0,47	0,32
8	Аммиак	0,59	1,12	0,9	1	0,1	0,12

Видно, что такие рабочие тела, как водород, гелий, аммиак, по сравнению с воздухом обеспечивают высокий коэффициент теплоотдачи, низкие гидравлические сопротивления и низкую мощность перекачки.

#### **4.7.2. Влияние рабочего тела на характеристики турбомашинных агрегатов**

Такие свойства рабочего тела, как теплоемкость, вязкость, скорость звука, оказывают существенное влияние на конструкцию и характеристики компрессора и турбины. Например, если работа компрессора

$$L_k^0 = C_p T_1^0 \left( \frac{\ell_k^0 - 1}{\eta_k^0} \right),$$

и теплоемкость гелия в пять раз выше теплоемкости воздуха, то при заданной  $\ell_k^0$  и одинаковых температурах  $T_1^0$  для сжатия 1 кг гелия до перепада давлений  $\frac{P_2^0}{P_1^0}$  нужно затратить в пять раз больше работы, чем

для сжатия 1 кг воздуха до тех же давлений. Это значит, что при одинаковых коэффициентах теоретического напора ступеней воздушного и гелиевого компрессоров гелиевый компрессор должен иметь в пять раз больше ступеней, чем воздушный. С другой стороны, степень сжатия

$$\pi_k^0 = \ell_k^0 \frac{k}{k-1}$$

для гелиевого компрессора, если у гелия  $K$  значительно выше, чем у воздуха, и  $\ell_k^0$  зафиксировано, ниже, чем для воздушного компрессора.

Это позволяет сделать несколько меньше ступеней в гелиевом компрессоре.

Для того, чтобы число ступеней в гелиевом компрессоре было конструктивно приемлемо, необходимо выполнять высоконапорные ступени, принимая коэффициент теоретического напора  $\bar{H}_{th} = 0,5...1,0$  и коэффициент расхода  $\bar{C}_a = 0,6...2,4$ . Высокая скорость звука в гелии позволяет форсировать ротор по частоте вращения, доведя окружную скорость на среднем диаметре до  $U_k > 300...400 \text{ м/с}$ . Ограничением здесь является механическая прочность лопаточного аппарата и дисков ротора.

Аналогичные выводы можно сделать и для гелиевой турбины. Коэффициент мощности в гелиевой турбине можно поднять до значений  $\mu_m = 1,8...3$  при высоких осевых скоростях.

На КПД турбомашин главным влиянием оказывает вязкость газа. Высокие КПД обеспечивают водород, гелий, аммиак и другие рабочие тела с низкой вязкостью.

Если скорость звука в рабочем теле низкая (воздух, азот, углекислый газ), то существенное ограничение на аэродинамику проточной части турбомашин оказывает скорость звука. Для сохранения высокого КПД не допускают сверхзвукового обтекания лопаток компрессора, ограничивая осевые скорости потока значениями чисел Маха  $Ma \leq 0,9$ .

Сравнение осевых компрессоров, рассчитанных при температуре  $T_1^0 = 353 \text{ К}$ , числе ступеней  $Z=10$ , окружной скорости на среднем диаметре воздушного компрессора  $U_* = 210 \text{ м/с}$  для различных рабочих тел приведено в табл. 4.2.

Для рабочих тел с низкой скоростью звука ограничивалась величина  $Ma \leq 0,9$ , а для рабочих тел с высокой скоростью звука накладывались прочностные ограничения на лопаточный аппарат. В табл. 4.2  $\sigma$  - предельные напряжения в рабочих лопатках,  $U$  – окружные скорости на среднем диаметре ступеней,  $Q$  – объемные расходы газа.

**Таблица 4.2**

Сравнение газообразных рабочих тел, использующихся в осевом компрессоре

№ п/п	Газ	Ма	$\frac{\sigma}{\sigma_*}$	$\frac{U}{U_*}$	$\pi_k^0$	$\frac{Q}{Q_*}$	Примечание

1	Воздух (N <sub>2</sub> )	0,9	1,0	1,0	4,5	1,0	Ротор стальной
2	Фреон-12 (CF <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub> )	0,9	0,2	0,45	4,2	0,45	
3	CO <sub>2</sub>	0,9	0,6	0,77	4,3	0,75	
4	He	0,45	2,2	1,5	1,9	1,5	
5	H <sub>2</sub>	0,35	2,2	1,5	1,4	1,5	
6	He	0,7	3,0	2,3	3,8	2,3	Ротор титановый
7	H <sub>2</sub>	0,55	3,0	2,3	2,1	2,3	

Из табл. 4.2 видно, что гелий и водород практически не имеют ограничений по скорости звука. Здесь ограничения при росте  $U$  вызваны прочностью рабочих лопаток. Переход на более прочный титановый ротор позволяет формировать ротор по частоте вращения, увеличивая напорность ступеней и снижая их число в компрессоре.

При больших осевых скоростях  $C_a$  уменьшаются высоты лопаток гелиевого компрессора. Из условия прочности нужно увеличивать хорду профиля. Это в совокупности приводит к уменьшению удлинений

лопаток  $\left( \bar{h} = \frac{\bar{h}}{e} = 0,5...0,7 \right)$ , что вызывает снижение КПД компрессора.

#### 4.8. Паровой цикл Ренкина

Для любого термодинамического цикла эффективная работа цикла равна

$$L_{\text{ц}}^0 = L_p^0 - L_{\text{сж}}^0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}},$$

где  $L_p^0$  - работа процесса расширения рабочего тела, Дж/кг;

$L_{\text{сж}}^0$  - соответственно работа процесса сжатия, Дж/кг.

Очевидно, что для увеличения работы цикла необходимо, чтобы  $L_p^0 > L_{\text{сж}}^0$ . Рассмотрим, как можно кардинально уменьшить  $L_{\text{сж}}^0$ .

Пренебрегая сжимаемостью газа в цикле Брайтона, т.е. рассматривая течение газа с низкими скоростями, можно записать

$$L_{сж}^0 = \frac{P_2^0 - P_1^0}{\rho} \cdot \frac{1}{\eta_c}, \quad (4.97)$$

где  $P_2^0 - P_1^0$  - перепад давлений, создаваемый компрессором, Н/м<sup>2</sup>;

$\rho$  - плотность рабочего тела, кг/м<sup>3</sup>;

$\eta_c$  - КПД процесса сжатия.

Видно, что существенно уменьшить  $L_{сж}^0$  можно, перейдя на плотное рабочее тело, т.е. увеличив  $\rho$ . Это свидетельствует о том, что в термодинамическом цикле необходимо менять плотность рабочего тела: в области расширения (в турбине) использовать рабочее тело с низкой плотностью (газ, пар), а в области сжатия (в компрессоре, насосе) – рабочее тело с высокой плотностью, например жидкость. Возникают термодинамические циклы с фазовыми переходами рабочего тела: испарением перед расширением и конденсацией перед сжатием (повышением давления). Примером такого цикла является паровой цикл Ренкина.

Параметры цикла Ренкина существенно зависят от свойств рабочего тела, поэтому рассмотрим основные особенности *i-s* диаграмм различных парообразных рабочих тел. На рис. 4.31 изображен общий вид диаграммы *i-s* рабочего тела, претерпевающего фазовые превращения. Здесь АК – линия перехода жидкости в пар, К – критическая точка, KB – линия сухого насыщенного пара (линия насыщения). Отмечены линии постоянной степени сухости пара

$$x = \frac{G''}{G' + G''}, \quad (4.98)$$

где  $G''$  - массовое содержание паровой фазы в единице массы рабочего тела;  $G'$  - массовое содержание жидкой фазы в единице массы рабочего тела; линии постоянной температуры ( $T=const$ ) – изотермы и линии постоянного давления ( $P=const$ ) – изобары.

В области двухфазного состояния изобары и изотермы изображаются прямыми наклонными линиями. Действительно, если

$$\left( \frac{\partial i}{\partial s} \right)_p = T = const, \quad (4.99)$$

то в координатах *i-s* – это уравнение прямой линии.

В области перегретого пара изотермы переходят в горизонтальные

линии, а изобары – в логарифмические спирали. Вдали от линии насыщения, где силы межмолекулярного взаимодействия в паре практически отсутствуют, пар по своим свойствам приближается к идеальному газу. Это состояние пара называется идеально газовым состоянием. Следовательно, газ представляет собой сильно перегретый пар.

Из рис. 4.31 видно, что при переходе по линии насыщения от низких температур к высоким энтропия падает. Это значит, что в таком процессе количество тепла, содержащееся в паре, уменьшается. Этот факт свидетельствует об отрицательной

теплоемкости сухого насыщенного пара. Отводимое от пара тепло идет на совершение механической работы повышения давления в паре. Рабочие тела, имеющие  $i$ - $s$  диаграмму, изображенную на рис. 4.31, называются рабочими телами с отрицательной теплоемкостью сухого насыщенного пара, т.е.  $C_p'' < 0$ . Таким свойством обладают вода, спирты, щелочные металлы, аммиак, некоторые фреоны и др.

На рис. 4.32 показана  $i$ - $s$  диаграмма рабочего тела с положительной теплоемкостью сухого насыщенного пара ( $C_p'' > 0$ ). Здесь при переходе от низкой температуры сухого насыщенного пара к более высокой энтропия повышается, что свидетельствует о нагреве рабочего тела при положительной теплоемкости. Такие рабочие тела еще называются рабочими телами с S-образной

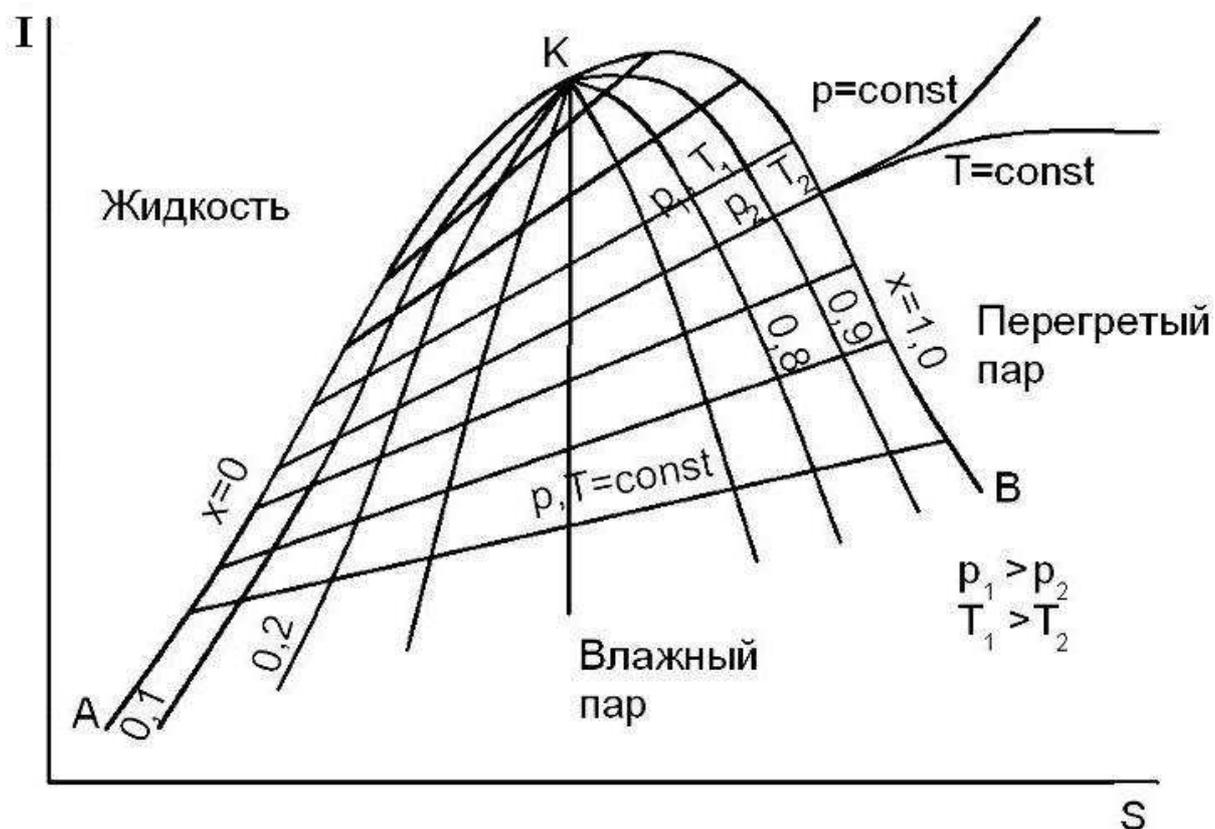


Рис. 4.31. Диаграмма  $i$ - $s$  для рабочих тел с отрицательной теплоемкостью

## Cp'' сухого насыщенного пара

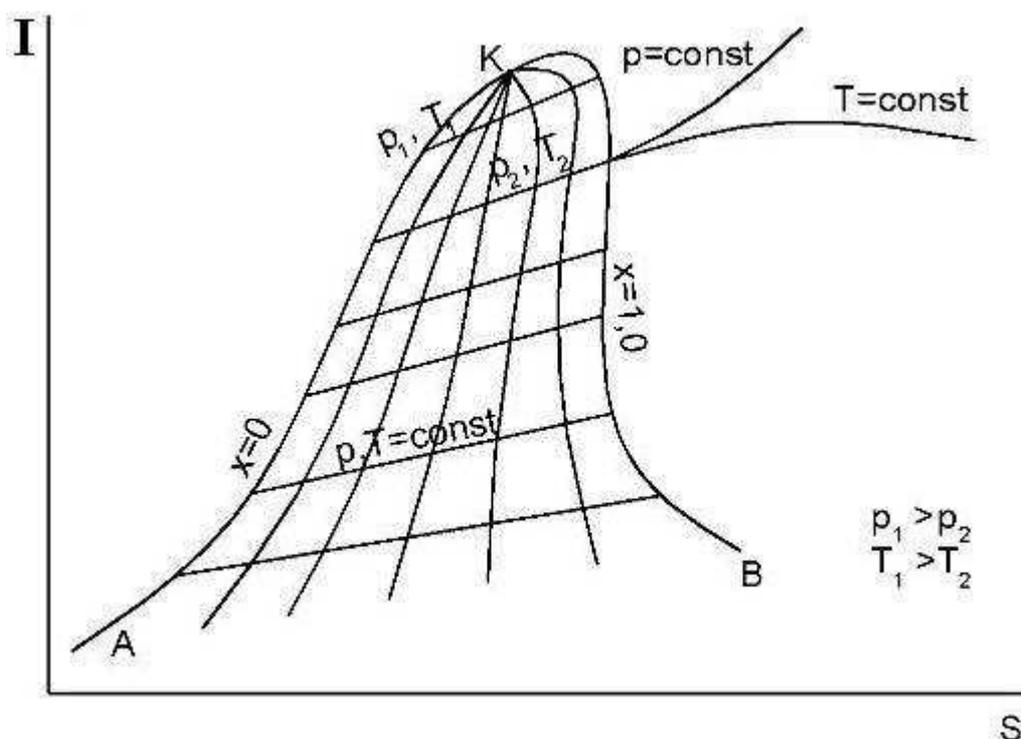


Рис. 4.32. Диаграмма  $i$ - $s$  для рабочих тел с положительной теплоемкостью  $Cp''$  сухого насыщенного пара

линией насыщения. К ним относятся углеводороды (керосин и другие нефтепродукты), высокотемпературные органические теплоносители (ВОТ), такие, как дифенил, дифенилоксид, даутерм, а также толуол, кремнийорганические вещества, некоторые фреоны, криогенные жидкости (жидкие азот, водород, кислород и др.).

На рис. 4.33 и 4.34 показаны циклы Ренкина для рабочих тел с  $Cp'' > 0$  и  $Cp'' < 0$ .

Процессы 1-2 могут протекать в любой расширительной машине (турбине, МГД-генераторе, поршневой машине и др.).

Процесс расширения пара 1'-2' с перегревом позволяет уменьшить или совсем исключить влажность в конце процесса расширения.

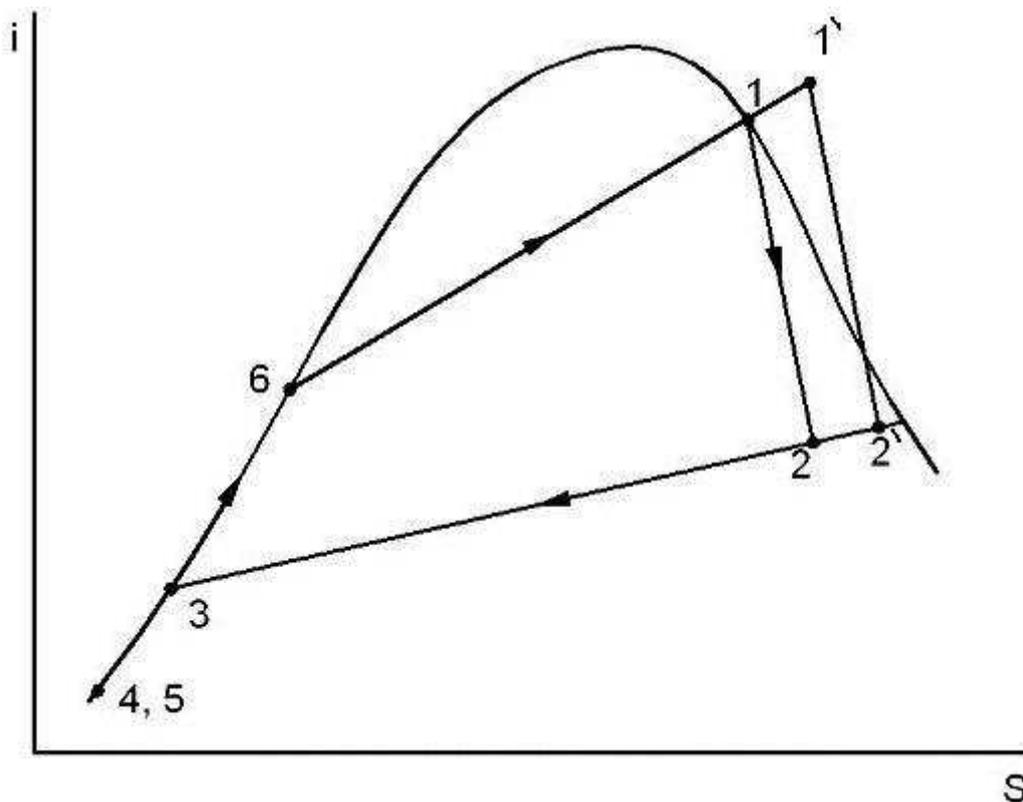


Рис. 4.33. Цикл Ренкина в координатах  $i$ - $s$  при  $C_p'' < 0$ :

1-2 – расширение пара без перегрева; 1'-2' – расширение пара с перегревом; 2 - 3 – конденсация пара; 3 - 4 – переохлаждение конденсата; 4 - 5 (одна точка) – повышение давления в конденсатном насосе; 5 - 6 – нагрев конденсата до кипения;

6 - 1 – кипение

Процесс расширения 1-2 при рабочем теле с  $C_p'' > 0$  (рис. 4.34) протекает с ростом степени перегрева пара, что полностью исключает влажность в расширительной машине. Процесс охлаждения перегретого пара 2-3 позволяет организовать регенерацию тепла.

Переохлаждение конденсата обеспечивает бескавитационную работу конденсатных циркуляционных насосов.

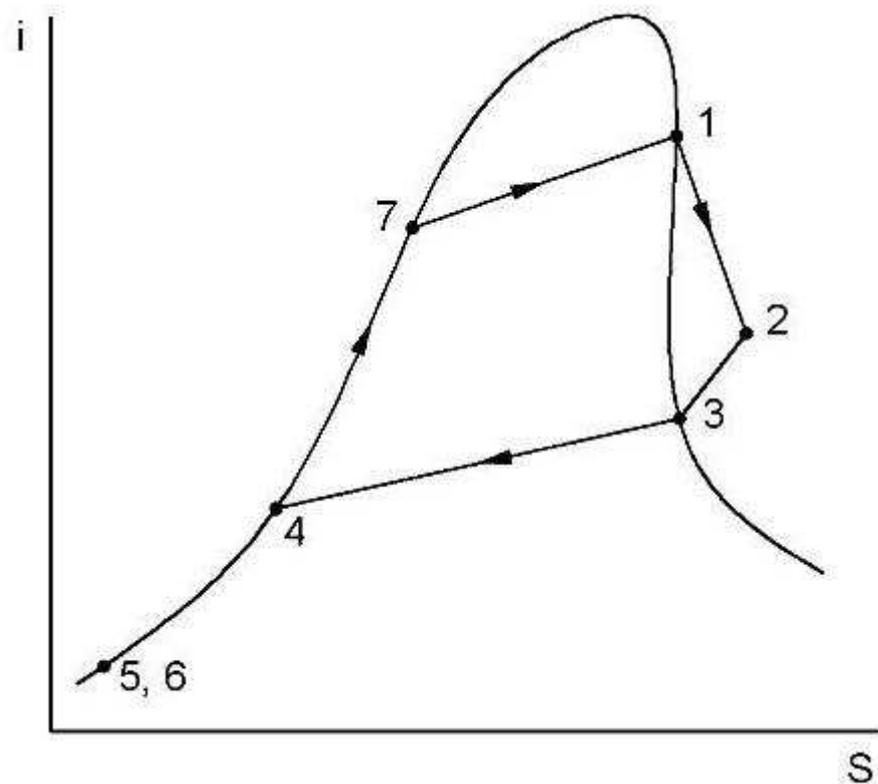


Рис. 4.34. Цикл Ренкина в координатах  $i$ - $s$  при  $C_p'' > 0$ :

- 1 - 2 – расширение пара;
- 2 - 3 – охлаждение перегретого пара до линии насыщения;
- 3 - 4 – конденсация пара;
- 4 - 5 – переохлаждение конденсата;
- 5 - 6 (одна точка) – повышение давления в конденсатном насосе;
- 6 - 7 – нагрев конденсата до кипения;
- 7 - 1 – кипение

Многоконтурные схемы обеспечивают безопасность и надежность энергоустановок, особенно с использованием ядерных источников энергии (рис. 4.35).

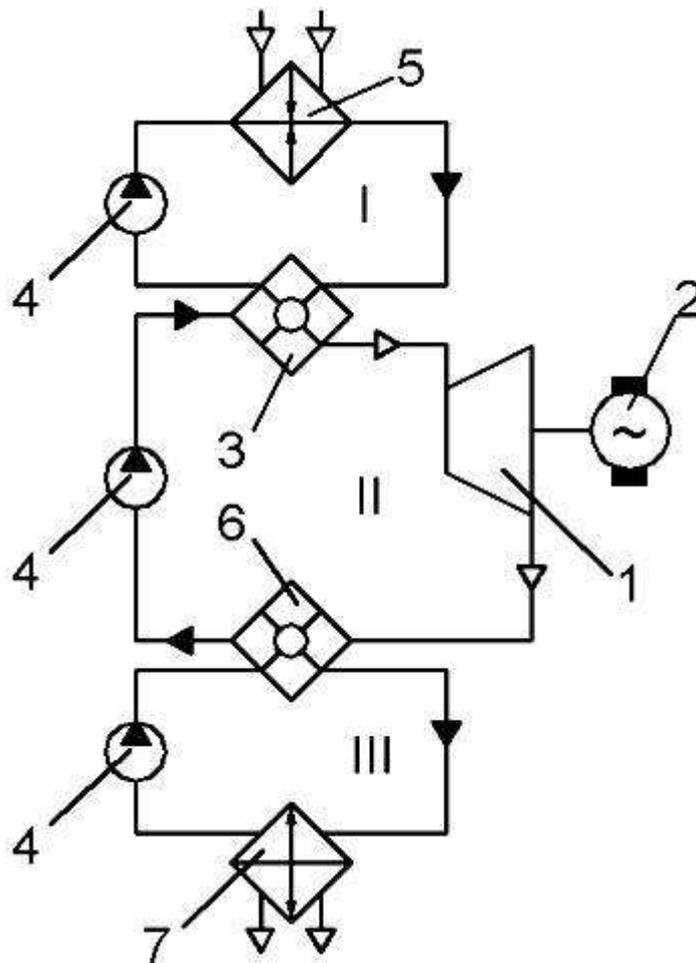


Рис. 4.35. Пневмогидросхема трехконтурной паротурбинной энергоустановки:

1 – турбина; 2 – электрогенератор; 3 – парогенератор; 4 – насосы; 5 – нагреватель; 6 – конденсатор; 7 – холодильник (излучатель); I – греющий контур; II – турбинный контур; III – контур охлаждения

#### 4.8.1. Сравнение циклов Ренкина и Брайтона

Сравнение циклов (рис. 4.36) проводим по основному агрегату, создающему энергию, – расширительной машине, например турбине. При этом полагаем температуры на входе и выходе из турбин, теплоперепады, срабатываемые в турбинах, одинаковыми, т.е.  $T_1, T_2; H_m = idem$ . В качестве цикла Ренкина рассмотрен влажнопаровой цикл, когда расширение пара 1-2 протекает в двухфазной области. Видно, что площадь цикла (заштриховано) почти совпадает с площадью эквивалентного цикла Карно, имеющего те же температурные пределы  $T_{max}$  и  $T_{min}$

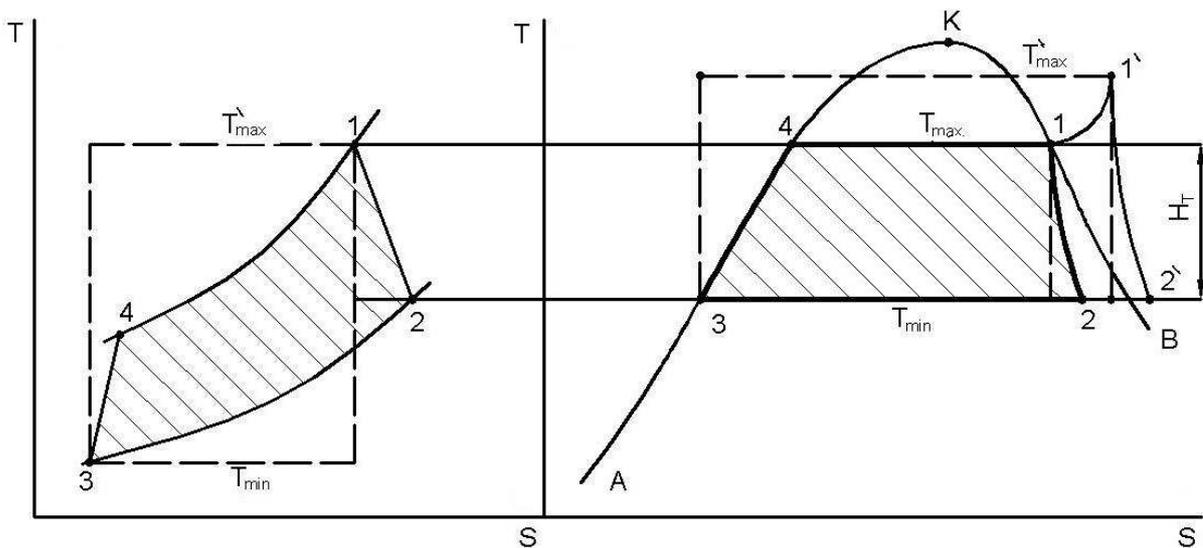


Рис. 4.36. Сравнение циклов Ренкина и Брайтона в координатах T-S

(штриховые линии). Это значит, что термический КПД влажно-парового цикла Ренкина максимально приближен к термическому КПД цикла Карно

$$\eta_m = \frac{T_{max} - T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}}, \quad (4.100)$$

т.е. энергетический КПД влажно-парового цикла Ренкина высок.

Аналогичное сравнение цикла Брайтона с эквивалентным циклом Карно показывает, что цикл Брайтона заметно отличается от цикла Карно, что свидетельствует о низкой эффективности цикла Брайтона по сравнению с влажно-паровым циклом Ренкина.

Из рис. 4.36 также видно, что переход в цикле Ренкина к перегреву пара заметно снижает  $\eta_T$  цикла, так как в этом случае нужно сравнивать цикл Ренкина с циклом Карно при температурах  $T_{max}$  и  $T_{min}$ .

Влажно-паровой цикл Ренкина из-за его термодинамической эффективности используется в ядерных паротурбинных установках как транспортного, так и наземного назначения.

В цикле Брайтона на привод компрессора тратится около 70 % мощности турбины и только 30 % полезно используется для привода электрогенератора. В цикле Ренкина для привода конденсатного насоса, создающего то же давление, что и компрессор в цикле Брайтона, тратится в тысячи раз меньше энергии, чем для привода компрессора в эквивалентном цикле Брайтона (см. формулу (4.97)), так как плотность конденсата на три порядка выше плотности пара (газа). Следовательно, в

цикле Ренкина восстановление параметров (давления и температуры) происходит за счет низкокачественной тепловой энергии, в то время как в цикле Брайтона – за счет высококачественной механической энергии.

В цикле Ренкина подвод и отвод тепла происходят при постоянных высоких температурах, что обуславливает небольшие поверхности теплообмена в соответствующих теплообменниках. В цикле Брайтона эти процессы протекают при пониженных переменных температурах, что приводит к большим поверхностям и массам теплообменников.

Но цикл Ренкина имеет и ряд недостатков, которые существенно ограничивают его использование в энергоустановках, особенно космического назначения. Одним из недостатков является влага, выпадающая из пара в процессе его расширения в турбине. Капли влаги приводят к интенсивному эрозионному износу лопаточного аппарата и тормозят рабочее колесо. Действительно, двигаясь со скоростью  $C_1'$ , меньшей скорости  $C_1$  паровой фазы, капли влаги встречают рабочие лопатки в относительном движении со скоростью  $W_1'$ , бьют лопатку в спинку профиля, чем тормозят рабочее колесо (рис. 4.37). Для борьбы

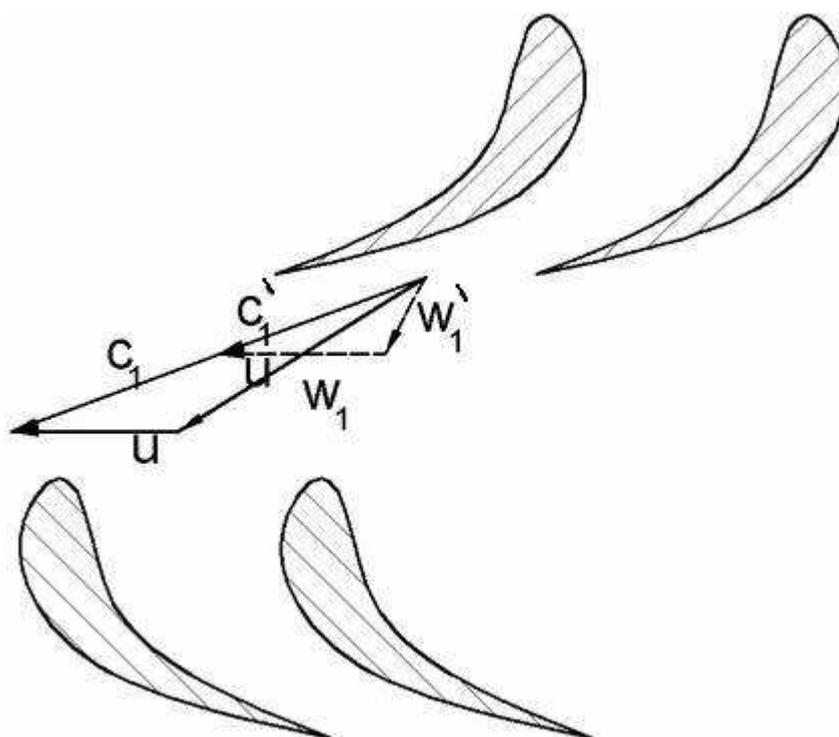


Рис. 4.37. Кинематика движения капель жидкости в ступени паровой турбины

с влагой используют внутреступенчатую сепарацию влаги и отвод ее в дренаж, перегрев пара (рис. 4.33, процесс 1'-2'), промежуточную подсушку пара (рис. 4.38), когда влажный пар после расширения в группе ступеней

направляется в парогенератор для подсушки и снова возвращается в турбину для дальнейшей работы. Для повышения ресурса работы лопаток во влажной среде передние кромки рабочих лопаток наплавляют твердосплавным материалом или упрочняют другими известными способами (например ионно-плазменной обработкой). Снижение влаги на 1 % повышает КПД ступени турбины в среднем на 1,3 %.

Проблемы с влажностью иногда вынуждают переходить к рабочим телам с  $Ср'' > 0$  (см. рис. 4.34), где турбина работает в перегретом паре.

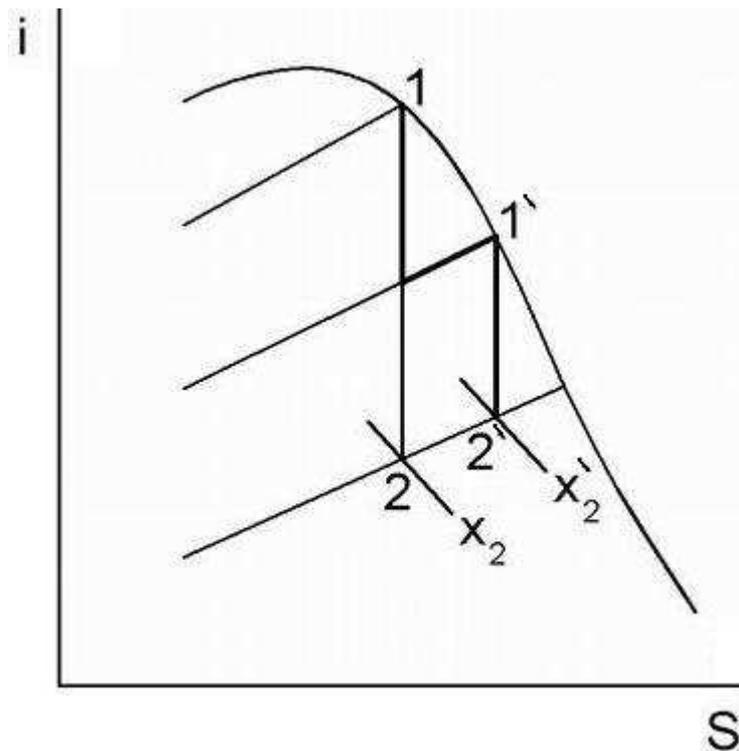


Рис. 4.38. Промежуточная подсушка пара при расширении во влажно-паровой турбине

Важным вопросом является фазоразделение в невесомости при кипении и конденсации рабочего тела турбинного контура. Для этого приходится создавать условия для сепарации фаз в поле центробежных сил, возникающих при течении двухфазного потока по винтовым трубкам парогенератора или по прямым трубкам с винтовыми вставками. Для этого применяются также химические добавки к конденсату, способствующие смачиваемости стенок трубок.

При снижении мощности энергоустановки возможно застывание конденсата (особенно жидкометаллического) в трубках холодильника и в других агрегатах, что прекращает циркуляцию конденсата по контуру и

выводит из строя всю энергоустановку. Затруднены разогрев и запуск энергоустановки в полете.

Жидкий теплоноситель заполняет большую часть полезных объемов теплообменников, трубопроводов, что существенно повышает массу паровой энергоустановки по сравнению с массой газотурбинной установки. Заметна также наведенная радиация в жидком теплоносителе по сравнению с газовым рабочим телом.

Большинство жидких теплоносителей, особенно щелочных металлов, при высоких температурах вызывают коррозию конструкционных материалов.

#### **4.8.2. Выбор парообразных рабочих тел**

К парообразным рабочим телам предъявляются требования, в общем аналогичные тем, которые предъявляются к газам. Рабочее тело должно:

- обладать высокой энергоемкостью, т.е. иметь высокие  $C_p$ ,  $\lambda$  (коэффициент теплопроводности);
- допускать высокие температуры цикла при сравнительно невысоких давлениях;
- иметь приемлемое изменение плотности при расширении в соплах;
- не разлагаться при высоких температурах;
- быть нейтральным к конструкционным материалам;
- быть удобным в эксплуатации (не воспламеняться, не взрываться, обладать низкой токсичностью);
- быть доступным и дешевым в производстве.

Эти требования часто невыполнимы и противоречивы, поэтому рассмотрим теплофизические свойства, обеспечивающие хорошие энергомассовые характеристики установки.

На рис. 4.39 изображены графики зависимости давления насыщенных паров от их температуры для различных парообраз-

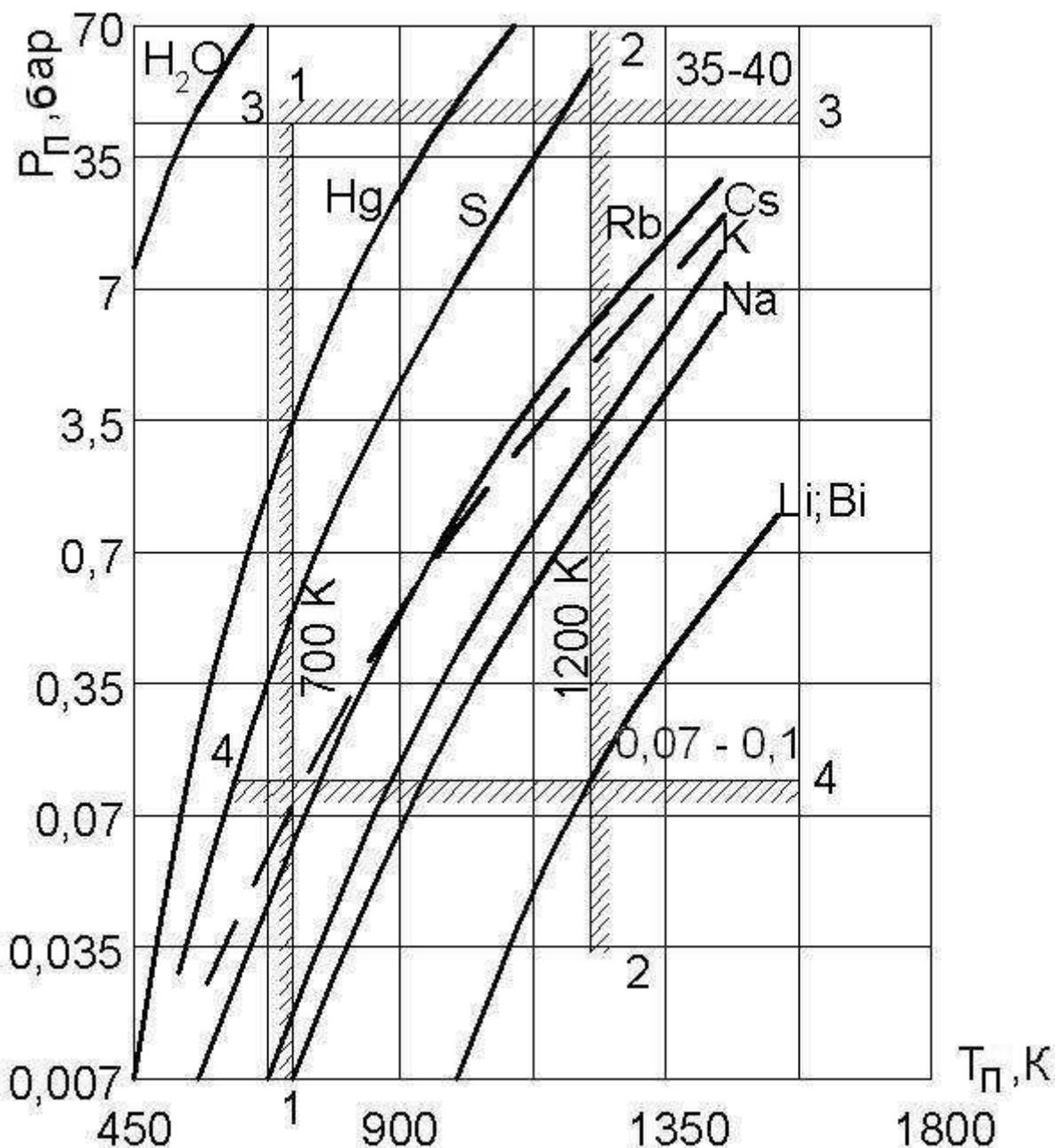


Рис. 4.39. Зависимость давления насыщенных паров от температуры для различных парообразных рабочих тел

ных рабочих тел. На графике нанесены ограничения, накладываемые на  $P_n$  и  $T_n$  энергоустановкой, а также показаны такие ограничения:

1 - 1 – ограничения на минимальную температуру ( $T_n \geq 700K$ ), связанные с габаритами и минимальной массой холодильника-излучателя;

2 - 2 – ограничения на максимальную температуру ( $T_{n_{max}} \leq 1200 \text{ K}$ ), связанные с прочностью и ресурсом энергоустановки;

3 - 3 – ограничения на максимальное давление пара ( $P_{n_{max}} \leq 35...40 \text{ бар}$ ), связанные с массой оборудования при толстостенных конструкциях;

4 - 4 – ограничения на минимальное давление пара ( $P_{n_{min}} \geq 0,07...0,1 \text{ бар}$ ), связанные с массой крупногабаритного оборудования при тонкостенных конструкциях.

Из анализа графика видно, что вода неприемлема из-за больших давлений насыщенных паров и толстостенных конструкций энергетического оборудования. Ртуть обладает приемлемыми характеристиками, но все же давление пара высокое, что при  $T_n=1200 \text{ K}$  заставляет выполнять турбину, теплообменники и трубопроводы толстостенными и тяжелыми.

Оптимальными оказались щелочные металлы ( $Rb, Cs, Na, K'$ ), которые наиболее полно отвечают поставленным условиям. При дальнейшем повышении максимальной температуры пара оптимальными окажутся  $Li, Bi$ .

Рабочее тело заметно влияет на удельную массу энергоустановки, т.е. на массу, кг, приходящуюся на 1 кВт развиваемой мощности. Действительно, паровая турбина, спроектированная для работы на плотном, с малым удельным объемом пара ртути, будет более компактной и легкой, чем турбина, работающая на паре Na или K.

Важен темп изменения удельного объема пара по мере расширения в турбине, так как от этого зависит облик турбины. На рис. 4.40, а изображена схема проточной части турбины, спроекти-

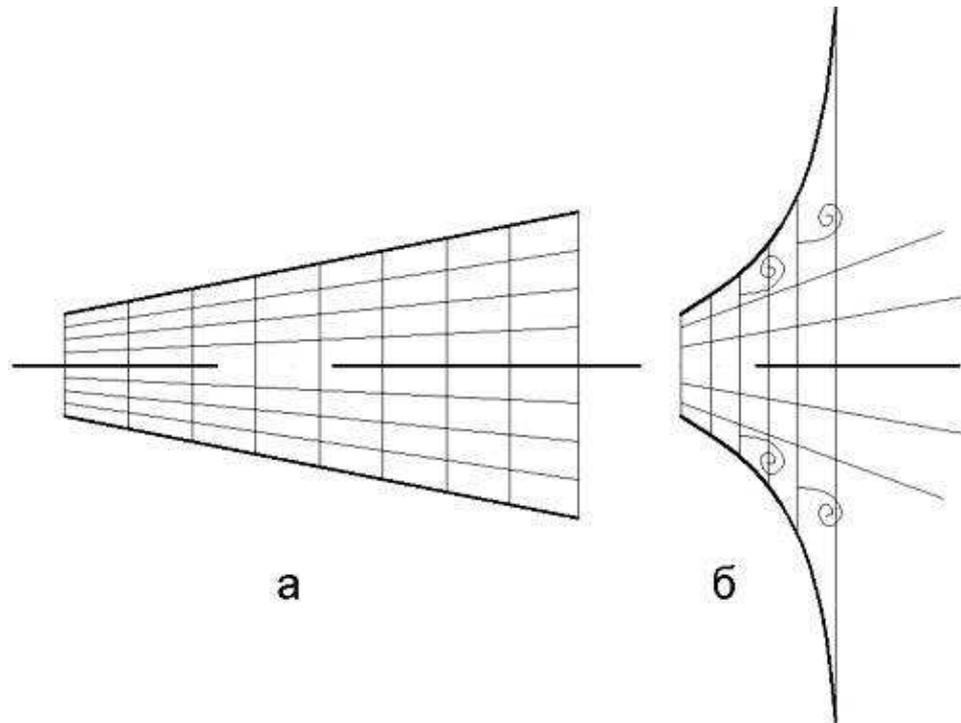


Рис. 4.40. Проточная часть турбины при слабом и сильном изменении удельного объема пара при расширении в турбине

рованной для работы на паре, слабо изменяющем удельный объем по мере течения в лопатках. Проточная часть слабо расширяется, что обеспечивает ее хорошую аэродинамику и низкий уровень потерь. На рис. 4.40, б изображена возможная схема проточной части турбины при сильном изменении удельного объема пара по мере течения в лопаточном аппарате. Высота лопаток резко увеличивается, что придает проточной части турбины вид сильно расширяющегося диффузора. Такая турбина не может быть реализована из-за отрыва потока пара от стенок корпуса и ротора, больших потерь энергии и низкого КПД.

Характеристики рабочего тела влияют на число ступеней турбины. Число ступеней турбины

$$Z = \frac{H_m}{h_{cm}}, \quad (4.101)$$

где  $H_m$  – теплоперепад, срабатываемый в турбине, Дж/кг;

$h_{cm} = L_{cm} = \Delta W_u \cdot U$  - теплоперепад, срабатываемый в ступени, равный удельной работе, которую совершает ступень турбины,

$$\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}, \left( \frac{\text{м}}{\text{с}} \right)^2.$$

Если

$$\mu = \frac{\Delta W_u}{U} \quad - \quad (4.102)$$

коэффициент мощности ступени, где  $\Delta W_u$  - изменение окружной составляющей относительной скорости потока пара в ступени;

$U$  – окружная скорость рабочего колеса ступени на среднем радиусе,

то

$$h_{cm} = \frac{\Delta W_u \cdot U \cdot U}{U} = \mu \cdot U^2, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}, \quad (4.103)$$

$$L = \frac{H_m}{h_{cm}} = \frac{H_m}{\mu \cdot U^2}. \quad (4.104)$$

Если  $H_T$  зависит от свойств рабочего тела и определяется  $i$ - $S$  диаграммой этого рабочего тела, то при зафиксированных  $\mu$  и  $U$  уравнение  $L=L(H_T)$  представляет собой уравнение прямой линии.

На рис. 4.41 изображен график  $L = L(H_T)$  при  $U=\text{const}$ , на котором нанесены заштрихованные зоны, реализуемые в паровых турбинах, работающих на различных рабочих телах.

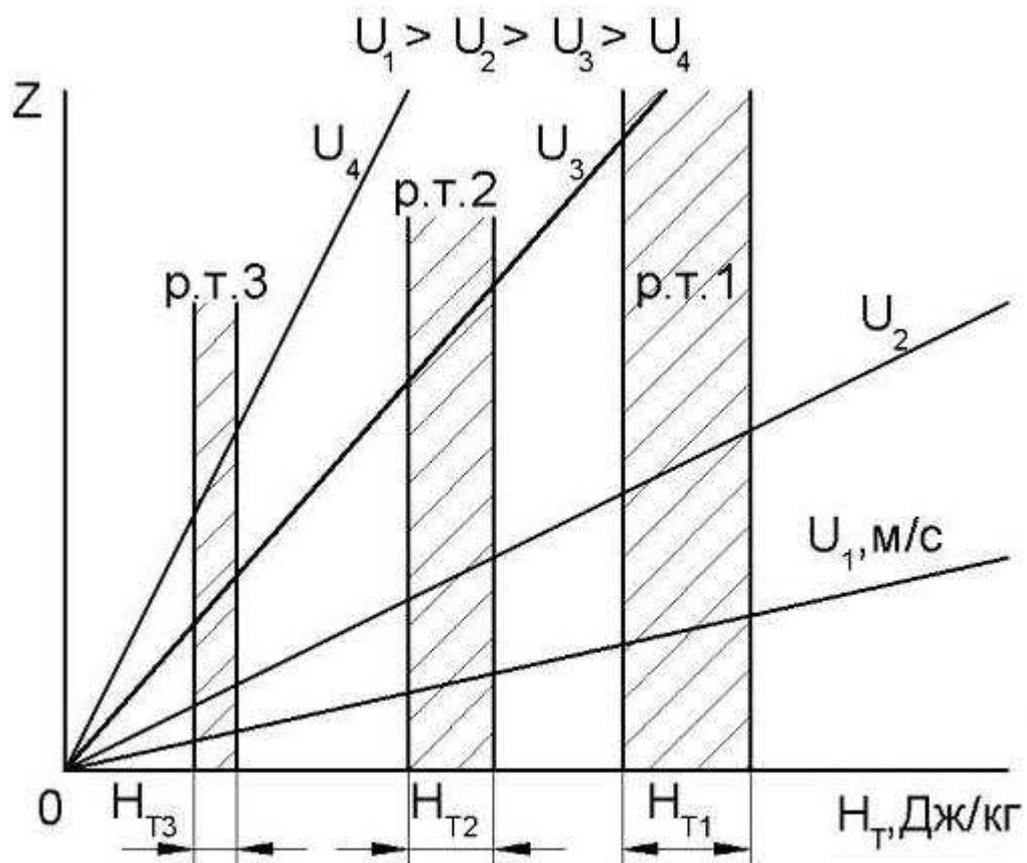


Рис. 4.41. Зависимость числа ступеней турбины от вида рабочего тела

Из графика можно сделать вывод, что при одинаковой окружной скорости  $U$  на рабочем теле 3 можно реализовать меньше ступеней, чем на рабочем теле 1. Это очевидно, так как рабочее тело 3 менее энергоемко, чем рабочее тело 1 и  $H_{T3} < H_{T1}$ .

Следовательно, рабочее тело 3 реализует простые по конструкции малоступенчатые турбины.

Если при выборе рабочего тела исходить из концепции  $N_T = G \cdot H_T = \text{const}$ , то рабочее тело 3, обеспечивая низкие  $H_T$ , для получения заданной мощности  $N_0$  требует больших расходов рабочего тела  $G$ , кг/с. Следовательно, низкоэнергетическое рабочее тело 3 (например Cs, Rb) обеспечивает простые по конструкции, с малым числом ступеней, но крупногабаритные и тяжелые турбины. Более рационально выбрать рабочее тело 1, обладающее высокой энергоемкостью, которое позволяет спроектировать многоступенчатые, но малые по габаритам и массе турбины. Из группы щелочных металлов таким свойством обладают K, Na.

Заметное влияние на параметры турбины оказывает скорость звука в паре. Для длительно работающей турбины в системе энергоснабжения целесообразно выполнить дозвуковую турбину с высоким КПД. В этом случае на теплоперепады, срабатываемые в лопаточном аппарате турбины, а следовательно, и скорости течения пара, накладываются ограничения по скорости звука в абсолютном и относительном движении.

На рис. 4.42 изображены графики изменения теплоперепадов в ступенях турбины вдоль проточной части и скорости звука. В точке А возникает сверхзвуковое течение пара в соплах турбины, если термодинамическая реактивность ступени

$$\rho = \frac{h_{рк}}{h_{ст}} = 0.$$

Вводя  $\rho > 0$ , мы распределяем теплоперепад ступени  $h_{ст}$  между сопловыми и рабочими лопатками, уходя от сверхзвукового течения в тех и других.

В точке В по мере расширения пара в ступенях, т.е. по мере снижения температуры, снова возникает сверхзвуковое течение в соплах. Далее необходимо распределять теплоперепад между соплами и рабочими колесами, ориентируясь на ход изменения теплоперепада

$h^* = \frac{a^2}{2}$ , эквивалентного скорости звука  $a$ , как показано на рис. 4.42. При этом растет  $h_{рк}$ , т.е. растет скорость  $W_1$ . Положение  $W_1 < a$  ограничивает возможность использования теплоперепада  $h_{рк}$  в рабочем колесе.

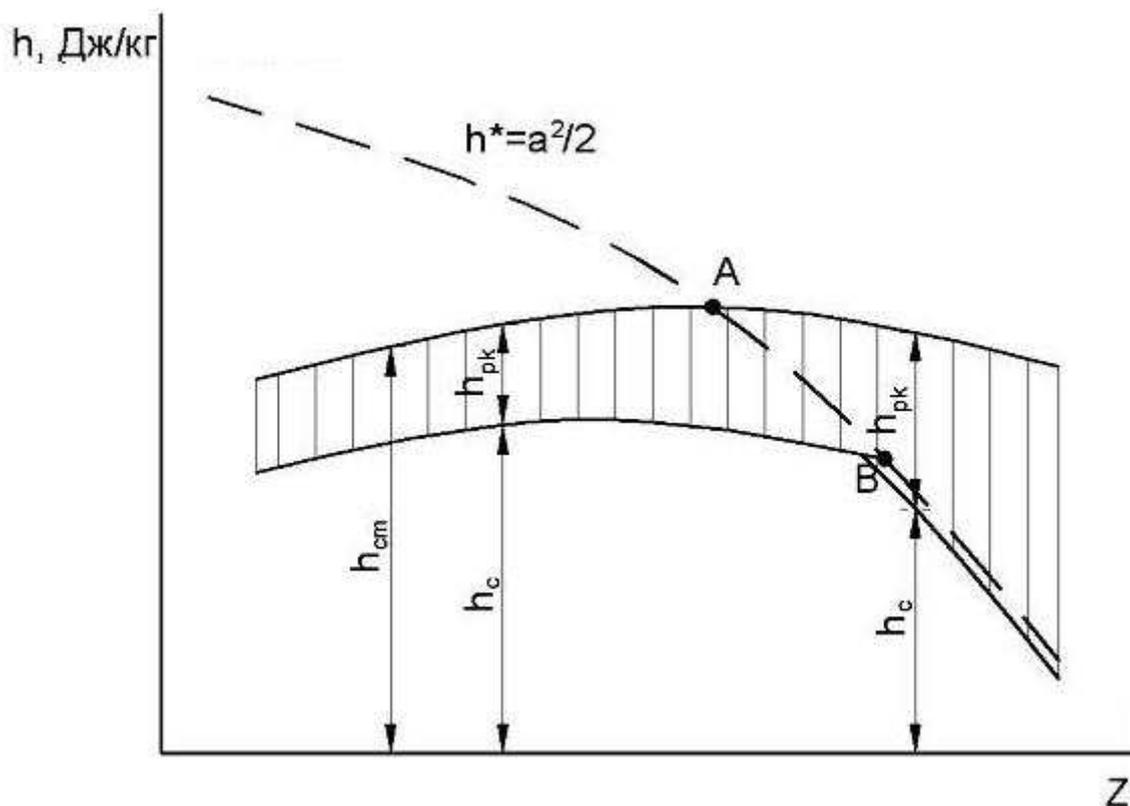


Рис. 4.42. Зависимость распределения теплоперепадов  $h_{ст}$  вдоль проточной части турбины;  $Z$  – номер ступени;  $a$  – скорость звука;  $h_c$  – теплоперепад в соплах;  $h_{рк}$  – теплоперепад в рабочем колесе

Влияние различных рабочих тел на основные агрегаты паротурбинной энергоустановки, работающей по циклу Ренкина, приведено в табл. 4.3.

**Таблица 4.3**

Пригодность рабочих тел для основных агрегатов бортовой паротурбинной энергоустановки

№ п/п	Узел установки	Пригодность рабочего тела
1	Общий цикл	Из теплотехнических соображений (форма $i$ - $S$ диаграммы) наиболее оптимальным является калий К

**Окончание табл. 4.3**

№	Узел установки	Пригодность рабочего тела
---	----------------	---------------------------

п/п		
2	Турбина	Для минимальной эрозии лопаток наилучшими рабочими телами есть К и Rb. Если эрозия не опасна, - то Cs и Rb
3	Подшипники	Наиболее оптимальными являются Na и К
4	Излучатель	Для работы излучателя лучшим рабочим телом есть К
5	Насосы	С точки зрения бескавитационной работы насосов лучшими являются К и Rb
6	Генератор	Для охлаждения генератора и его подшипников оптимальным является К
7	Реактор (кипящий)	Оптимальные рабочие тела - Na и К
8	Конструкционные материалы	Наилучшими с точки зрения минимальной агрессивности являются Rb и Cs
9	Стоимость и доступность	Наиболее дешевыми являются Na и К

#### **4.8.3. Расчет параметров цикла Ренкина**

При расчете параметров паровых агрегатов, особенно с наличием двухфазных сред, широко используют графоаналитический способ. Такие параметры, как  $P$ ,  $T$ ,  $p$ ,  $x$ , считывают с  $i$ - $s$  диаграмм, построенных для различных рабочих тел, и подставляют в балансные уравнения рассчитываемых агрегатов. Аналитические уравнения состояния сухого насыщенного и влажного пара, связывающие основные термодинамические параметры, очень сложны. Проще, надежнее и

точнее использовать при расчетах графические изображения  $i$ - $S$  диаграмм.

Во влажнопаровом цикле Ренкина (рис. 4.43) температуру пара перед турбиной выбирают в пределах  $T_1=1200\dots 1400$  К. Это определяется надежностью и ресурсом лопаточного аппарата. Давление  $P_1$  при этой температуре считывается из диаграммы  $i$ - $S$  в точке 1.

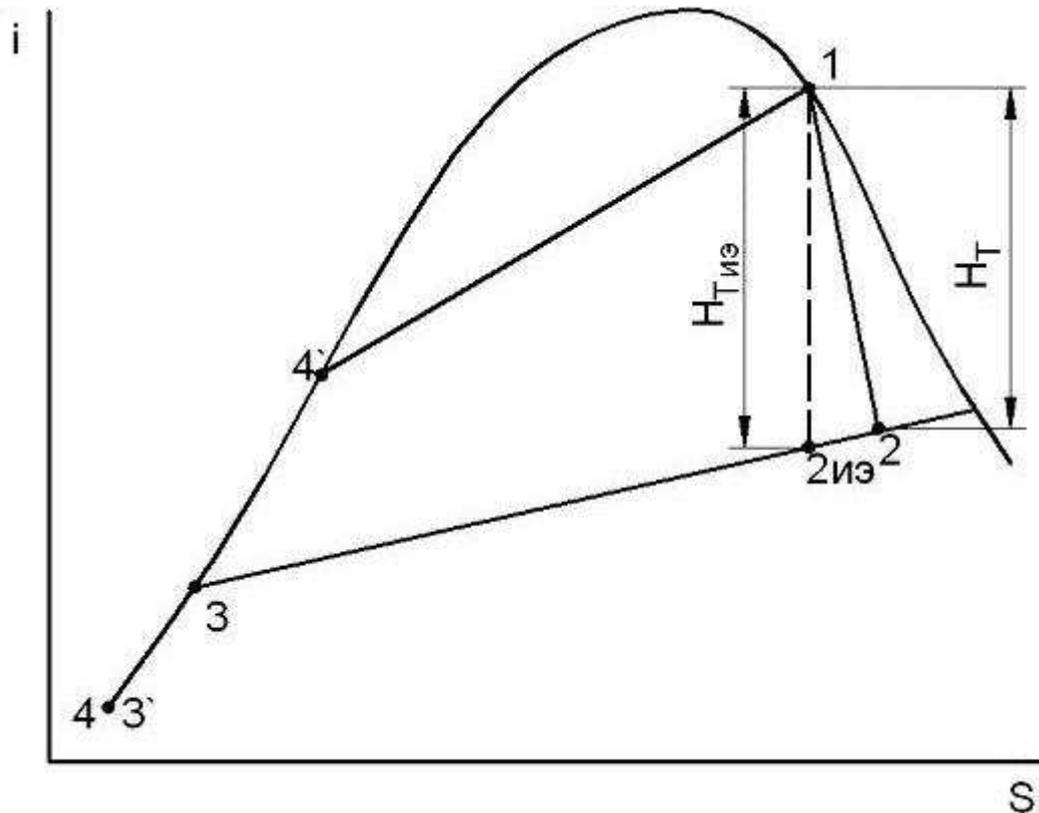


Рис. 4.43. Диаграмма  $i$ - $S$  цикла Ренкина

Температуру пара на выходе из турбины в точке 2 определяют исходя из условия обеспечения минимальной поверхности (и массы) холодильника-излучателя, если речь идет о космической энергоустановке. Поверхность излучателя можно рассчитать по уравнению теплового баланса:

$$Q_2 = G_T \cdot r_2 \cdot x_2 = \varepsilon \left( \sigma_0 T_2^4 - \sum q_c \right) \cdot \bar{F}_{хи} \cdot N_{эл}, \text{Вт}, \quad (4.105)$$

где  $G_T$  – массовый расход пара энергоустановки, равный расходу пара через турбину, кг/с;

$r_2$  – скрытая теплота конденсации пара при температуре  $T_2$ , Дж/кг;

$x_2$  – степень сухости пара в точке 2;

$\varepsilon$  – степень черноты поверхности излучателя; обычно

$$\varepsilon=0,7\dots0,8;$$

$\sigma_0$  – постоянная Стефана–Больцмана,  $\sigma_0 = 5,68 \cdot 10^{-8}$  Вт/м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>;

$T_2$  – температура пара в очке 2, К;

$\sum q_c$  - сумма тепловых потоков, падающих на излучатель от внешних источников тепла (солнечный поток, тепло, попавшее от корпуса аппарата и т.д.), Вт/м<sup>2</sup>;

$$\bar{F}_{xu} = \frac{F_{xu}}{N_{эл}} - \text{удельная поверхность излучателя, м}^2/\text{Вт};$$

$N_{эл}$  – электрическая мощность энергоустановки, Вт;

$$N_{эл} = G_T \cdot H_{T_{иэ}} \cdot \eta_m \cdot \eta_z \cdot \eta_{пр}, \quad (4.106)$$

где  $H_{T_{иэ}}$  – изоэнтروпический теплоперепад турбины, Дж/кг;

$\eta_T$  – энергетический КПД турбины;  $\eta_T = 0,7\dots0,9$ ;

$\eta_r$  – КПД генератора;  $\eta_r = 0,94\dots0,97$ ;

$\eta_{пр}$  – КПД преобразователя;  $\eta_{пр} \approx 0,95\dots0,98$ .

Решая уравнение (4.105) относительно  $\bar{F}_{xu}$  и подставляя значение (4.106), имеем

$$\bar{F}_{xu} = \frac{r_2 \cdot x_2}{\varepsilon \left( \sigma_0 \cdot T_2^4 - \sum q_c \right) \cdot H_{m_{иэ}} \cdot \eta_m \cdot \eta_z \cdot \eta_{пр}}, \frac{\text{м}^2}{\text{Вт}}. \quad (4.107)$$

Задачу решают следующим образом. Задавая ряд  $H_{T_{иэ}}$ , рассчитывают величину  $H_T = H_{T_{иэ}} \cdot \eta_T$ . Величину  $\eta_T$  принимают в

пределах 0,7...0,9. Если турбина малой мощности, то ее КПД низкий из-за малых высот лопаток. В турбине большой мощности высота лопаток больше 10 мм, и КПД такой турбины выше из-за низкого значения вторичных потерь, потерь при течении в радиальном зазоре и т.д. Откладывая на графике величины теплоперепадов  $H_T$ , находят параметры пара в точках 2, считывая их из i-S диаграммы (см. рис. 4.43).

По формуле (4.107) рассчитывают  $\bar{F}_{xu}$  для каждого значения  $H_T$  и строят график  $\bar{F}_{xu} = \bar{F}_{xu}(T_2)$ .

График позволяет найти расчетное значение температуры пара  $(T_2)_p$  на выходе из турбины, при котором поверхность излучателя принимает

минимальное значение.

График  $\bar{F}_{xu} = \bar{F}_{xu}(T_2)$  пологий, поэтому при расчете можно принять

$$T_2^* < (T_2)_p.$$

При этом увеличивается  $N_T$ , и если  $N_T = \text{const}$ , то уменьшается  $G_T$ , что снижает габариты и массу турбины при незначительном увеличении  $F_{xu}$ . Давление пара  $P_2$  определяют в точке 2 из диаграммы  $i$ - $S$ .

Температура  $T_3 = T_2$ , так как процесс конденсации изотермичен.

Давление  $P_3 = \sigma_{xu} \cdot P_2$ , где  $\sigma_{xu} = 0,7 \dots 0,8$  – коэффициент восстановления полного давления в холодильнике-излучателе;

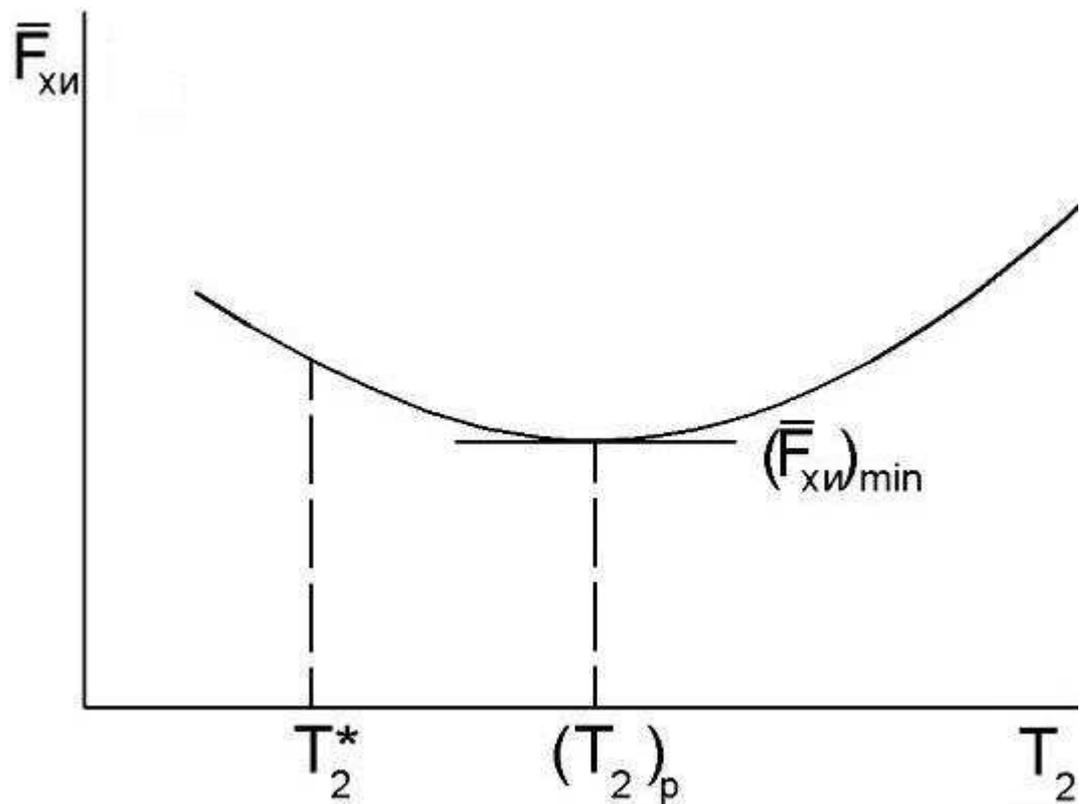


Рис. 4.44. Зависимость  $\bar{F}_{xu} = \bar{F}_{xu}(T_2)$

$T_3' = T_3 - \Delta T_{\text{пер}}$ , где  $\Delta T_{\text{пер}} = 50 \dots 100$  К – переохлаждение конденсата, обеспечивающее бескавитационную работу циркуляционных насосов.

Температура на выходе из циркуляционных насосов  $T_4 = T_3$ .

Давление конденсата  $P_4 = \frac{P_1}{\sigma_{\text{пг}}}$ . Здесь  $\sigma_{\text{пг}} = 0,8 \dots 0,9$  – коэффициент

восстановления полного давления в парогенераторе. Температура  $T_4' = T_1$ , давление  $P_4' = P_4$ . КПД циркуляционного насоса можно принимать  $\eta_H = 0,65 \dots 0,80$ .

#### 4.8.4. Особенность расчета космической паровой турбины

При расчете турбины известны: параметры цикла Ренкина, параметры пара перед турбиной  $P_1, T_1, x_1, \rho_1$ , параметры пара на выходе из турбины  $P_2, T_2, x_2, \rho_2$ , КПД турбины  $\eta_T$ , теплоперепады  $H_{Тиз}$ ,  $H_T$ , электрическая мощность энергоустановки  $N_{эл}$ . Это позволяет рассчитать массовый расход пара через турбину (в кг/с):

$$G_m = \frac{A \cdot N_{эл}}{H_{m_{иэ}} \cdot \eta_m \cdot \eta_z \cdot \eta_{пр}}, \quad (4.108)$$

где  $A = 1,1 \dots 1,2$  – коэффициент, учитывающий затраты электроэнергии на собственные нужды энергоустановки.

Отмеченных данных достаточно для расчета паровой турбины по известным методикам теории турбомашин, которые здесь не излагаются. Рассмотрим особенности расчета бортовой турбины, вытекающие из требований, предъявляемых к такой турбине.

Турбина должна обладать минимальной массой и габаритами при относительно высокой мощности и КПД, быть простой по конструкции, надежной, герметичной, технологичной, дешевой. Так как рабочее тело – щелочные металлы, то в конструкции должно быть минимальным количество резьбовых соединений и много сварных конструкций, потому что резьбы быстро разрушаются в агрессивной щелочной среде. Сформулированные общие требования, предъявляемые к турбине, определяют ее как компактный, сильно нагруженный агрегат авиационного типа.

Компактность требует применения в турбине высоких коэффициентов мощности. Для активных турбин принимают

$$\mu_T = \frac{\Delta W}{U} = 1,5 \dots 1,8, \text{ для реактивных - } \mu_T = 1,3 \dots 1,5.$$

В осевых турбинах малых мощностей ( $N_{эл} \leq 10$  кВт), когда конструктивно выполняют относительные диаметры рабочих колес

$$\theta = \frac{D_{ср}}{\ell_{л}} \geq 8 \dots 11, \text{ где } \ell_{л} - \text{высота рабочих лопаток, целесообразно лопатки}$$

принимать цилиндрическими, имеющими постоянный профиль и углы

установки по высоте. Это обеспечивает технологичность рабочего колеса, когда лопатка выполняется за одно целое с диском.

С ростом мощности и увеличением среднего диаметра ступеней для сохранения оптимального соотношения  $\frac{U}{C_1}$  (при  $C_1 = \text{const}$ ) необходимо снижать  $n$ , т.е. частоту вращения ротора. Обычно задают  $n=(18...45) \cdot 10^3$  об/мин. Эту частоту необходимо соотносить с частотой тока, вырабатываемого электрическим генератором:

$$n = \frac{60 \cdot f}{p}, \frac{\text{об}}{\text{мин}}, \quad (4.109)$$

где  $f$  – частота переменного тока, 1/с;

$p$  – число пар полюсов генератора.

Для целей генерации тока целесообразно проектировать дозвуковые турбины во избежание больших потерь КПД на переменных режимах и для сохранения ресурса лопаточного аппарата при возникновении скачков конденсации при  $M_{w1} > 1$  (см. рис. 4.42). Эта проблема наиболее актуальна для группы последних ступеней.

При больших мощностях турбины размеры последней ступени и ее пропускная способность определяются прочностью лопаток рабочего колеса. Рассмотрим влияние прочности лопаток более подробно, для чего проследим, как изменяются геометрия и режимные параметры, такие как  $U, n$  турбины при допустимой прочности рабочих лопаток. Сравнение будем проводить при постоянных мощности, рабочем теле, термодинамических параметрах турбин, кинематике ступеней, материале рабочих лопаток.

Напряжение в корне рабочей лопатки (в Па) от действия центробежных сил (определяющие силы) равно

$$\sigma_l = \frac{C}{F_l} = \frac{m_l \cdot \omega^2 \cdot r_{cp}}{F_l}, \quad (4.110)$$

где  $C$  – центробежная сила, действующая на лопатку при ее вращении в диске, Н;

$F_l$  – площадь поперечного сечения лопатки, м<sup>2</sup>;

$m_l$  – масса лопатки, кг;

$\omega$  – частота вращения ротора, 1/с;

$r_{cp}$  – средний радиус ступени, м.

Масса рабочей лопатки (в кг) равна

$$m_{\text{л}} = F_{\text{л}} \cdot \ell_{\text{л}} \cdot \rho_{\text{л}}, \quad (4.111)$$

где  $\ell_{\text{л}}$  - высота рабочей лопатки, м;

$\rho_{\text{л}}$  - плотность материала лопатки, кг/м<sup>3</sup>.

Если лопатка профилированная по высоте, то  $F_{\text{л}} = F_{\text{л}}(r)$ , т.е. зависит от радиуса ступени. В этом случае для определения  $m_{\text{л}}$  необходимо выражение (4.111) проинтегрировать по высоте лопатки. Если лопатка цилиндрическая, т.е.  $F_{\text{л}} = \text{const}$  по высоте, то масса лопатки может быть рассчитана по выражению (4.111).

Высота лопатки  $\ell_{\text{л}}$ , м, может быть найдена из выражения массового расхода пара через ступень, т.е.

$$G_m = 2\pi r_{\text{ср}} \ell_{\text{л}} \cdot C_{2a} \cdot \rho_2''; \ell_{\text{л}} = \frac{G_m}{2\pi r_{\text{ср}} \cdot \bar{C}_{2a} \cdot U \cdot \rho_2''}. \quad (4.112)$$

Здесь  $G_m$  – массовый расход пара через турбину, кг/с;

$\bar{C}_{2a} = \frac{C_{2a}}{U}$  – коэффициент осевой скорости ступени;

$U$  – окружная скорость лопатки на  $r_{\text{ср}}$ , м/с;

$\rho_2''$  – плотность пара на выходе из турбины, кг/м<sup>3</sup>.

Рассматривая цилиндрическую лопатку и подставляя массу  $m_{\text{л}}$  в выражение (4.110), получим

$$\sigma_{\text{л}} = \frac{F_{\text{л}} G_m \cdot \rho_{\text{л}} \cdot \omega^2 \cdot r_{\text{ср}}}{2\pi r_{\text{ср}} \ell_{\text{л}} \cdot \bar{C}_{2a} \cdot U \cdot \rho_2'' \cdot F_{\text{л}}} = \frac{G_m \cdot \rho_{\text{л}}}{2\pi \cdot \bar{C}_{2a} \cdot \rho_2''} \cdot \frac{\omega^2}{U}. \quad (4.113)$$

Если  $\omega = \frac{\pi n}{30}$ , где  $n$  – число оборотов ротора в минуту (об/мин), то

$$\sigma_{\text{л}} = \frac{G_m \cdot \rho_{\text{л}} \cdot \pi}{1800 \cdot \bar{C}_{2a} \cdot \rho_2''} \cdot \frac{n^2}{U}. \quad (4.114)$$

Если учесть условия сравнения турбин, то такие величины, как  $G_{\delta} \cdot \rho_{\delta}'' \cdot \bar{N}_{2a} \cdot \rho_2''$ , для всех рассматриваемых ступеней турбин постоянны. В этом случае уравнение (4.114) принимает вид

$$\sigma_{\text{л}} = \text{const} \cdot \frac{n^2}{U}, \text{Па}, \quad (4.115)$$

т.е. напряжения в корне рабочей лопатки от действия центробежных сил зависят от частоты вращения ротора  $n$  и окружной скорости на среднем диаметре  $U$ .

На рис. 4.45 показан график уравнения (4.115), т.е.  $\sigma_{\text{л}}$  при изменении  $U$  меняется по гиперболическому закону. Число оборотов  $n$  выступает как параметр каждой гиперболической кривой.

Видно, что с ростом  $U$  напряжения в лопатке  $\sigma_{\text{л}}$  падают. Действительно, при постоянном  $n$  повышение  $U$  равноценно росту среднего диаметра ступени  $D_{\text{ср}}$ , а  $G_{\text{т}} = \text{const}$  при росте  $D_{\text{ср}}$  приводит к уменьшению высоты лопатки  $l_{\text{л}}$ , что снижает массу лопатки и напряжение от действия центробежных сил в корневом сечении.

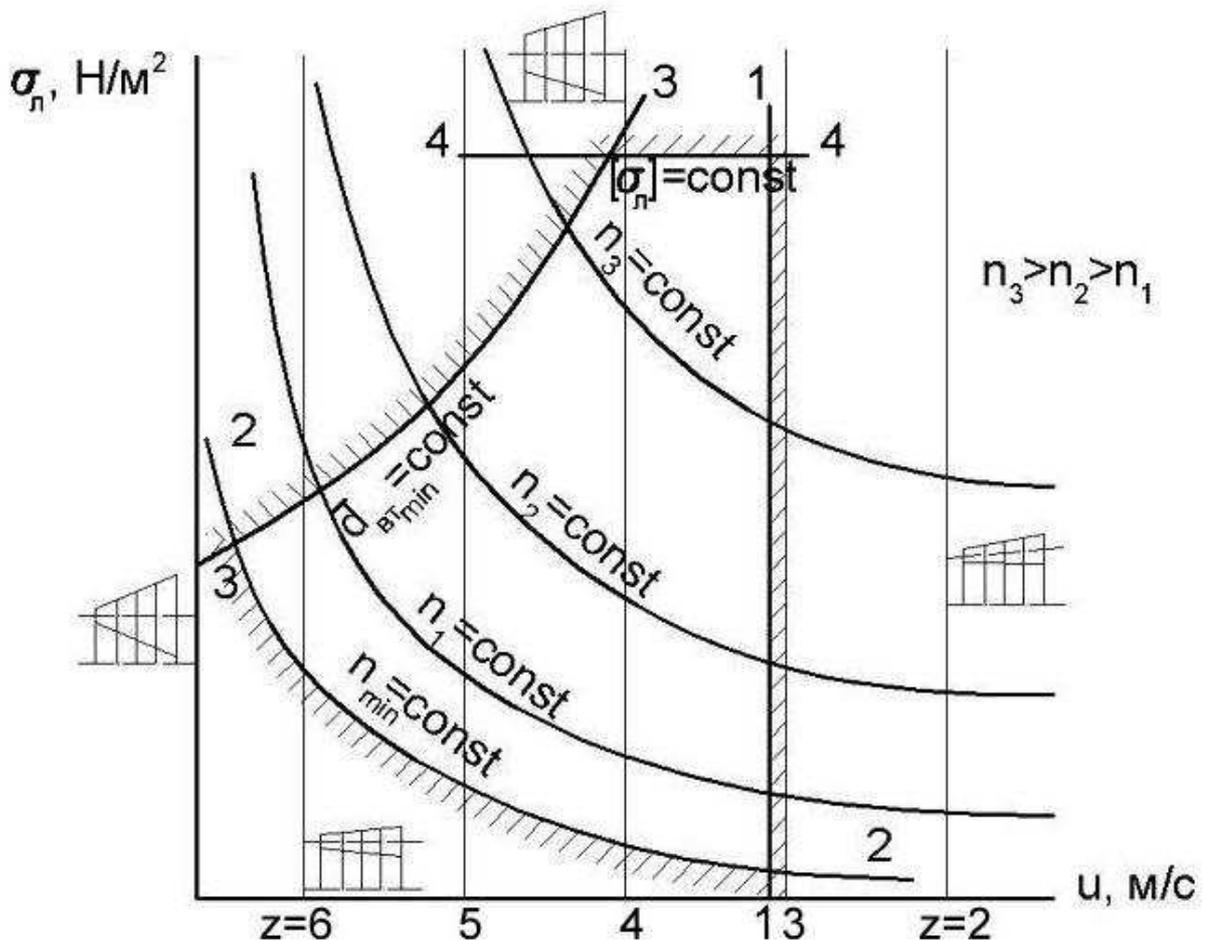


Рис. 4.45. График зависимости  $\sigma_{\text{л}}$  от геометрических и режимных параметров турбинной ступени

Это положение можно проиллюстрировать следующей логической формулой:

$$\left. \begin{array}{l} G_m = const \\ n = const \end{array} \right\} U \uparrow \rightarrow D_{cp} \uparrow \rightarrow \ell_L \downarrow \rightarrow \sigma_L \downarrow. \quad (4.116)$$

Если число ступеней турбины (см. формулу (4.104)) равно

$$Z = \frac{H_m}{\mu \cdot U^2},$$

то при постоянных  $H_T$  и  $\mu$  рост  $U$  приводит к уменьшению числа ступеней турбины. На рис. 4.45 показаны линии числа ступеней  $z=const$ . Эти линии также соответствуют условию  $U=const$ .

Итак, при сформулированных условиях сравнения в правой части графика с увеличением окружной скорости  $U$  получают характеристики тяжелых турбин с большими диаметрами рабочих колес, малыми высотами лопаток и малым числом ступеней. Все эти турбины имеют одинаковую частоту вращения ротора, т.е.  $n=const$ .

Уменьшение  $U$  приводит к обратной ситуации, т.е.

$$\left. \begin{array}{l} G_m = const \\ n = const \end{array} \right\} U \downarrow \rightarrow D_{cp} \downarrow \rightarrow \ell_L \uparrow \rightarrow \sigma_L \uparrow, \quad (4.117)$$

поэтому в левой части графика рис. 4.45 получают характеристики легких турбин с малыми диаметрами рабочих колес, большими высотами лопаток и большим числом ступеней.

Увеличение числа оборотов ротора  $n$  при  $U=const, G_T=const$  приводит к уменьшению среднего диаметра ступени, увеличению высоты лопаток и росту напряжения в корневом сечении рабочей лопатки. Это положение можно записать следующей логической формулой:

$$\left. \begin{array}{l} G_m = const \\ u = const \end{array} \right\} n \uparrow \rightarrow D_{cp} \downarrow \rightarrow \ell_L \uparrow \rightarrow \sigma_L \uparrow, \quad (4.118)$$

поэтому в верхней части графика 4.45 имеют место параметры легких, быстроходных турбин с малыми диаметрами рабочих колес, длинными, высоконагруженными рабочими лопатками.

Снижение  $n$  приводит к обратным явлениям, т.е.

$$\left. \begin{array}{l} G_m = const \\ U = const \end{array} \right\} n \downarrow \rightarrow D_{cp} \uparrow \rightarrow \ell_L \downarrow \rightarrow \sigma_L \downarrow, \quad (4.119)$$

поэтому в нижней части графика рис. 4.45 получают характеристики тихоходных, тяжелых турбин с большими диаметрами рабочих колес и короткими лопатками. Причем все турбины при  $U=\text{const}$   $n=\text{var}$  имеют одинаковое число ступеней.

Для того, чтобы выделить диапазон оптимальных параметров проектируемой турбины, на полученный график (см. рис. 4.45) необходимо нанести ряд ограничений, вызванных условиями конструирования и эксплуатации. Эти ограничения следующие:

1-1 – ограничение по окружной скорости, вызванное эрозией рабочих лопаток под действием капель конденсата. При соударении капли жидкости с поверхностью лопатки в зоне соударения развивается давление

$$P = k \cdot \rho_{\text{жс}} \cdot a_{\text{жс}} \cdot v, \text{Па}, \quad (4.120)$$

где  $\rho_{\text{жс}}$  - плотность капли жидкости,  $\frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ;

$a_{\text{ж}}$  – скорость распространения звука в жидкой капле, м/с;

$v$  – скорость соударения капли с лопаткой, м/с;

$k$  – опытный коэффициент; для ртути и тяжелых жидкостей  $k=1,3$ ; для воды и легких жидких металлов -  $k=1,0$ .

Возникающее давление  $P$  не должно превышать предел прочности для материала лопатки. Для щелочных металлов граница 1-1 равна 250...300 м/с.

Ограничение 2-2, соответствующее минимальной частоте вращения ротора турбины, связано с ростом габаритов и массы турбины.

Ограничение 3-3, соответствующее минимальному диаметру втулки рабочего колеса  $\left( d_{\text{вТ min}} = \text{const} \right)$ , связано с возможностью размещения замков рабочих лопаток на втулке колеса.

Ограничение 4-4 равно допускаемому напряжению в материале рабочих лопаток, т.е.  $[\sigma_{\text{л}}] = \text{const}$ .

Итак, рассмотренные ограничения определяют область параметров проектируемой турбины. Для авиационно-космической турбины, характеризующейся малыми габаритами и массой, высокой частотой вращения ротора, высокими напряжениями в рабочих лопатках и заданной надежностью, расчетные параметры находятся в левой верхней части графика рис. 4.45.

## 4.9. Цикл и двигатель Стирлинга

### 4.9.1. Особенности цикла, принцип работы и устройство двигателя

Термодинамический цикл Стирлинга был предложен англичанином Стирлингом в 1816 г., когда шло становление науки *техническая термодинамика*. В координатах  $T^0(i^0) - S^0$  этот цикл изображен на рис. 4.46 в полных (заторможенных) параметрах. Цикл состоит из двух изотерм  $1^0-2^0$ ,  $3^0-4^0$  и двух изохор  $2^0-3^0$  и  $4^0-1^0$ .

Как видно, цикл представляет собой обобщенный цикл Карно, т.е. он имеет те же свойства, что и цикл Карно: изотермные процессы подвода и отвода тепла, высокий термический КПД, малые поверхности теплообмена, так как эти поверхности изотермические. Цикл также идеально подходит для регенерации (восстановления) тепла.

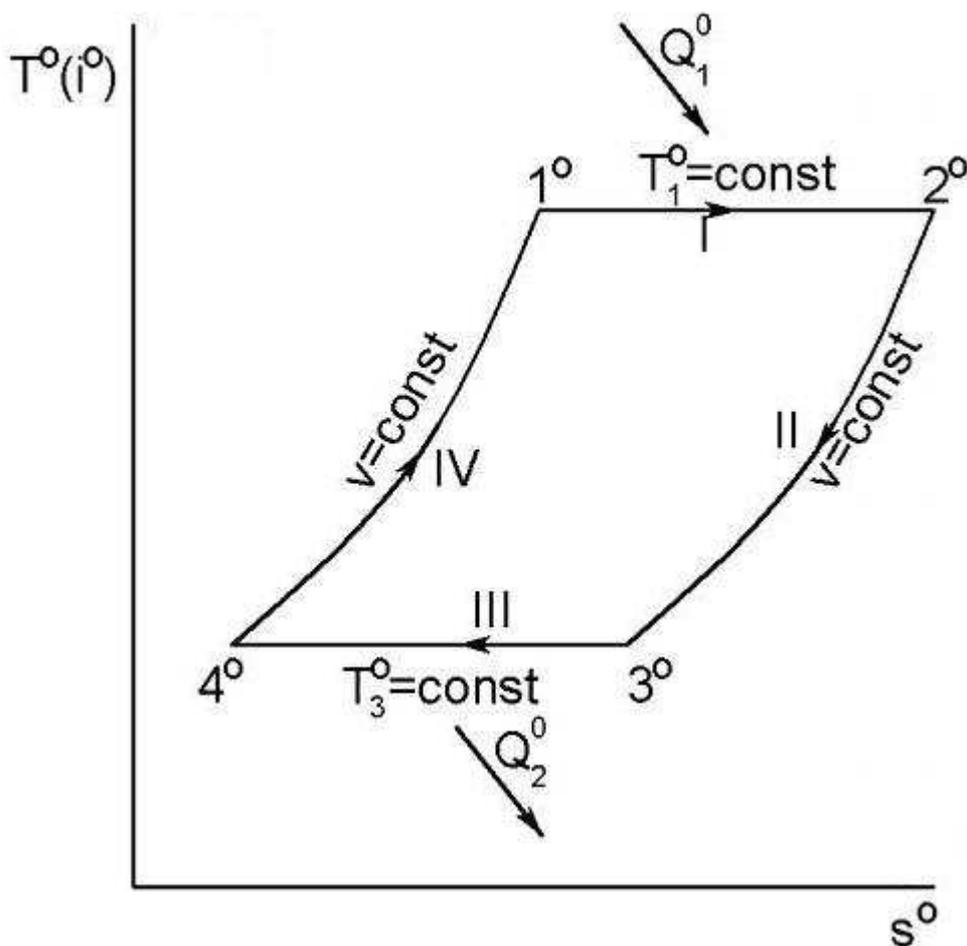


Рис. 4.46. Цикл Стирлинга в координатах  $T^0(i^0) - S^0$ :

$1^0-2^0$  – изотермный процесс расширения газа с подводом тепла;  $2^0-3^0$  – изохорный процесс охлаждения газа;  $3^0-4^0$  – изотермный процесс сжатия газа с отводом тепла;  $4^0-1^0$  – изохорный процесс нагрева газа

Цикл состоит из четырех тактов (I, II, III, IV), которые соответствуют термодинамическим процессам.

Цикл Стирлинга заинтересовал инженерную мысль во время создания космической техники и технологии, так как он позволяет построить двигатель, работающий по закрытому контуру в условиях космического вакуума, атмосферы других планет, подводных лодок и т.д.

Существует много конструктивных схем двигателей, созданных на основе цикла Стирлинга, но наиболее распространена схема объемного поршневого двигателя. На рис. 4.47 изображена принципиальная схема одного цилиндра двигателя Стирлинга с положениями поршней в каждом из четырех тактов.

Цикл Стирлинга в поршневом двигателе можно воссоздать таким образом (рис. 4.47). Процесс изотермного расширения газа  $1^0-2^0$  (см. рис. 4.46) создается при передвижении обоих поршней (рабочего и вытеснительного) вниз с одновременным нагревом газа

при подводе тепла к головке цилиндра (рис. 4.47, поз. I). Далее рабочий поршень останавливается в нижней мертвой точке кривошипно-шатунного механизма, а вытеснительный поршень под воздействием этого механизма движется вверх и вытесняет отработанный газ из надпоршневого пространства **а** через регенератор 4 в пространство между двумя поршнями **б**. В это время холодный металл активной массы регенератора нагревается

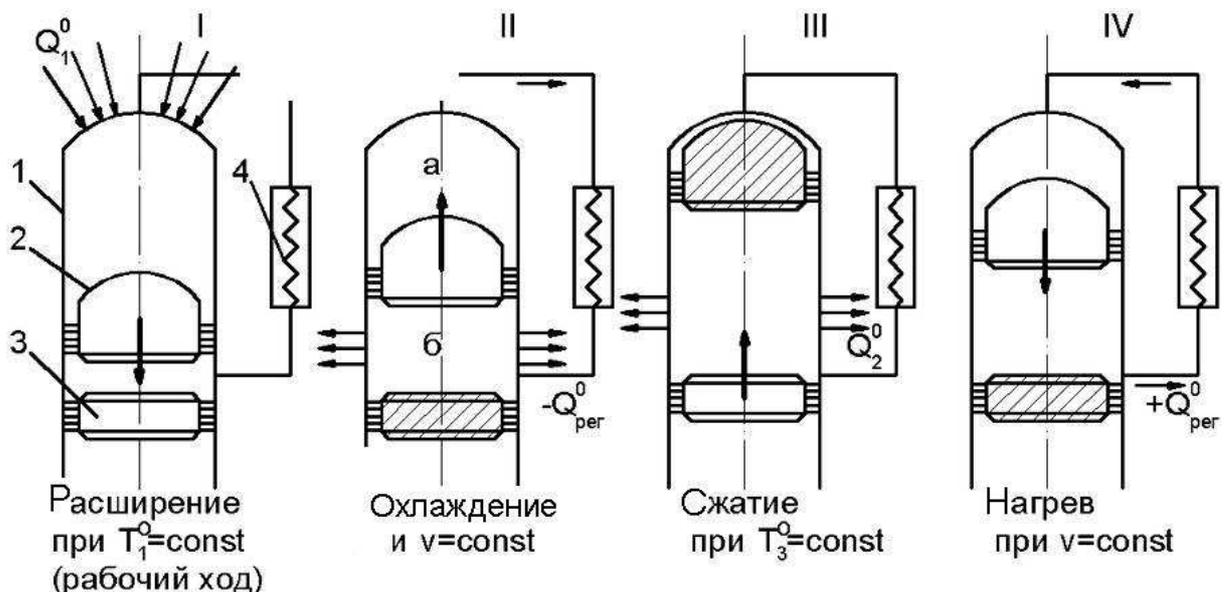


Рис. 4.47. Положения поршней в цилиндре двигателя Стирлинга при последовательности термодинамических процессов:

1 – цилиндр; 2 – вытеснительный поршень; 3 – рабочий поршень;  
4 – регенератор

газом, охлаждая его. Очевидно, что при этом плотность и удельный объем газа не меняются. Так осуществляется процесс изохорного охлаждения газа  $2^0-3^0$  при помощи регенератора 4 (см. рис. 4.47, поз. II). Вытеснительный поршень 2 во время движения вверх останавливается в верхней мертвой точке, закрывая доступ газа в регенератор. Рабочий поршень при этом движется вверх и сжимает газ. Эта работа выполняется кривошипно-шатунным механизмом двигателя за счет кинетической энергии, накопленной при расширении газа. Процесс сжатия газа совершается во время его интенсивного охлаждения при отводе тепла  $Q_2^0$ . Так осуществляется изотермный процесс сжатия газа  $3^0-4^0$ , изображенный на диаграмме  $i^0-S^0$  (см. рис. 4.47, поз. III). Далее рабочий поршень 3 останавливается в верхней мертвой точке, а вытеснительный поршень 2 начинает двигаться вниз и вытесняет сжатый и охлажденный газ через регенератор 4, который при этом охлаждается, нагревая газ. Очевидно, что удельный объем газа не меняется, т.е. совершается процесс изохорного нагрева газа при помощи регенератора 4 (см. рис. 4.46, изохоры  $4^0-1^0$ ). На рис. 4.47 процесс  $4^0-1^0$  осуществляется в позиции поршней IV.

Следовательно, при работе двигателя Стирлинга рабочий газ, циркулируя между надпоршневым и междупоршневым пространствами, не выходит в окружающую среду, т.е. двигатель Стирлинга работает по замкнутому контуру и не требует рабочего тела из окружающей среды в отличие от двигателя внутреннего сгорания. Это создает возможность на основе двигателя Стирлинга сконструировать энергетическую установку, которая может работать в условиях космоса и в других изолированных средах. Такая установка требует подвода энергии из внешней среды. Это может быть солнечная энергия, энергия атомных и радиоизотопных реакторов, химических реакторов.

На рис. 4.48 изображена конструктивная схема одноцилиндрового двигателя Стирлинга. Видно, что эта схема достаточно сложная: два поршня 5 и 6 при помощи кривошипно-шатунного механизма 7, 8, 9, 10 движутся в цилиндре 3 с переменными скоростями, обеспечивая все такты, изображенные на рис. 4.47. Рабочий газ протекает между пространствами а, б через пространство регенератора в то охлаждаясь, то нагреваясь. Газ в окружающее пространство может вытечь только во время разгерметизации поршней в цилиндре вследствие выхода из строя поршневых уплотняющих колец 14.

Тепловая энергия к двигателю поступает через головку цилиндра 1

благодаря системе подвода энергии, состоящей из источника первичной энергии (нагревателя) 11 и соответствующего контура I, в который входят насос 13, трубопроводы, регулирующие органы, фильтры и т.д. В качестве источника первичной энергии могут быть зеркальная система концентрации солнечного излучения, ядерный или радиоизотопный реакторы, химический реактор и т.п.

Для охлаждения двигателя используется контур III, к которому относится рубашка охлаждения 4, заполненная охлаждающей жидкостью, циркулирующей по холодильному контуру, в состав которого входят также холодильник (излучатель) 12, циркуляционный насос 13 и другие устройства.

Из рис. 4.48 видно, что двигатель представляет собой симметричную кинематическую систему, где силы, вращающие и инерционные моменты, уравновешены. Двигатель не имеет

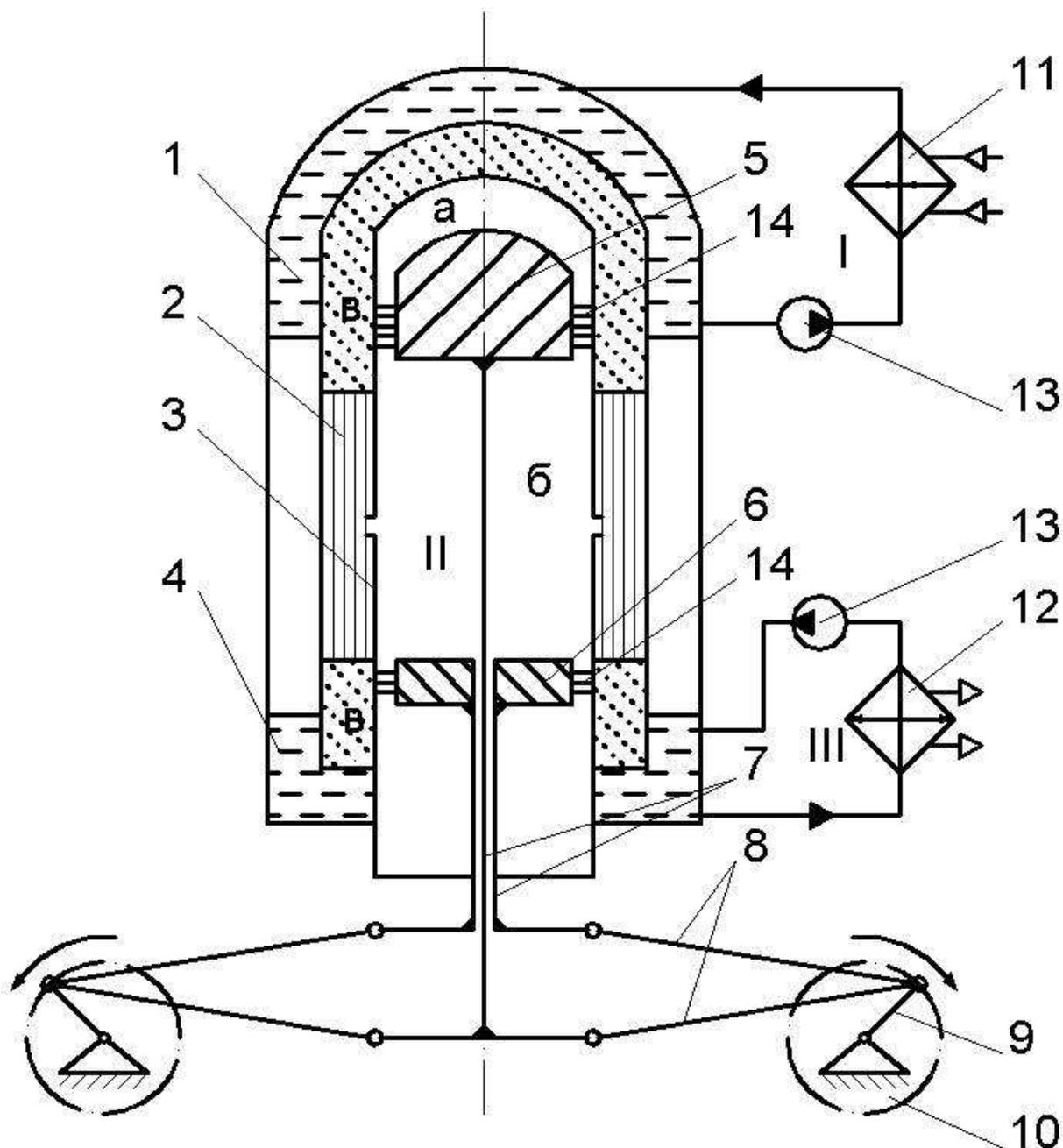


Рис. 4.48. Конструктивная схема одноцилиндрового двигателя Стирлинга:

1 – головка цилиндра; 2 – регенератор; 3 – гильза цилиндра; 4 – рубашка охлаждения; 5 – вытеснительный поршень; 6 – рабочий поршень; 7 – штоки поршней; 8 – шатуны; 9 – кривошипы; 10 – маховики или роторы электрических генераторов; 11 – источник первичной энергии в виде нагревателя; 12 – холодильник; 13 – насосы; 14 – уплотнители; а – надпоршневое пространство; б – межпоршневое пространство; в – пространство регенератора;

I – контур нагрева; II – рабочий контур; III – контур охлаждения перепускных клапанов, но оснащен перепускными окнами, что

увеличивает его надежность.

Тепловая энергия к камере расширения а идет очень сложно, обходя многие преграды с большим тепловым сопротивлением, поэтому такой двигатель, в отличие от двигателя внутреннего сгорания, имеет большую тепловую инерционность, т.е. он тихоходный.

Для увеличения мощности двигателя нужно переходить на высокую частоту вращения ротора (что возможно при уменьшении тепловой инерции), а также применять многоцилиндровые конструкции. Здесь может быть использована богатая практика конструирования авиационных двигателей внутреннего сгорания как рядной V-образной, так и звездообразной компоновки.

Из рис. 4.48 видно, что двигатель построен по трехконтурной схеме, где первым контуром (I) является контур нагрева, вторым контуром (II) рабочий газовый контур, и третьим контуром (III) – контур охлаждения.

Двигатель Стирлинга имеет те же недостатки, что и двигатель внутреннего сгорания, которые не дают возможности осуществить большие мощности в одном агрегате: сложная динамика и кинематика кривошипно-шатунного механизма с возвратно-поступательными движениями как металлических деталей, так и газовых потоков, что не позволяет увеличивать частоту вращения ротора, высокие ускорения, которые вызывают большие инерционные силы, действующие на детали двигателя. Все это ограничивает электрическую мощность двигателя Стирлинга, который может быть использован на борту летательных аппаратов в качестве бортовой энергоустановки, величинами не более 3...5 кВт.

В этом цикле, как и в других газовых циклах, следует использовать рабочее тело с высокой энергоемкостью, что при заданной мощности обеспечивает малые габариты и массы агрегатов энергоустановки. Таким рабочим телом может быть газ гелий или газовые смеси на основе гелия и ксенона.

В табл. 4.4 приведены параметры двигателя Стирлинга с солнечным концентратором, который спроектирован американской фирмой «Аллисон» для космических целей. Этот двигатель достаточно тихоходный, имеет небольшую мощность, высокие термодинамические параметры рабочего тела, - приемлемый КПД,

#### **Таблица 4.4**

Параметры энергоустановки с двигателем Стирлинга  
(проект фирмы «Аллисон», США)

№ п/п	Параметр	Величина
1	Электрическая мощность, $N_{эл}$	4 кВт
2	Частота вращения ротора $n$	3000 об/мин
3	Максимальная температура цикла, $T_1$	675 С
4	Минимальная температура цикла, $T_3$	66 С
5	Максимальное давление газа $P_1$ (гелий)	100 бар
6	КПД цикла $\eta_{ц}$	0,375
7	КПД генератора $\eta_{г}$	0,8
8	КПД расширения и сжатия $\eta_{р}, \eta_{с}$	~0,6
9	Поверхность излучения $F_{хи}$	15 м <sup>2</sup>
10	Масса концентратора	80 кг
11	Масса преобразователя	108 кг
12	Масса энергоустановки	258 кг

большие габариты и массу систем подвода и отвода тепловой энергии. Удельный вес энергоустановки достаточно велик (64,5 кг/кВт).

#### **4.9.2. Расчет параметров цикла Стирлинга**

Как видно из рис. 4.49, цикл Стирлинга позволяет восстановить тепло аналогично циклу Брайтона, т.е. тепло от горячего теплоносителя вдоль изохоры 3<sup>0</sup>-2<sup>0</sup> можно перенести к холодной ветви теплоносителя вдоль изохоры 4<sup>0</sup>-1<sup>0</sup>. Перепад температуры  $\Delta T^0$  между нагретым и холодным теплоносителями позволяет теплу переходить от горячего к холодному теплоносителю. Если бы не было температурного градиента  $\Delta T^0$ , то тепло восстанавливалось (регенерировалось) бы идеальным способом. Для оценки возможности восстановления тепла вводят, аналогично циклу Брайтона, понятие степени регенерации. Это – отношение количеств-

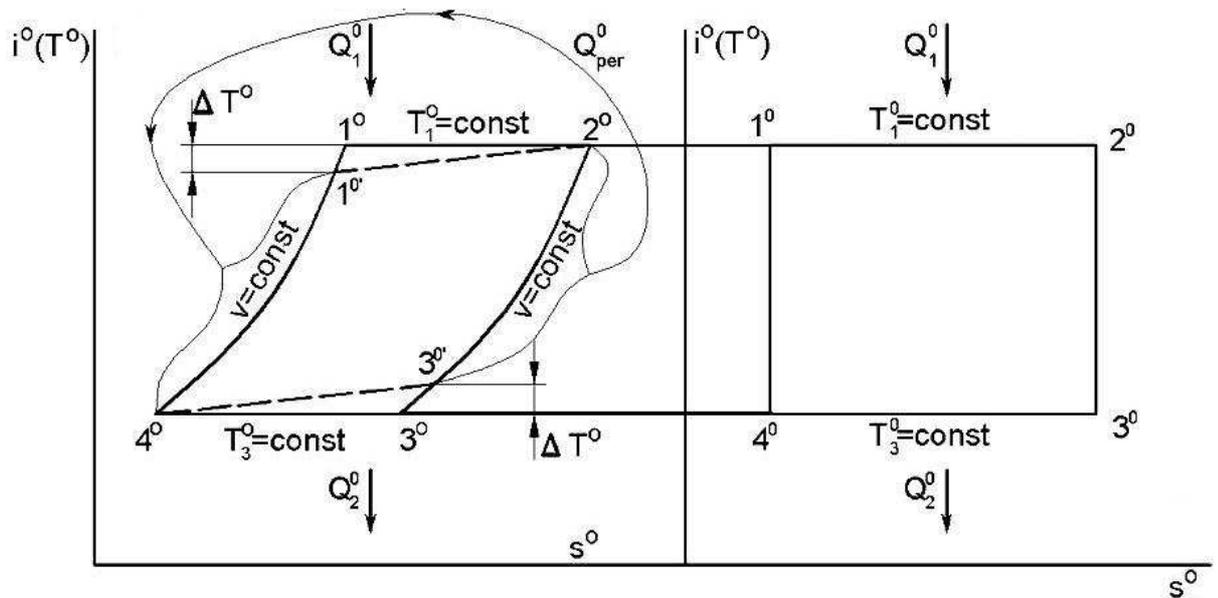


Рис. 4.49. Циклы Стирлинга и Карно в координатах  $i^0-s^0$ .  
Регенерация тепла

ва восстановленного тепла в реальном случае к количеству восстановленного тепла в идеальном процессе. Переходя от энтальпий (теплосодержаний) к температурам, получим степень регенерации:

$$\eta^0_{рег} = \frac{T_1^{\prime 0} - T_3^0}{T_1^0 - T_3^0} = \frac{T_1^0 - T_3^{\prime 0}}{T_1^0 - T_3^0}. \quad (4.121)$$

Эта формула дает возможность определить неизвестные температуры цикла  $T_1^{\prime 0}$  и  $T_3^{\prime 0}$ :

$$T_1^{\prime 0} - T_3^0 = \eta^0_{рег} \cdot T_1^0 - \eta^0_{рег} \cdot T_3^0; \quad T_1^{\prime 0} = \eta^0_{рег} \cdot T_1^0 + T_3^0 - \eta^0_{рег} \cdot T_3^0$$

$$\boxed{T_1^{\prime 0} = \eta^0_{рег} \cdot T_1^0 + (1 - \eta^0_{рег}) \cdot T_3^0}; \quad (4.122)$$

$$T_1^0 - T_3^{\prime 0} = \eta^0_{рег} \cdot T_1^0 - \eta^0_{рег} \cdot T_3^0; \quad T_3^{\prime 0} = \eta^0_{рег} \cdot T_3^0 + T_1^0 - \eta^0_{рег} \cdot T_1^0;$$

$$\boxed{T_3^{\prime 0} = (1 - \eta^0_{рег}) T_1^0 + \eta^0_{рег} \cdot T_3^0}. \quad (4.123)$$

Перепад температур  $\Delta T^0$  равен

$$\begin{aligned}\Delta T^0 &= T_1^0 - T_1^{\prime 0} = T_1^0 - \eta^0_{\text{рег}} T_1^0 - (1 - \eta^0_{\text{рег}}) T_3^0 = \\ &= (T_1^0 - T_3^0) (1 - \eta^0_{\text{рег}}) = T_3^0 \left( \frac{T_1^0}{T_3^0} - 1 \right) (1 - \eta^0_{\text{рег}}).\end{aligned}$$

Если обозначить  $\frac{T_1^0}{T_3^0} = \theta^0$  как степень нагрева газа в цикле, то

$$\boxed{\Delta T^0 = T_3^0 (\theta^0 - 1) (1 - \eta^0_{\text{рег}})}. \quad (4.124)$$

Работа цикла равна  $L_y^0 = L_p^0 - L_c^0$ , где  $L_p^0$  - работа расширения газа, (Дж/кг);  $L_c^0$  - работа сжатия газа, которые для изотермных процессов соответственно равны:

$$L_p^0 = RT_1^0 \cdot \eta_p^0 \cdot \ln \frac{P_1^0}{P_2^0}; L_c^0 = RT_3^0 \cdot \frac{1}{\eta_c^0} \cdot \ln \frac{P_4^0}{P_3^0},$$

где  $\eta_p^0$ ,  $\eta_c^0$  - КПД соответственно процессов расширения и сжатия газа;

$$\frac{P_4^0}{P_3^0} = \pi_c^0 \quad (4.125)$$

- степень сжатия газа;

$$\frac{P_1^0}{P_2^0} = \pi_p^0 \quad (4.126)$$

- степень расширения газа.

Выразим давления  $P_4^0$ ,  $P_1^0$ ,  $P_3^0$ ,  $P_2^0$  через изохорные процессы нагрева и охлаждения газа:

$$P_1^0 = P_4^0 \cdot \sigma_z \cdot \theta^0; P_2^0 = P_3^0 \cdot \frac{1}{\sigma_x} \cdot \theta^0.$$

Тогда

$$\pi_p^0 = \frac{P_1^0}{P_2^0} = \frac{P_4^0}{P_3^0} \sigma_n \cdot \sigma_x; \quad \pi_p^0 = \pi_c^0 \cdot \sigma_n \cdot \sigma_x; \quad \sigma_n \cdot \sigma_x = \delta,$$

$$\boxed{\pi_p^0 = \delta \cdot \pi_c^0}.$$

Здесь  $\sigma_{\Pi}$  - коэффициент восстановления полного давления в системе подвода тепла;

$\sigma_x$  - коэффициент восстановления полного давления в системе охлаждения.

Тогда работы расширения и сжатия газа равны соответственно:

$$L_p^0 = RT_1^0 \cdot \eta_p^0 \cdot \ln(\delta \pi_c^0), \quad (4.127)$$

$$L_c^0 = RT_3^0 \cdot \frac{1}{\eta_c^0} \cdot \ln \pi_c^0. \quad (4.128)$$

Работа цикла Стирлинга равна

$$L_{\text{ц}}^0 = RT_1^0 \cdot \eta_p^0 \cdot \ln(\sigma \pi_c^0) - RT_3^0 \cdot \frac{1}{\eta_c^0} \cdot \ln \pi_c^0,$$

или

$$L_{\text{ц}}^0 = RT_3^0 \left[ \theta^0 \cdot \eta_p^0 \cdot \ln(\delta \pi_c^0) - \frac{1}{\eta_c^0} \cdot \ln \pi_c^0 \right], \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}. \quad (4.129)$$

Видно, что работа  $L_{\text{ц}}^0$  тем больше, чем выше  $\theta^0$  и  $\pi_c^0$ , т.е. по  $\pi_c^0$  нет экстремума в отличие от цикла Брайтона. Это следует также из диаграммы  $T^0 - S^0$  (рис. 4.50). Чем выше  $\theta^0$  (выше температура  $T_1^0$ ), тем выше  $L_{\text{ц}}^0$ , так как при этом увеличивается площадь цикла Стирлинга (циклы а в диаграмме  $T^0 - S^0$ ). Если растет  $\pi_c^0$  (за счет увеличения давления  $P_4^0$ ), то площадь цикла также увеличивается (циклы б в диаграмме  $T^0 - S^0$ ), т.е. растет удельная работа цикла Стирлинга  $L_{\text{ц}}^0$ .

Рассмотрим, как изменяется количество восстановленного тепла при регенерации и от чего зависит поверхность теплообмена регенератора. Как видно из диаграммы  $i^0 - s^0$  (см. рис. 4.49), количество

восстановленного тепла(в Дж/кг) равно:

$$Q_{рег}^0 = C_v \left( T_1^0 - T_3^{0'} \right). \quad (4.130)$$

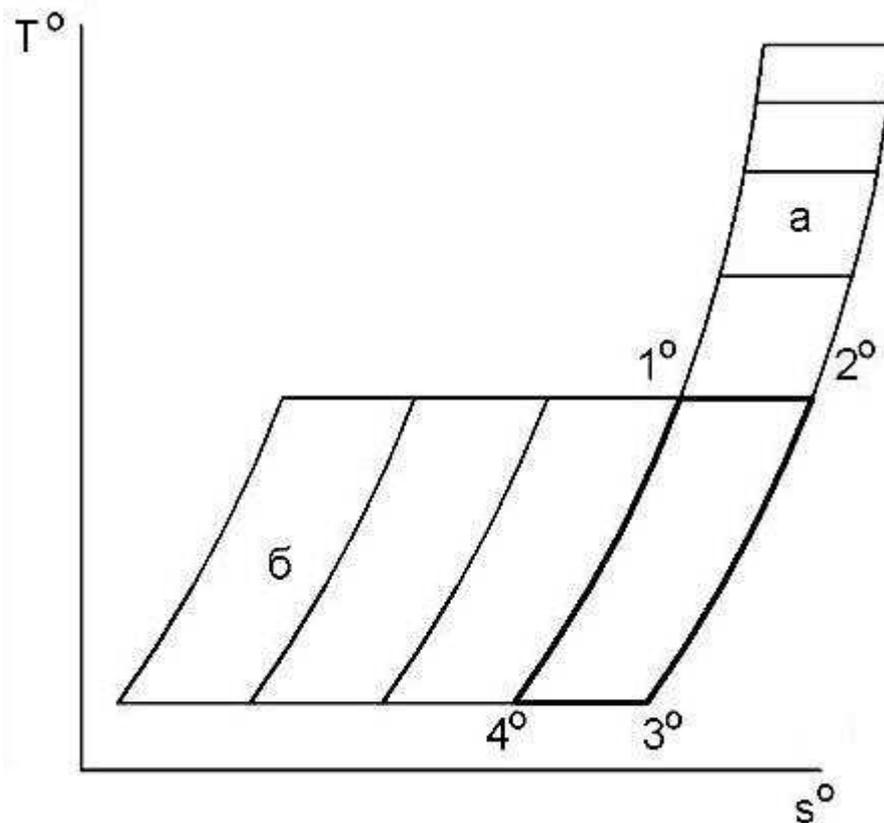


Рис. 4.50. Зависимость  $L_{ц}^0$  от  $\theta^0$  и  $\pi_c^0$  в цикле Стирлинга

Если из уравнения (4.121)  $T_1^0 - T_3^{0'} = \eta_{рег}^0 (T_1^0 - T_3^0)$ , то

$$Q_{рег}^0 = C_v \cdot \eta_{рег}^0 (T_1^0 - T_3^0) = C_v \cdot \eta_{рег}^0 \cdot T_3^0 (\theta^0 - 1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \text{ или при}$$

$$C_v = \frac{1}{K-1} R \text{ имеем:}$$

$$Q_{рег}^0 = \frac{1}{K-1} R T_3^0 \cdot \eta_{рег}^0 (\theta^0 - 1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}. \quad (4.131)$$

Поверхность регенератора рассчитывают по уравнению сохранения энергии аналогично циклу Брайтона:

$$N_{T_{рег}} = G \cdot Q_{рег}^0 = \alpha \cdot F_{рег} \cdot \Delta T^0, \text{Вт}, \quad (4.132)$$

где  $G$  - массовый расход рабочего газа, кг/с;

$\alpha$  - коэффициент теплопередачи в регенераторе, Вт/м<sup>2</sup>·К;

$F_{рег}$  - поверхность теплообмена регенератора, м<sup>2</sup>;

$\Delta$  - перепад температур между холодным и горячим теплоносителем в регенераторе,  $T^0$ .

Подставив в формулу (4.132) значения  $Q_{рег}^0, \Delta T^0$ , получим

$$F_{рег} = \frac{G \cdot Q_{рег}^0}{\alpha \cdot \Delta T} = \frac{G \cdot C_v}{\alpha} \cdot \frac{\eta_{рег}^0 \cdot T_3^0 (\theta^0 - 1)}{(1 - \eta_{рег}^0) \cdot T_3^0 (\theta^0 - 1)},$$

или

$$F_{рег} = \frac{G \cdot C_v}{\alpha} \cdot \frac{\eta_{рег}^0}{(1 - \eta_{рег}^0)}, \text{м}^2. \quad (4.133)$$

Если зафиксировать мощность цикла и его параметры, т.е.  $G, C_v, \alpha$ , то  $F_{рег} = F_{рег}(\eta_{рег}^0)$ . В этом случае имеем следующий график функции (4.133), изображенный на рис. 4.51.

Видно, что при стремлении  $\eta_{рег}$  к единице, поверхность  $F_{рег}$  стремится к  $\infty$ . Это имеет место, когда  $\Delta T^0$  стремится к 0. В авиационно-космической технике очень тяжелые и эффективные регенераторы неприемлемы, и в этом случае нужно ограничивать  $\eta_{рег}^0$  величиной ~ 0,7...0,75. Величина менее 0,5  $\eta_{рег}$  также нецелесообразна, так как при этом КПД цикла растет незначительно.

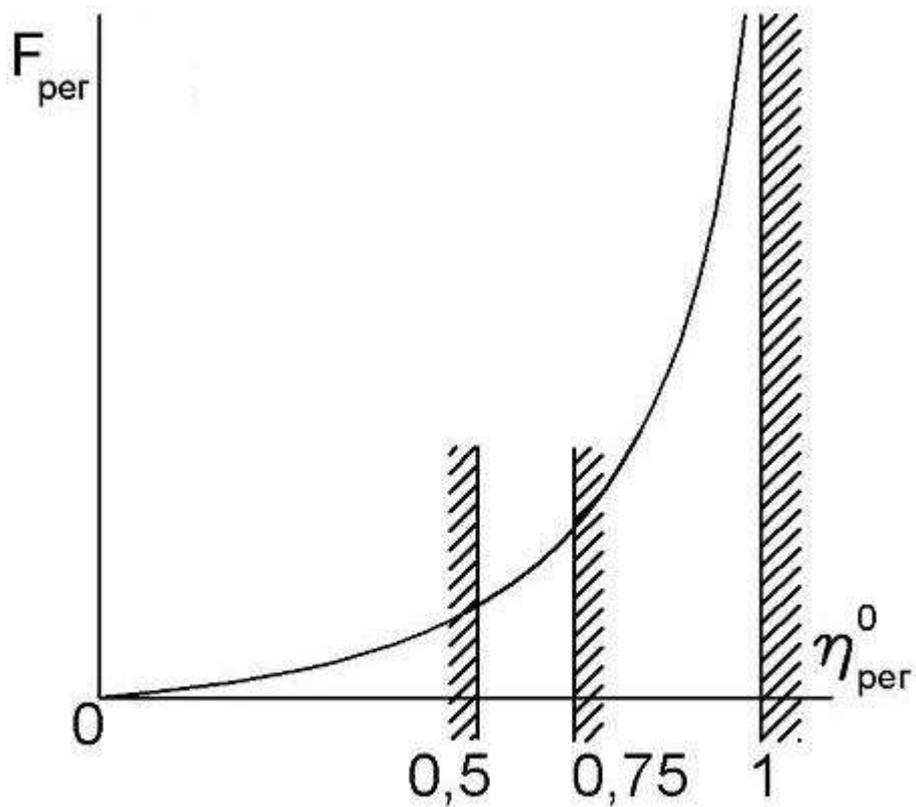


Рис. 4.51. Зависимость  $F_{\text{per}}$  от  $\eta_{\text{per}}^0$

Количество тепла (в Дж/кг), которое нужно подвести к циклу от внешнего источника энергии, равно

$$Q_1^0 = C_v \cdot \Delta T^0 + RT_1^0 \cdot \eta_p^0 \cdot \ln(\delta \pi_c^0) = \frac{1}{K-1} RT_3^0 (\theta^0 - 1) (1 - \eta_{\text{per}}^0) + \text{т.е.} \\ + RT_1^0 \cdot \eta_p^0 \cdot \ln(\delta \pi_c^0),$$

тепло подводится вдоль изохоры  $1^0-1^0$  и изотермы  $1^0-2^0$ .

Вынося за скобки  $RT_3^0$ , получим

$$Q_1^0 = RT_3^0 \left[ \frac{1}{K-1} (\theta^0 - 1) (1 - \eta_{\text{per}}^0) + \theta^0 \cdot \eta_p^0 \cdot \ln(\delta \pi_c^0) \right]. \quad (4.134)$$

Аналогично можно рассчитать количество тепла, которое нужно отвести от цикла Стирлинга в окружающую среду. Это тепло отводится вдоль изохоры  $3^0-3^0$  и изотермы  $3^0-4^0$ . Тогда

$$Q_2^0 = C_v \cdot \Delta T_0 + RT_3^0 \cdot \frac{1}{\eta_c^0} \ln \pi_c^0 =$$

$$= \frac{1}{K-1} RT_3^0 (\theta^0 - 1) (1 - \eta_{pez}^0) + RT_3^0 \cdot \frac{1}{\eta_c^0} \ln \pi_c^0,$$

или

$$Q_2^0 = RT_3^0 \cdot \left[ \frac{1}{K-1} (\theta^0 - 1) (1 - \eta_{pez}^0) + \frac{1}{\eta_c^0} \ln \pi_c^0 \right]. \quad (4.135)$$

Энергетический КПД равен:

$$\eta_{\text{ц}}^0 = \frac{L_{\text{ц}}^0}{Q_1^0} = \frac{\theta^0 \cdot \eta_p^0 \ln(\delta \pi_c^0) - \frac{1}{\eta_c^0} \ln \pi_c^0}{\frac{1}{K-1} (\theta^0 - 1) (1 - \eta_{pez}^0) + \theta^0 \cdot \eta_p^0 \ln(\delta \pi_c^0)}. \quad (4.136)$$

Если рассмотреть идеальный цикл Стирлинга, когда  $\eta_p^0 = 1, \eta_c^0 = 1, \eta_{pez}^0 = 1$ , то

$$\eta_{\text{ц}}^0 = \frac{\theta^0 \ln \pi_c^0 - \ln \pi_c^0}{\theta^0 \ln \pi_c^0} = \frac{\theta^0 - 1}{\theta^0} = 1 - \frac{1}{\theta^0} = 1 - \frac{T_3^0}{T_1^0} = \eta_t^0, \quad (4.137)$$

т.е. КПД идеального цикла Стирлинга равен термическому КПД цикла Карно. Это свидетельствует о том, что цикл Стирлинга представляет собой обобщенный цикл Карно.

Так как удельная работа цикла Стирлинга увеличивается при росте  $\theta^0$  и  $\pi_c^0$ , то целесообразно температуру  $T_1^0$  и давление  $P_4^0$  принимать как можно большими. Эти параметры ограничены прочностью и надежностью конструкционных материалов. Так, температура  $T_1^0$  может быть принята  $\sim 1000 \dots 1200$  К, а давление  $P_4^0 \sim 100$  бар (см. табл. 4.4)

При работе двигателя Стирлинга наблюдаются нестационарные термодинамические процессы. Эту динамику при расчетах учитывают, применяя эмпирические коэффициенты теплопередачи, КПД и т.п., которые вводят в квазистационарные методы оценки параметров цикла Стирлинга.

Массовый расход рабочего газа  $G$ , позволяющий найти размеры двигателя, может быть найден из уравнения тепловой мощности цикла Стирлинга:

$$N_m = G \cdot Q_1^0 = \frac{A \cdot N_{эл}}{\eta_{ц}^0 \cdot \eta_z \cdot \eta_{пр} \cdot \eta_m}, \quad (4.138)$$

где  $A=1, 1, \dots, 1, 3$  – коэффициент затрат электроэнергии на собственные нужды энергоустановки;

$N_{эл}$  – электрическая мощность энергоустановки, которая поступает к бортовым потребителям;

$\eta_{ц}^0$  – энергетический КПД энергоустановки (цикла Стирлинга);

$\eta_{Г}$  – КПД электрического генератора;

$\eta_{пр}$  – КПД преобразователя электрического тока, если он есть;

$\eta_{М}$  – механический КПД двигателя.

Формула (4.138) позволяет рассчитать

$$G = \frac{N_m, \text{ кг}}{Q_1^0, \text{ с}}. \quad (4.139)$$

Более детальные тепловой, кинематический, динамический, а также прочностной расчеты двигателя Стирлинга в этом разделе не приводятся. С подобными расчетами можно ознакомиться в специальной литературе, например [18].

увеличивать хорду  $\underline{v}$  профиля. Это в совокупности приводит к

уменьшению удлинений лопаток  $\left( \bar{h} = \frac{\bar{h}}{b} = 0,5 \dots 0,7 \right)$ , что вызывает

снижение КПД компрессора.

#### 4.8. Паровой цикл Ренкина

Для любого термодинамического цикла эффективная работа цикла равна

$$Z_{ц}^0 = Z_p^0 - Z_{сж}^0, \frac{Дж}{кг},$$

где  $Z_p^0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$  - работа процесса расширения рабочего тела,

$Z_{сж}^0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$  - соответственно работа процесса сжатия.

Очевидно, что для увеличения работы цикла необходимо, чтобы  $Z_p^0 > Z_{сж}^0$ . Рассмотрим, как можно кардинально уменьшить  $Z_{сж}^0$ .

Пренебрегая сжимаемостью газа в цикле Брайтона, т.е. рассматривая течение газа с низкими скоростями, можно записать

$$Z_{сж}^0 = \frac{P_2^0 - P_1^0}{\rho} \cdot \frac{1}{\eta_c}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}, \quad (4.97)$$

где  $P_2^0 - P_1^0, \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$  - перепад давлений, создаваемый компрессором;

$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$  - плотность рабочего тела;

$\eta_c$  - КПД процесса сжатия.

Видно, что существенно уменьшить  $Z_{на}^0$  можно, перейдя на плотное рабочее тело, т.е. увеличив  $\rho$ . Это свидетельствует о том, что в термодинамическом цикле необходимо менять плотность рабочего тела: в области расширения (например, в турбине) использовать рабочее тело с низкой плотностью (газ, пар), а в области сжатия (например, в компрессоре, насосе) – рабочее тело с высокой плотностью, например жидкость. Возникают термодинамические циклы с фазовыми переходами рабочего тела: испарением перед расширением и конденсацией перед сжатием (повышением давления). Примером такого цикла является паровой цикл Ренкина.

Параметры цикла Ренкина существенно зависят от свойств рабочего тела, поэтому рассмотрим основные особенности  $i$ - $s$  диаграмм различных парообразных рабочих тел. На рис. 4.31 показан общий вид диаграммы  $i$ - $s$  рабочего тела, претерпевающего фазовые превращения. Здесь АК – линия перехода жидкости в пар, К – критическая точка, KB – линия сухого насыщенного пара (линия насыщения). Отмечены линии постоянной степени сухости пара

$$x = \frac{G''}{G' + G''}, \quad (4.98)$$

где  $G''$  - массовое содержание паровой фазы в единице массы рабочего тела,  $G'$  - массовое содержание жидкой фазы в единице массы рабочего

тела; линии постоянной температуры ( $T=\text{const}$ ) – изотермы и линии постоянного давления ( $P=\text{const}$ ) – изобары.

В области двухфазного состояния изобары и изотермы изображаются прямыми наклонными линиями. Действительно, если

$$\left(\frac{\partial i}{\partial S}\right) = T = \text{const}, \quad (4.99)$$

то в координатах  $i$ - $s$  это уравнение прямой линии.

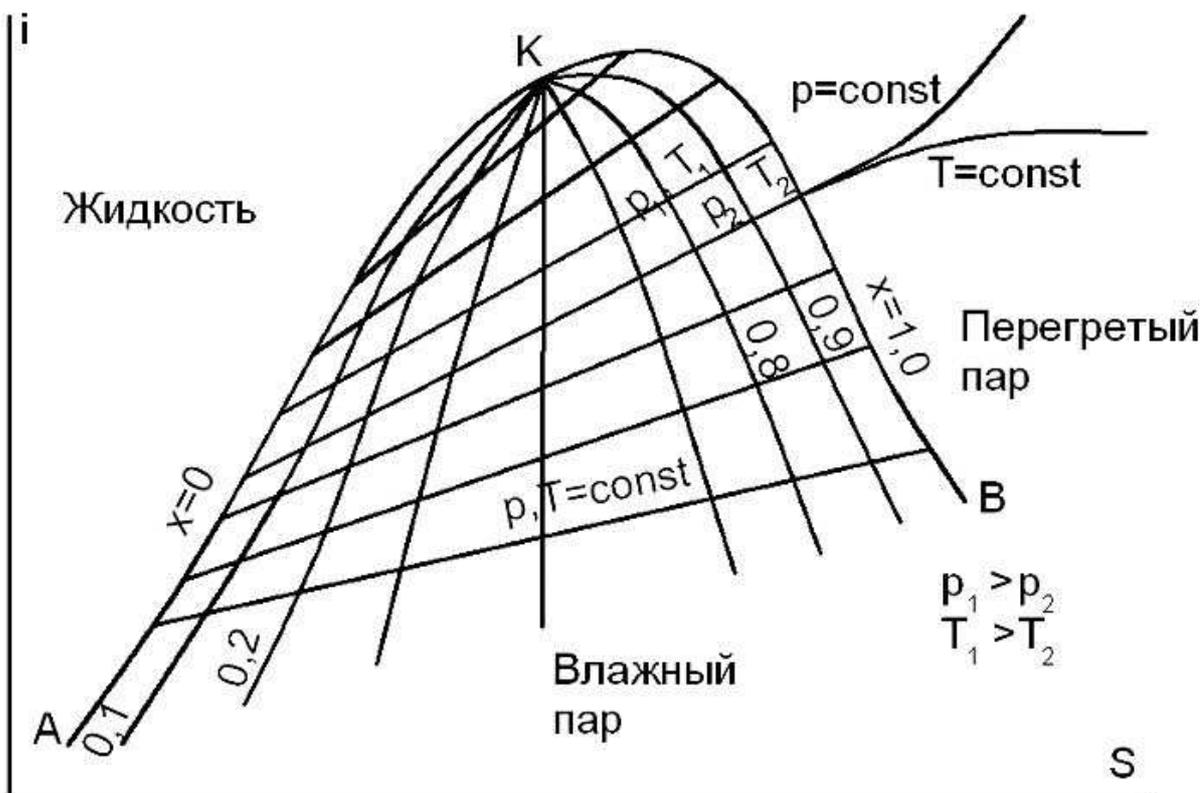


Рис. 4.31. Диаграмма  $i$ - $s$  для рабочих тел с отрицательной теплоемкостью  $C_p$  сухого насыщенного пара

В области перегретого пара изотермы переходят в горизонтальные линии, а изобары – в логарифмические спирали. Вдали от линии насыщения, где силы межмолекулярного взаимодействия в паре практически отсутствуют, пар по своим свойствам приближается к идеальному газу. Это состояние пара называется идеально-газовым состоянием. Следовательно, газ представляет собой сильно перегретый пар.

Из рис. 4.31 видно, что при переходе по линии насыщения от низких температур к высоким энтропия падает. Это значит, что в таком процессе количество тепла, содержащееся в паре, уменьшается. Этот факт



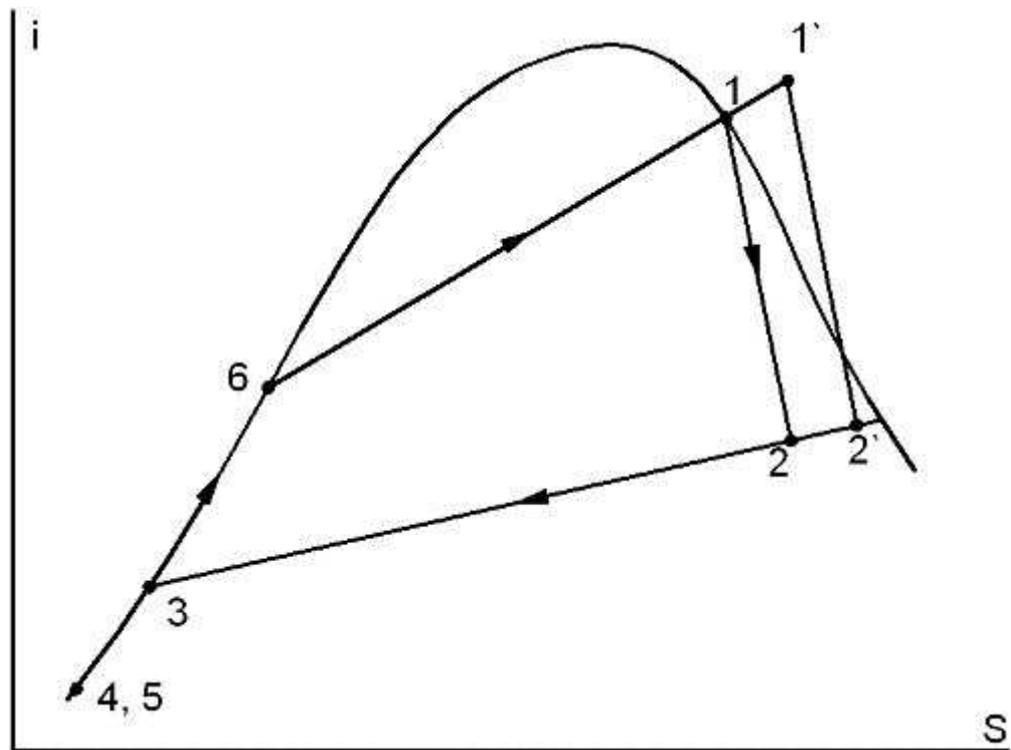


Рис. 4.33. Цикл Ренкина в координатах  $i$ - $s$  при  $C_p'' < 0$

1-2 – расширение пара без перегрева;

1'-2' – расширение пара с перегревом;

2-3 – конденсация пара;

3-4 – переохлаждение конденсата;

4-5 (одна точка) – повышение давления в конденсатном насосе;

5-6 – нагрев конденсата до кипения;

6-1 - кипение

Процессы 1-2 могут протекать в любой расширительной машине (турбина, МГД-генератор, поршневая машина и др.).

Процесс расширения пара 1'-2' с перегревом позволяет уменьшить или совсем исключить влажность в конце процесса расширения.

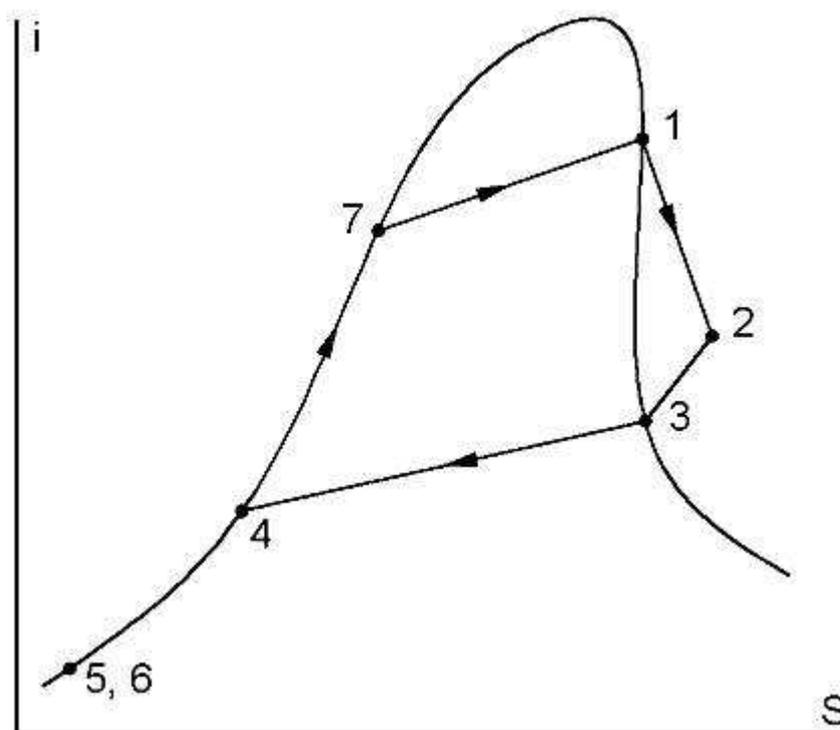


Рис. 4.34. Цикл Ренкина в координатах  $i-s$  при  $C_p'' > 0$

- 1-2 – расширение пара;
- 2-3 – охлаждение перегретого пара до линии насыщения;
- 3-4 – конденсация пара;
- 4-5 – переохлаждение конденсата;
- 5-6 (одна точка) – повышение давления в конденсатном насосе;
- 6-7 – нагрев конденсата до кипения;
- 7-1 - кипение

Процесс расширения 1-2 при рабочем теле с  $C_p'' > 0$  (рис. 4.34) протекает с ростом степени перегрева пара, что полностью исключает влажность в расширительной машине. Процесс охлаждения перегретого пара 2-3 позволяет организовать регенерацию тепла.

Переохлаждение конденсата обеспечивает бескавитационную работу конденсатных циркуляционных насосов.

На рис. 4.35 показана пневмогидросхема трехконтурной паротурбинной энергоустановки. Первый контур (I) обеспечивает подвод тепла к парогенератору 3 от первичного источника энергии

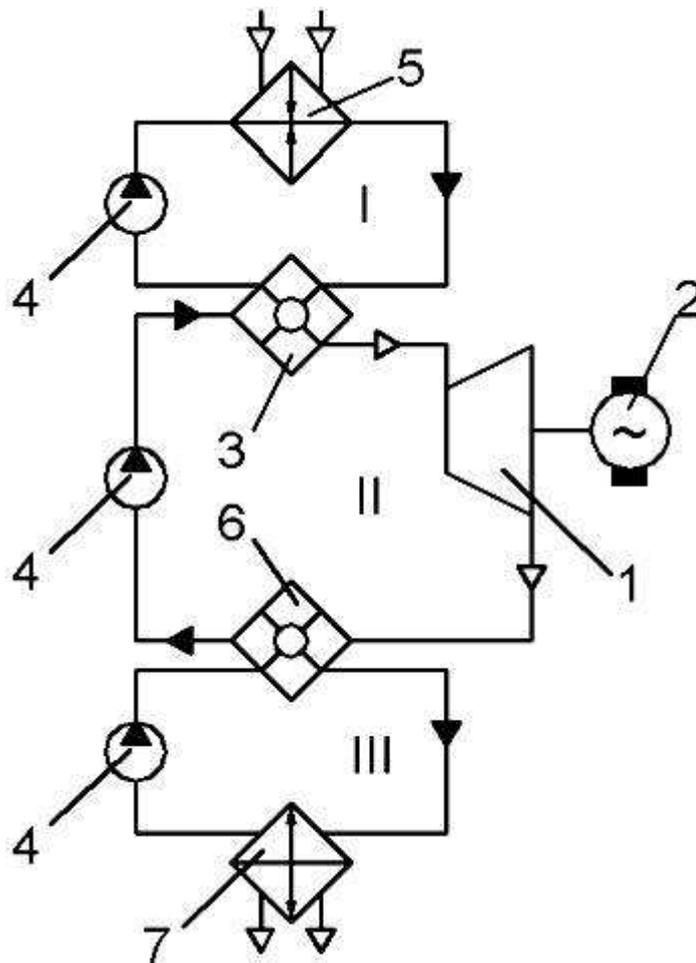


Рис. 4.35. Пневмогидросхема трехконтурной паротурбинной энергоустановки

1 – турбина; 2 – генератор электроэнергии; 3 – парогенератор; 4 – насосы; 5 – нагреватель; 6 – конденсатор; 7 – холодильник (излучатель)

(нагревателя 5). Это может быть ядерный, солнечный, термохимический и т.д. источник тепла. Второй контур (II) обеспечивает расширительную машину (турбину 1) паром. Третий контур (III) обеспечивает охлаждение конденсатора 6 и сброс тепла в окружающую среду.

Многоконтурные схемы обеспечивают безопасность и надежность энергоустановок, особенно с использованием ядерных источников энергии.

#### **4.8. Сравнение циклов Ренкина и Брайтона**

Сравнение циклов проводим по основному агрегату, создающему энергию – расширительной машине, например турбине. При этом полагаем температуры на входе и выходе из турбин, теплоперепады, срабатываемые в турбинах, одинаковыми, т.е.  $T_1, T_2; H_\delta = idem$ . Сравнение

циклов приведено на рис. 4.36. В качестве цикла Ренкина рассмотрен влажнопаровой цикл, когда

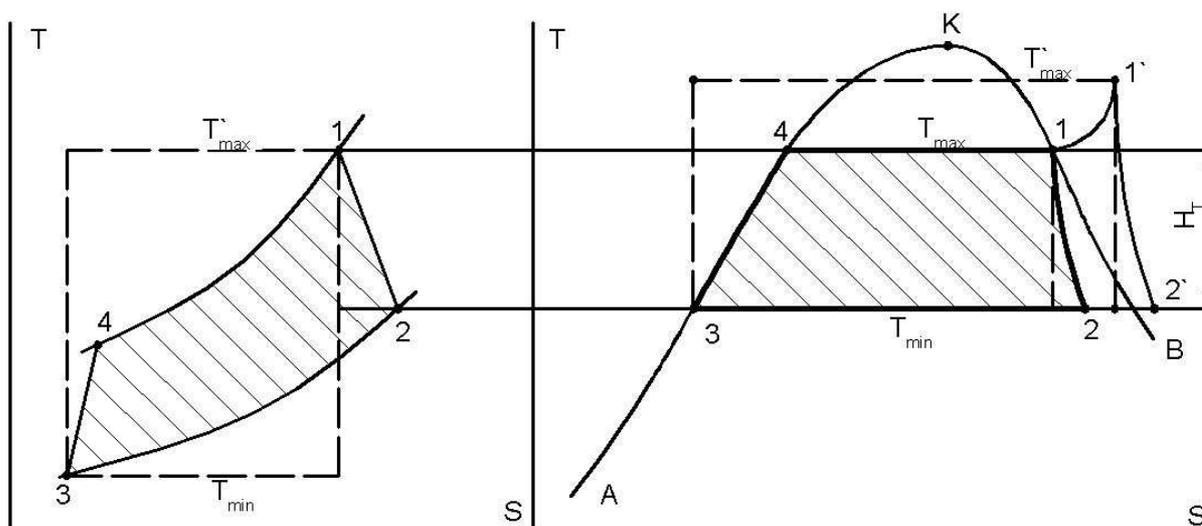


Рис. 4.36. Сравнение циклов Ренкина и Брайтона в координатах T-S

расширение пара 1-2 протекает в двухфазной области. Видно, что площадь цикла (заштриховано) почти совпадает с площадью эквивалентного цикла Карно, имеющего те же температурные пределы  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$  (штриховые линии). Это значит, что термический КПД влажнопарового цикла Ренкина максимально приближен к термическому КПД цикла Карно

$$\eta_T = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max}} \approx 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}, \quad (4.100)$$

т.е. энергетический КПД влажнопарового цикла Ренкина высок.

Аналогичное сравнение цикла Брайтона с эквивалентным циклом Карно показывает, что цикл Брайтона заметно отличается от цикла Карно, что свидетельствует о низкой эффективности цикла Брайтона по сравнению с влажнопаровым циклом Ренкина.

На рис. 4.36 также видно, что переход в цикле Ренкина к перегреву пара заметно снижает  $\eta_0$  цикла, так как в этом случае нужно сравнивать цикл Ренкина с циклом Карно при температурах  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$ .

Влажнопаровой цикл Ренкина из-за его термодинамической эффективности используется в ядерных паротурбинных установках как транспортного, так и наземного назначения.

В цикле Брайтона на привод компрессора тратится около 70 %

мощности турбины, и только 30 % используется полезно для привода электрогенератора. В цикле Ренкина для привода конденсатного насоса, создающего то же давление, что и компрессор в цикле Брайтона, тратится в тысячи раз меньше энергии, чем для привода компрессора в эквивалентном цикле Брайтона (см. формулу 4.97), так как плотность конденсата на три порядка выше плотности пара (газа). Следовательно, в цикле Ренкина восстановление параметров (давления и температуры) происходит за счет низкокачественной тепловой энергии, в то время как в цикле Брайтона – за счет высококачественной механической энергии.

В цикле Ренкина подвод и отвод тепла происходит при постоянных высоких температурах, что обуславливает небольшие поверхности теплообмена в соответствующих теплообменниках. В цикле Брайтона эти процессы протекают при пониженных переменных температурах, что приводит к большим поверхностям и массам теплообменников.

Но цикл Ренкина имеет и ряд недостатков, которые существенно ограничивают его использование в энергоустановках, особенно космического назначения. Одним из недостатков является влага, выпадающая из пара в процессе его расширения в турбине. Капли влаги приводят к интенсивному эрозионному износу лопаточного аппарата и тормозят рабочее колесо. Действительно, двигаясь со скоростью  $C_1'$ , меньшей скорости  $C_1$  паровой фазы, капли влаги встречают рабочие лопатки в относительном движении со скоростью  $W_1'$ , бьют лопатку в спинку профиля, чем тормозят рабочее колесо (см. рис. 4.37). Для борьбы с влагой используют внутреступенчатую сепарацию влаги и отвод ее в дренаж, перегрев пара (см. рис. 4.33, процесс 1'-2'), промежуточную подсушку пара (см. рис. 4.38), когда влажный пар после расширения в группе ступеней направляется в парогенератор для подсушки и снова возвращается в турбину для дальнейшей работы. Для повышения ресурса работы лопаток во влажной среде передние кромки рабочих лопаток направляют твердосплавным материалом или упрочняют другими известными способами (например, ионно-плазменной обработкой). Снижение влаги на 1 % повышает КПД ступни турбины в среднем на 1,3 %. Проблемы с влажностью иногда вынуждают переходить к рабочим телам с  $C_p'' > 0$  (см. рис. 4.34), где турбина работает в перегретом паре.

Важным вопросом является фазоразделение в невесомости при кипении и конденсации рабочего тела турбинного контура. Для этого приходится создавать условия для сепарации фаз в поле

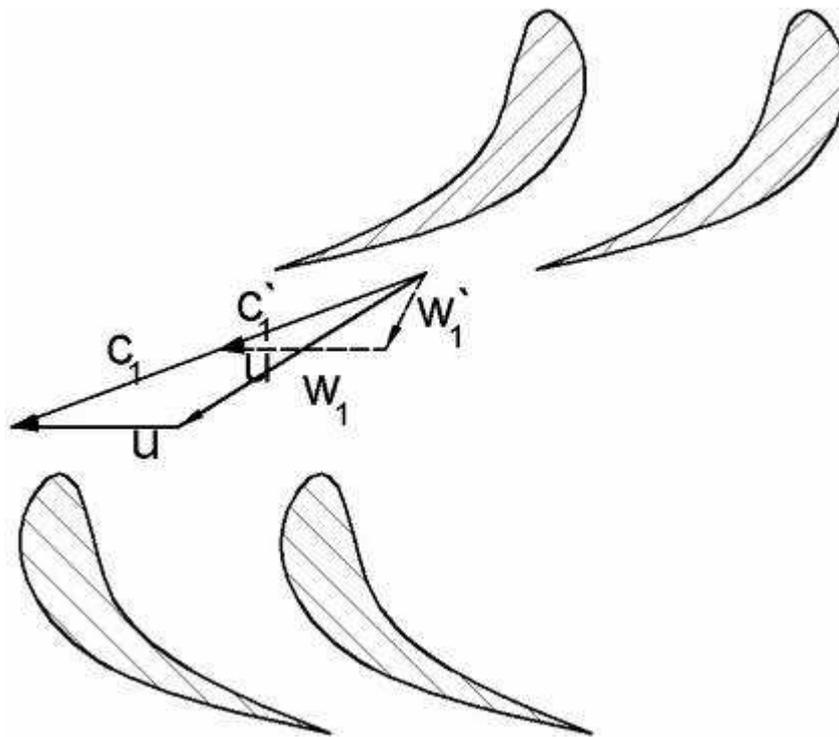


Рис. 4.37. Кинематика движения капле жидкости в ступени паровой турбины

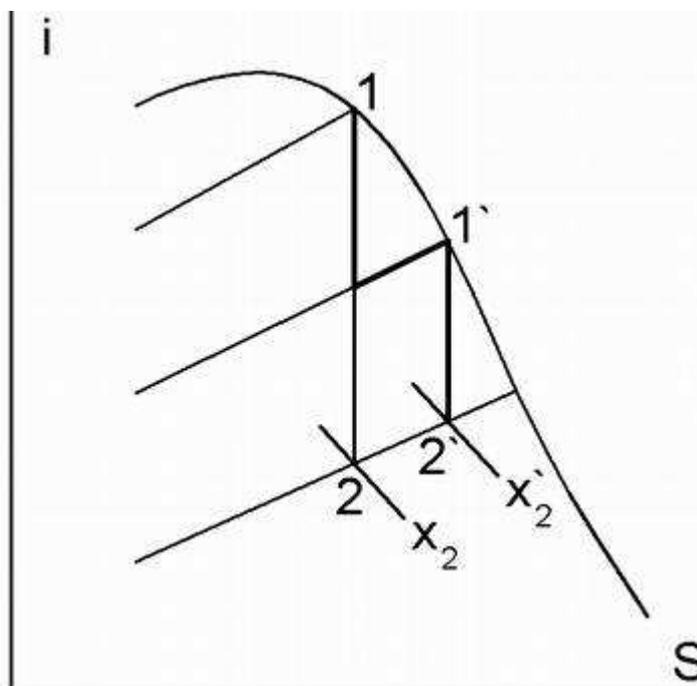


Рис. 4.38. Промежуточная подсушка пара при расширении во влажнопаровой турбине

центробежных сил, возникающих при течении двухфазного потока по винтовым трубкам парогенератора или по прямым трубкам с винтовыми

вставками. Для этих целей применяются также химические добавки к конденсату, способствующие сглаживаемости стенок трубок.

При снижении мощности энергоустановки возможно застывание конденсата (особенно жидкометаллического) в трубках холодильника и в других агрегатах, что прекращает циркуляцию конденсата по контуру и выводит из строя всю энергоустановку. Затруднен разогрев и запуск энергоустановки в полете.

Жидкой теплоноситель заполняет большую часть полезных объемов теплообменников, трубопроводов, что существенно повышает массу паровой энергоустановки по сравнению с массой газотурбинной установки. Заметна также наведенная радиация в жидком теплоносителе по сравнению с газовым рабочим телом.

Большинство жидких теплоносителей, особенно щелочных металлов, при высоких температурах вызывают коррозию конструкционных материалов.

#### **4.8.2. Выбор парообразных рабочих тел**

К парообразным рабочим телам предъявляются требования, в общем аналогичные тем, которые предъявляются к газам. Это следующие требования. Рабочее тело должно обладать такими свойствами:

- обладать высокой энергоемкостью, т.е. иметь высокие  $C_p$ ,  $\lambda$  (коэффициент теплопроводности);
- допускать высокие температуры цикла при сравнительно невысоких давлениях;
- иметь приемлемое изменение плотности при расширении в соплах;
- не различаться при высоких температурах;
- быть нейтральным к конструкционным материалам;
- быть удобным в эксплуатации (не воспламеняться, не взрываться, обладать низкой токсичностью);
- быть доступным и дешевым в производстве.

Эти требования часто невыполнимы и противоречивы, поэтому рассмотрим теплофизические свойства, обеспечивающие хорошие энергомассовые характеристики установки.

На рис. 4.39 приведены графики зависимости давления насыщенных паров от температуры для различных парообразных рабочих тел. На графике нанесены ограничения, накладываемые на  $P_p$  и  $T_p$  энергоустановкой.

1-1 – ограничения на минимальную температуру ( $\dot{Q}_i \geq 100\dot{E}$ ), связанные с габаритами и т.п. массой холодильника-излучателя;

2-2 – ограничения на максимальную температуру ( $\hat{t}_{\max} \leq 1200^\circ\text{C}$ ), связанные с прочностью и ресурсом энергоустановки;

3-3 – ограничения на максимальное давление пара ( $P_{\max} \leq 35...40 \text{ МПа}$ ), связанные с массой оборудования при толстостенных конструкциях;

4-4 – ограничения на минимальное давление пара ( $P_{\min} \geq 0,07...0,1 \text{ МПа}$ ), связанные с массой крупногабаритного оборудования при тонкостенных конструкциях.

Из анализа графика видно, что вода неприемлема из-за больших давлений насыщенных паров, толстостенных конструкций энергетического оборудования. Ртуть обладает приемлемыми характеристиками, но все же давление пара высокое, что при  $T_p = 1200 \text{ K}$  заставляет выполнять турбину, теплообменники и трубопроводы толстостенными и тяжелыми.

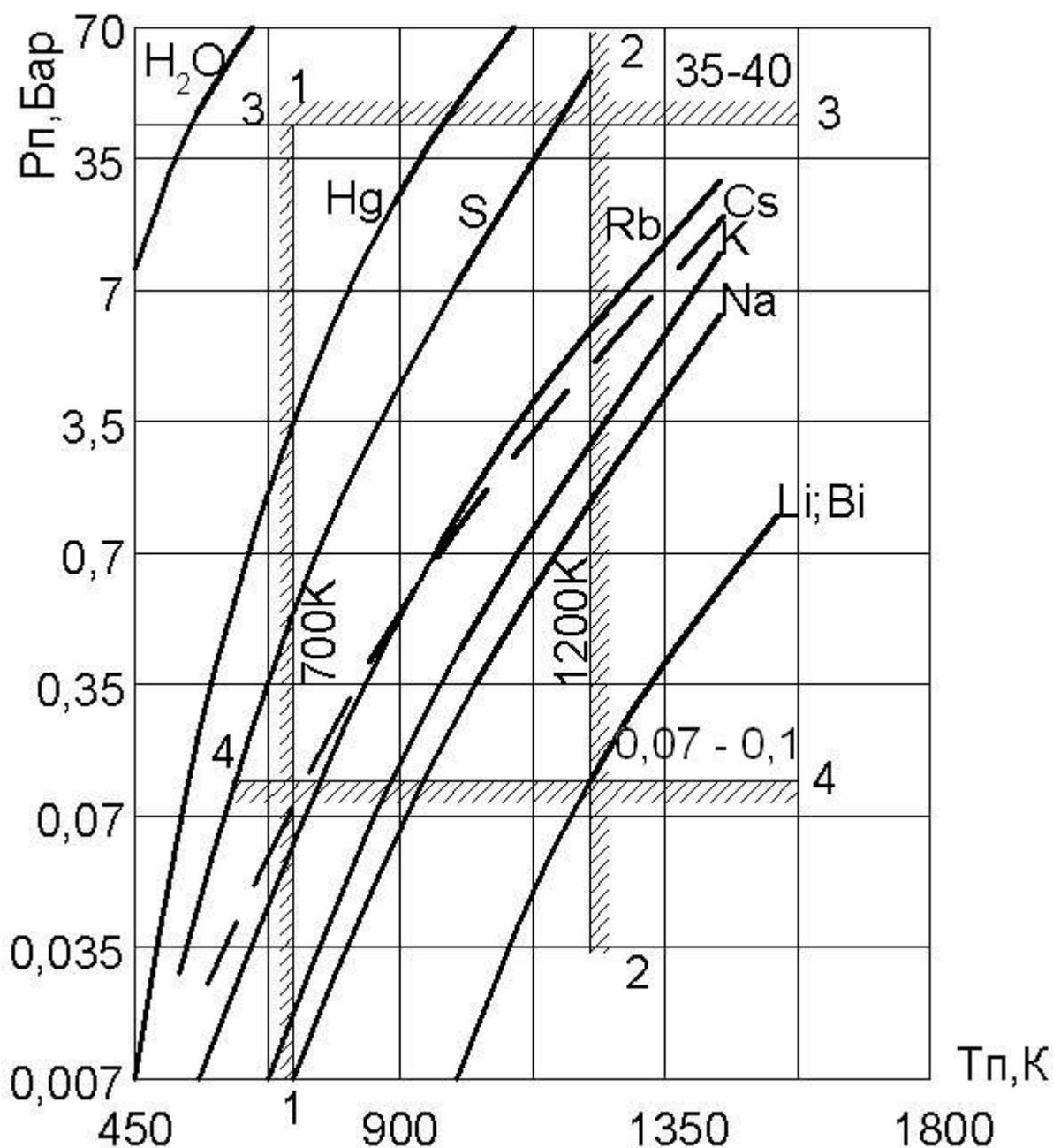


Рис. 4.39. Зависимость давления насыщенных паров от температуры для различных парообразных рабочих тел

Оптимальными оказались щелочные металлы (Rb, Cs, Na, K'), которые наиболее полно отвечают поставленным условиям. При дальнейшем повышении максимальной температуры пара оптимальными окажутся Li, Bi.

Рабочее тело заметно влияет на удельную массу энергоустановки, т.е. на массу в кг, приходящуюся на 1 кВт развиваемой мощности. Действительно, паровая турбина, спроектированная для работы на плотном, с малым удельным объемом паре ртути, будет более

компактной и легкой, чем турбина, работающая на паре  $N_a$  или  $K$ .

Важен темп изменения удельного объема пара по мере расширения в турбине, так как от этого зависит объем турбины. На рис. 4.40,а приведена схема проточной части турбины, спроектированной для работы на паре, слабо изменяющего

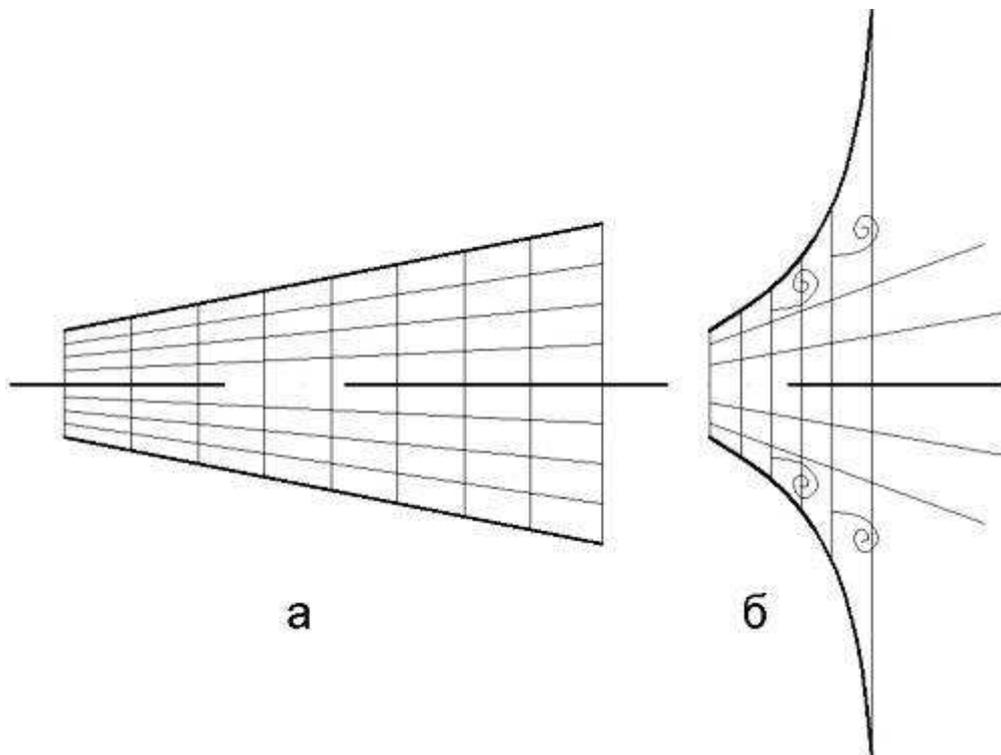


Рис. 4.40. Проточная часть турбины при слабом и сильном изменении удельного объема пара при расширении в турбине

удельный объем по мере течения в лопатках. Проточная часть слабо расширяется, что обеспечивает ее хорошую аэродинамику и низкий уровень потерь. На рис. 4.40,б показана возможная схема проточной части турбины при сильном изменении удельного объема пара по мере течения в лопаточном аппарате. Высоты лопаток резко увеличиваются, что придает проточной части турбины вид сильно расширяющегося диффузора. Такая турбина не может быть реализована из-за отрыва потока пара от стенок корпуса и ротора, больших потерь энергии и низкого КПД.

Характеристики рабочего тела влияют на число ступеней турбины. Число ступеней турбины равно

$$Z = \frac{H_T}{h_{ст}}, \quad (4.101)$$

где  $H_T$ , Дж/кг – теплоперепад, срабатываемый в турбине,

$h_{ст} = Z_{ст} = \Delta W_u \cdot U, \frac{Дж}{кг}, \left(\frac{м}{с}\right)^2$  - теплоперепад, срабатываемый в ступени, равный удельной работе, которую совершает ступень турбины.

Если  $\mu = \frac{\Delta W_u}{U}$  - коэффициент мощности ступени, (4.102)

где  $\Delta W_u$  - изменение окружной составляющей относительной скорости потока пара в ступни,

$U$  – окружная скорость рабочего колеса ступени на среднем радиусе,

то

$$h_{ст} = \frac{\Delta W_u \cdot U \cdot U}{U} = \mu \cdot U^2, \frac{Дж}{кг}, \quad (4.103)$$

$$Z = \frac{H_T}{h_{ст}} = \frac{H_T}{\mu \cdot U^2}. \quad (4.104)$$

Если  $H_T$  зависит от свойств рабочего тела и определяется  $i$ - $S$  диаграммой этого рабочего тела, то при зафиксированных  $\mu$  и  $U$  уравнение  $Z=Z(H_T)$  представляет собой уравнение прямой линии.

На рис. 4.41 приведен график  $Z=Z(H_T)$  при  $U=const$ . На графике нанесены заштрихованные зоны, реализуемые в паровых турбинах, работающих на различных рабочих телах.

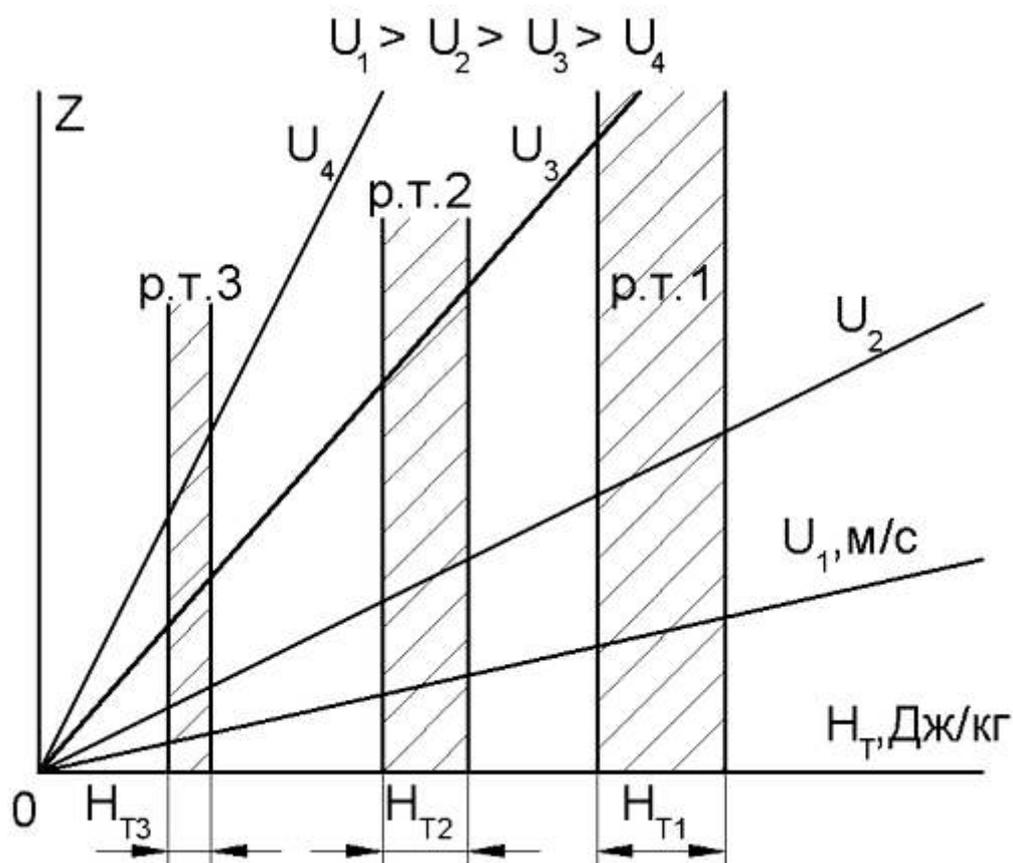


Рис. 4.41. Зависимость числа ступеней турбины от вида рабочего тела

Из графика можно сделать вывод, что при одинаковой окружной скорости  $U$  на рабочем теле 3 можно реализовать меньше ступеней, чем на рабочем теле 1. Это очевидно, так как рабочее тело 3 менее энергоемко, чем рабочее тело 1 и  $H_{\delta_3} < H_{\delta_1}$ . Следовательно, рабочее тело 3 реализует простые по конструкции, малоступенчатые турбины.

Если при выборе рабочего тела исходить из концепции  $N_T = G \cdot H_T = \text{const}$ , то рабочее тело 3, обеспечивая низкие  $H_T$ , для получения заданной мощности  $N_\delta$  требует больших расходов рабочего тела  $G$ , кг/с. Следовательно, низкоэнергетическое рабочее тело 3 (например, Cs, Rb) обеспечивает простые по конструкции, с малым числом ступеней, но крупногабаритные и тяжелые турбины. Более рационально выбрать рабочее тело 1, обладающее высокой энергоемкостью, которое позволяет спроектировать многоступенчатые, но малые по габаритам и массе турбины. Из группы щелочных металлов таким свойством обладают K, Na.

Заметное влияние на параметры турбины оказывает скорость звука в паре. Для длительно работающей турбины в системе энергоснабжения

целесообразно выполнить дозвуковую турбину с высоким КПД. В этом случае на теплоперепады, срабатываемые в лопаточном аппарате турбины, а следовательно, и скорости течения пара, накладываются ограничения по скорости звука в абсолютном и относительном движении.

На рис. 4.42 показаны графики изменения теплоперепадов в ступенях турбины вдоль проточной части и скорости звука. В точке А возникает сверхзвуковое течение пара в соплах турбины, если термодинамическая реактивность ступени

$$\rho = \frac{h_{рк}}{h_{ст}} = 0.$$

Вводя  $\rho > 0$ , мы распределяем теплоперепад ступени  $h_{ст}$  между сопловыми и рабочими лопатками, уходя от сверхзвукового течения в тех и других.

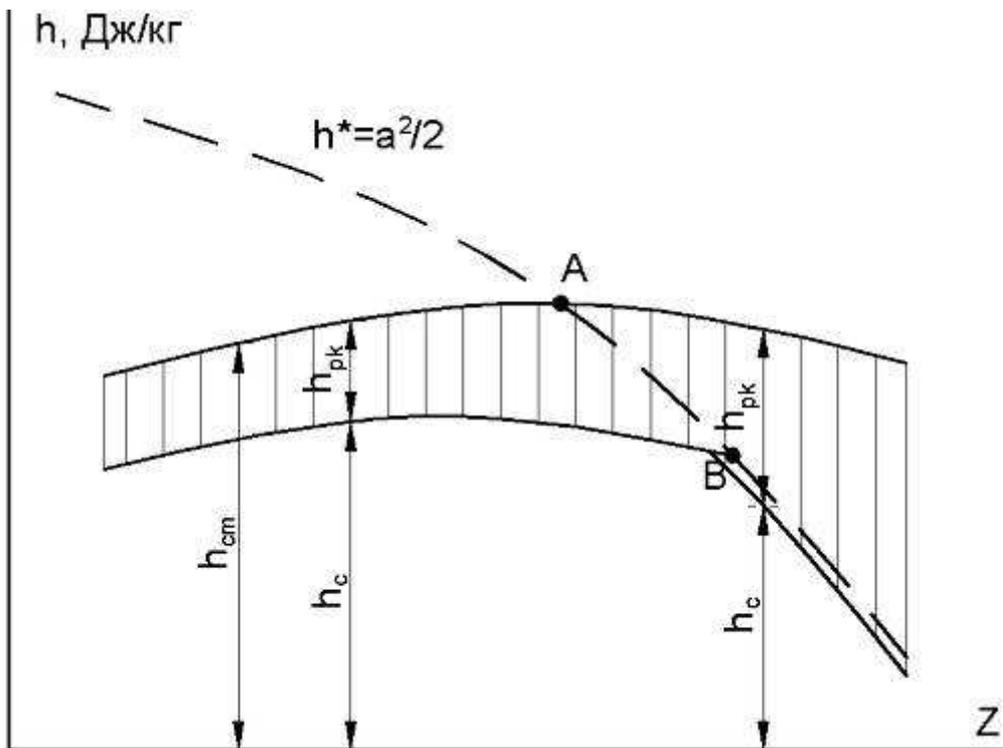


Рис. 4.42. Зависимость распределения теплоперепадов  $h_{ст}$  вдоль проточной части турбины.  $Z$  – номер ступени;  $a$  – скорость звука;  $h_c$  – теплоперепад в соплах,  $h_{рк}$  – теплоперепад в рабочем колесе

В точке В по мере расширения пара в ступенях (по мере снижения температуры) снова возникает сверхзвуковое течение в соплах. Далее

необходимо распределять теплоперепад между соплами и рабочими колесами, ориентируясь на ход изменения теплоперепада  $h^* = \frac{a^2}{2}$ , эквивалентного скорости звука  $a$ , как показано на рис. 4.42. При этом растёт  $h_{рк}$ , т.е. растёт скорость  $W_1$ . Положение  $W_1 < a$  ограничивает возможность использования теплоперепада  $h_{рк}$  в рабочем колесе.

Влияние различных рабочих тел на основные агрегаты паротурбинной энергоустановки, работающей по циклу Ренкина, приведено в табл. 4.3.

**Таблица 4.3**

Пригодность рабочих тел для основных агрегатов  
бортовой паротурбинной энергоустановки

№№ п/п	Узел установки	Пригодность рабочего тела
1.	Общий цикл	Из теплотехнических соображений (форма i-S диагр.) наиболее оптимальным является калий (K)
2.	Турбина	Для минимальной эрозии лопаток наилучшими рабочими телами являются K и Rb. Если эрозия не опасна, то Cs и Rb
3.	Подшипники	Для смазки и охлаждения пригодны все жидкометаллические теплоносители, но наиболее оптимальными являются Na и K
4.	Излучатель	Для работы излучателя лучшим рабочим телом является K
5.	Насосы	С точки зрения бескавитационной работы насосов лучшими являются K и Rb
6.	Генератор	Для охлаждения генератора и его подшипников оптимальным является k
7.	Реактор (кипящий)	Оптимальными рабочими телами являются Na и K
8.	Конструкционные материалы	Наилучшими с точки зрения минимальной агрессивности являются Rb и Cs
9.	Стоимость и	Наиболее дешевыми являются Na и K

### 4.8.3. Расчет параметров цикла Ренкина

При расчете паровых агрегатов, особенно с наличием двухфазных сред, широко используется графоаналитический способ, заключающийся в том, что такие параметры как  $P$ ,  $T$ ,  $p$ ,  $x$  считываются с диаграмм, построенных для различных рабочих тел, и подставляются в балансные уравнения рассчитываемых агрегатов. Пользование аналитическими уравнениями состояния сухого насыщенного и влажного пара, связывающими основные термодинамические параметры, громоздко, так как эти уравнения очень сложны. Проще, надежнее и точнее использовать при расчета графические изображения  $i$ - $S$  диаграмм.

Во влажнопаровом цикле Ренкина (см. рис. 4.43) температуру пара перед турбиной выбирают в пределах  $T_1=1200\dots1400$  К. Это определяется надежностью и ресурсом лопаточного аппарата. Давление при этой температуре  $P_1$  считывается из диаграммы  $i$ - $S$  в точке 1.

Температура пара на выходе из турбины в точке 2 определяется исходя из обеспечения минимальной поверхности (и массы) холодильника-излучателя, если речь идет о космической энергоустановке. Поверхность излучателя можно найти из уравнения теплового баланса:

$$Q_2 = G_T \cdot r_2 \cdot x_2 = \varepsilon \left( \sigma_0 T_2^4 - \sum q_c \right) \cdot \bar{F}_{\text{хи}} \cdot N_{\text{эл}}, \text{Вт} \quad (4.105)$$

где  $G_T$ , кг/с – массовый расход пара энергоустановки, равный расходу пара через турбину;

$r_2$ , Дж/кг – скрытая теплота конденсации пара при температуре  $T_2$ ;

$x_2$  – степень сухости пара в точке 2;

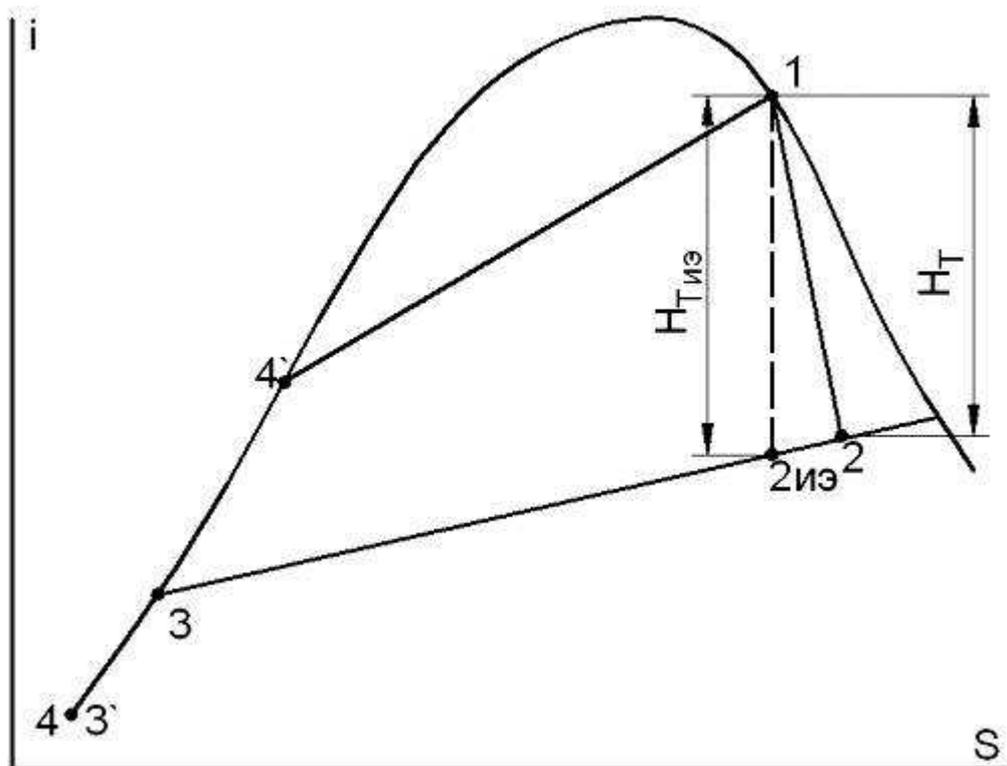


Рис. 4.43. Диаграмма i-S цикла Ренкина

$\varepsilon$  – степень черноты поверхности излучателя. Обычно  $\varepsilon=0,7 \dots 0,8$ ;

$\sigma_0$  – постоянная Стефана-Больцмана.  $\sigma_0 = 5,68 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ ;

$T_2, \text{ К}$  – температура пара в очке 2;

$\sum q_c$  - сумма тепловых потоков в  $\text{Вт/м}^2$ , падающих на излучатель от внешних источников тепла (солнечный поток, тепло, попавшее от корпуса аппарата и т.д.);

$\bar{F}_{\text{ху}} = \frac{F_{\text{ху}}}{N_{\text{эл}}}, \frac{\text{м}^2}{\text{Вт}}$  - удельная поверхность излучателя;

$N_{\text{эл}}, \text{ Вт}$  – электрическая мощность энергоустановки.

$$N_{\text{эл}} = G_T \cdot H_{T_{\text{иэ}}} \cdot \eta_T \cdot \eta_G \cdot \eta_{\text{пр}}, \text{ Вт} \quad (4.106)$$

где  $H_{T_{\text{иэ}}}$  – изоэнтропический теплоперепад турбины, Джэ/кг;

$\eta_T$  – энергетический КПД турбины,  $\eta_T = 0,7 \dots 0,9$ ;

$\eta_G$  – КПД генератора;  $\eta_G = 0,94 \dots 0,97$ ;

$\eta_{\text{пр}}$  – КПД преобразователя;  $\eta_{\text{пр}} \approx 0,95 \dots 0,98$ .

Решая уравнение (4.105) относительно  $\bar{F}_{\text{ху}}$  и подставляя значение (4.106), имеем:

$$\bar{F}_{xu} = \frac{r_2 \cdot x_2}{\varepsilon \left( \sigma_0 \cdot T_2^4 - \sum q_c \right) \cdot N_{T_{иЭ}} \cdot \eta_T \cdot \eta_{\Gamma} \cdot \eta_{пр}}, \frac{M^2}{Вт}. \quad (4.107)$$

Задача решается следующим образом. Задавая ряд  $N_{\delta_{вг}}$ , рассчитывают величину  $N_T = N_{T_{иЭ}} \cdot \eta_T$ . Величина  $\eta_{\delta}$  принимается в пределах 0,7...0,9. Если турбина малой мощности, то ее КПД низкий из-за малых высот лопаток. При турбине большой мощности высоты лопаток больше 10 мм, и КПД такой турбины выше из-за низкого значения вторичных потерь, потерь при течении в радиальном зазоре и т.д. Откладывая теплоперепады  $N_T$ , находят параметры пара в точках 2, считывая их из i-S диаграммы (см. рис. 4.43).

По формуле (4.107) рассчитывают  $\bar{F}_{xu}$  для каждого значения  $N_{\delta}$  и строят график  $\bar{F}_{xu} = \bar{F}_{xu}(T_2)$ .

График позволяет найти расчетное значение температуры пара  $(T_2)_p$  на выходе из турбины, при котором поверхность излучателя принимает минимальное значение.

График  $\bar{F}_{xu} = \bar{F}_{xu}(T_2)$  пологий, поэтому при расчете можно принять

$$T_{2*} < (T_2)_p.$$

При этом увеличивается  $N_T$ , и если  $N_{\delta} = \text{const}$ , то уменьшается  $G_T$ , что снижает габариты и массу турбины при незначительном увеличении  $F_{xu}$ . Давление пара  $P_2$  определяется в точке 2 из диаграммы i-S.

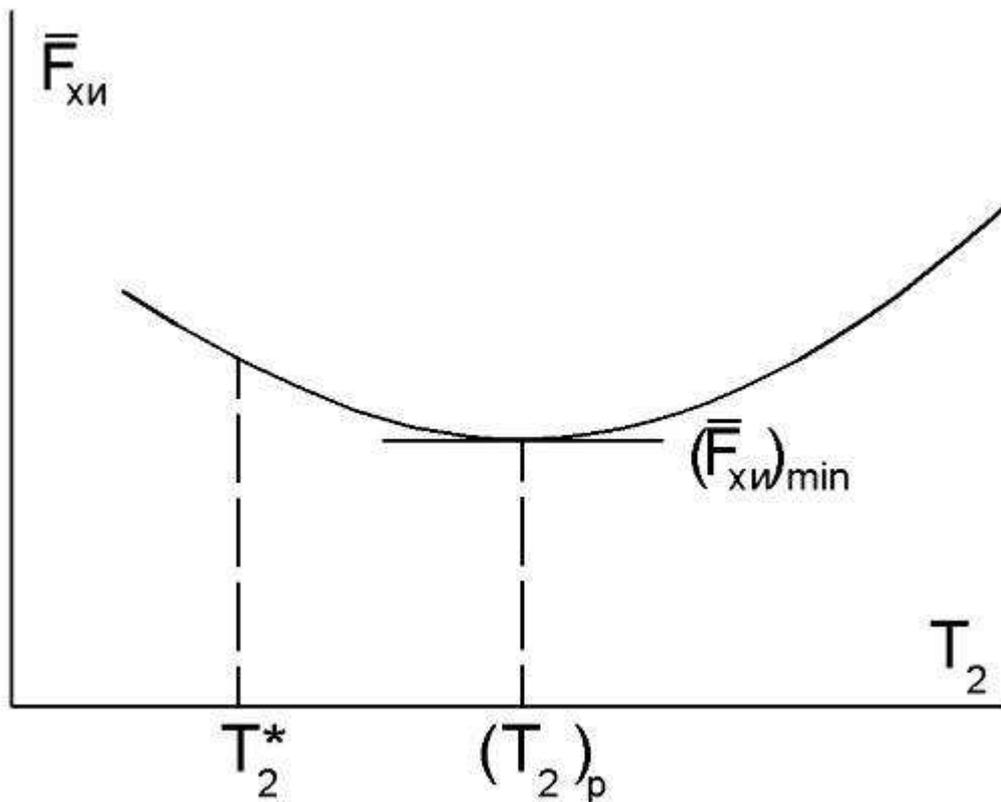


Рис. 4.44. Зависимость  $\bar{F}_{\text{ХИ}} = \bar{F}_{\text{ХИ}}(T_2)$

Температура  $T_3 = T_2$ , так как процесс конденсации изотермичен.

Давление  $P_3 = \sigma_{\text{ХИ}} \cdot T_2$ , где  $\sigma_{\text{ХИ}} = 0,7 \dots 0,8$  – коэффициент восстановления полного давления в холодильнике-излучателе.

$T_3' = T_3 - \Delta T_{\text{пер}} = 50 \dots 100$  К – переохлаждение конденсата, обеспечивающее бескавитационную работу циркуляционных насосов.

Температура на выходе из циркуляционных насосов  $T_4 = T_3$ .

Давление конденсата  $P_4 = \frac{P_1}{\sigma_{\text{пр}}}$ . Здесь  $\sigma_{\text{пр}} = 0,8 \dots 0,9$  – коэффициент

восстановления полного давления в парогенераторе. Температура  $T_4' = T_1$ , давление  $P_4' = P_4$ . КПД циркуляционного насоса можно принимать порядка  $\eta_i = 0,65 \dots 0,80$ .

#### 4.8.4. Особенность расчета космической паровой турбины

При расчете турбины известны параметры цикла Ренкина, параметры пара перед турбиной  $P_1, T_1, x_1, \rho_1''$ , параметры пара на выходе из турбины  $P_2, T_2, x_2, \rho_2''$ , КПД турбины  $\eta_0$ , теплоперепады  $H_{\text{Тиз}}, H_{\text{Т}}$ , электрическая мощность энергоустановки  $N_{\text{эл}}$ . Это позволяет рассчитать

массовый расход пара через турбину.

$$\bar{F}_{xu} = \frac{A \cdot N_{эл}}{N_{т\text{ иэ}} \cdot \eta_{т} \cdot \eta_{г} \cdot \eta_{пр}}, \frac{\text{кг}}{\text{с}},$$

где  $A = 1,1 \dots 1,2$  – коэффициент, учитывающий затраты электроэнергии на собственные нужды энергоустановки.

Отмеченных данных достаточно для расчета паровой турбины по известным методикам теории турбомашин, которые здесь не излагаются. Здесь же рассмотрим особенности расчета бортовой турбины, вытекающие из требований, предъявляемых к такой турбине.

Турбина должна обладать минимальной массой и габаритами при относительно высокой мощности и КПД, должна быть простой по конструкции, надежной, технологичной, дешевой. Турбина должна быть герметичной. Так как рабочее тело – щелочные металлы, то в конструкции должно быть минимальное количество резьбовых соединений и много сварных конструкций, так как резьбы быстро разрушаются в агрессивной щелочной среде. Сформулированные общие требования, предъявляемые к турбине, определяют ее как компактный, сильно нагруженный агрегат авиационного типа.

Компактность требует применения в турбине высоких коэффициентов мощности. Для активных турбин принимают

$$\mu_{т} = \frac{\Delta W_u}{U} = 1,5 \dots 1,8, \text{ для реактивных } \mu_{\delta} = 1,3 \dots 1,5.$$

В осевых турбинах малых мощностей ( $N_{эл} \leq 10$  кВт), когда конструктивно осуществляются относительные диаметры рабочих колес

$$\theta = \frac{D_{ср}}{l_{л}} \geq 8 \dots 11, \text{ где } l_{л} - \text{высота рабочих лопаток, целесообразно лопатки}$$

выполнять цилиндрическими, т.е. постоянного профиля и углов установки по высоте. Это обеспечивает технологичность рабочего колеса, когда лопатка выполняется за одно целое с диском.

С ростом мощности и увеличением среднего диаметра ступеней для сохранения оптимального соотношения  $\frac{U}{C_1}$  (при  $C_1 = \text{const}$ ) необходимо

снижать  $n$ , т.е. частоту вращения ротора. Обычно задают  $n = (18 \dots 45) \cdot 10^3$  об/мин. Эту частоту необходимо соотносить с частотой тока, вырабатываемого электрическим генератором:

$$n = \frac{60 \cdot f}{\rho}, \frac{\text{об}}{\text{мин}}, \quad (4.109)$$

где  $f, \frac{1}{c}$  - частота переменного тока;

$p$  – число пар полюсов генератора.

Для целей генерации тока целесообразно проектировать дозвуковые турбины во избежание больших потерь КПД на переменных режимах и для сохранения ресурса лопаточного аппарата при возникновении скачков конденсации при  $M_{w1} > 1$  (см. рис. 4.42). Эта проблема наиболее актуальна для группы последних ступеней.

При больших мощностях турбины размеры последней ступени и ее пропускная способность определяются прочностью лопаток рабочего колеса. Рассмотрим влияние прочности лопаток более подробно, для чего проследим, как изменяется геометрия и режимные параметры, такие как  $U, n$  турбины при допустимой прочности рабочих лопаток. Сравнение будем производить при постоянных мощности, рабочем теле, термодинамических параметрах турбин, кинематике ступеней, материале рабочих лопаток.

Напряжение в корне рабочей лопатки от действия центробежных сил (определяющие силы) равно:

$$\sigma_{л} = \frac{C}{F_{л}} = \frac{m_{л} \cdot \omega^2 \cdot r_{ср}}{F_{л}}, \text{Па} . \quad (4.110)$$

где  $C$  – центробежная сила, действующая на лопатку при ее вращении в диске, Н;

$F_{л}$  – площадь поперечного сечения лопатки в  $\text{м}^2$ ;

$m_{л}$  – масса лопатки в кг;

$\omega$  – частота вращения ротора в  $1/\text{с}$ ;

$r_{ср}$  – средний радиус ступени в м.

Масса рабочей лопатки равна:

$$m_{л} = F_{л} \cdot \ell_{л} \cdot \rho_{л}, \text{кг} \quad (4.111)$$

где  $\ell_{л}$  – высота рабочей лопатки в м;

$\rho_{л}$  – плотность материала лопатки в  $\text{кг}/\text{м}^3$ .

Если лопатка профилированная по высоте, то  $F_{л} = F_{л}(r)$ , т.е. зависит от радиуса ступени. В этом случае для определения  $m_{л}$  необходимо выражение (4.111) проинтегрировать по высоте лопатки. Если лопатка цилиндрическая, т.е.  $F_{л} = \text{const}$  по высоте, то масса лопатки может быть рассчитана по выражению (4.111).

Высота лопатки  $l_{\text{л}}$  может быть найдена из выражения массового расхода пара через ступень, т.е.

$$G_{\text{т}} = 2\pi r_{\text{ср}} l_{\text{л}} \cdot C_{2a} \cdot \rho_2''; l_{\text{л}} = \frac{G_{\text{т}}}{2\pi r_{\text{ср}} \cdot \bar{C}_{2a} \cdot U \cdot \rho_2''}, \text{ м.} \quad (4.112)$$

Здесь  $G_{\text{т}}$ , кг/с – массовый расход пара через турбину;

$\bar{C}_{\text{га}} = \frac{C_{\text{га}}}{U}$  – коэффициент осевой скорости ступени;

$U$ , м/с – окружная скорость лопатки на  $r_{\text{ср}}$ ;

$\rho_2''$ , кг/м<sup>3</sup> – плотность пара на выходе из турбины.

Рассматривая лопатку цилиндрической и подставляя массу  $m_{\text{л}}$  в выражение (4.110), получим:

$$\sigma_{\text{л}} = \frac{F_{\text{л}} G_{\text{т}} \cdot \rho_{\text{л}} \cdot \omega^2 \cdot r_{\text{ср}}}{2\pi r_{\text{ср}} l_{\text{л}} \cdot \bar{C}_{2a} \cdot U \cdot \rho_2'' \cdot F_{\text{л}}} = \frac{G_{\text{т}} \cdot \rho_{\text{л}}}{2\pi \cdot \bar{C}_{2a} \cdot \rho_2''} \cdot \frac{\omega^2}{U}, \text{ Па.} \quad (4.113)$$

Если  $\omega = \frac{\pi n}{30}$ , где  $n$ , об/мин – число оборотов ротора в минуту, то

$$\sigma_{\text{л}} = \frac{G_{\text{т}} \cdot \rho_{\text{л}} \cdot \pi}{1800 \cdot \bar{C}_{2a} \cdot \rho_2''} \cdot \frac{n^2}{U}, \text{ Па.} \quad (4.114)$$

Если учесть условия сравнения турбин, то такие величины как  $G_{\text{т}}, \rho_{\text{л}}, \bar{C}_{2a} \cdot \rho_2''$  для всех рассматриваемых ступеней турбин постоянны. В этом случае уравнение (4.114) принимает вид:

$$\sigma_{\text{л}} = \text{const} \cdot \frac{n^2}{U}, \text{ Па,} \quad (4.115)$$

т.е. напряжения в корне рабочей лопатки от действия центробежных сил зависит от частоты вращения ротора  $n$  и окружной скорости на среднем диаметре  $U$ .

На рис. 4.45 приведен график уравнения (4.115), т.е.  $\sigma_{\text{л}}$  при изменении  $U$  меняется по гиперболическому закону. Число оборотов  $n$  выступает как параметр каждой гиперболической кривой.

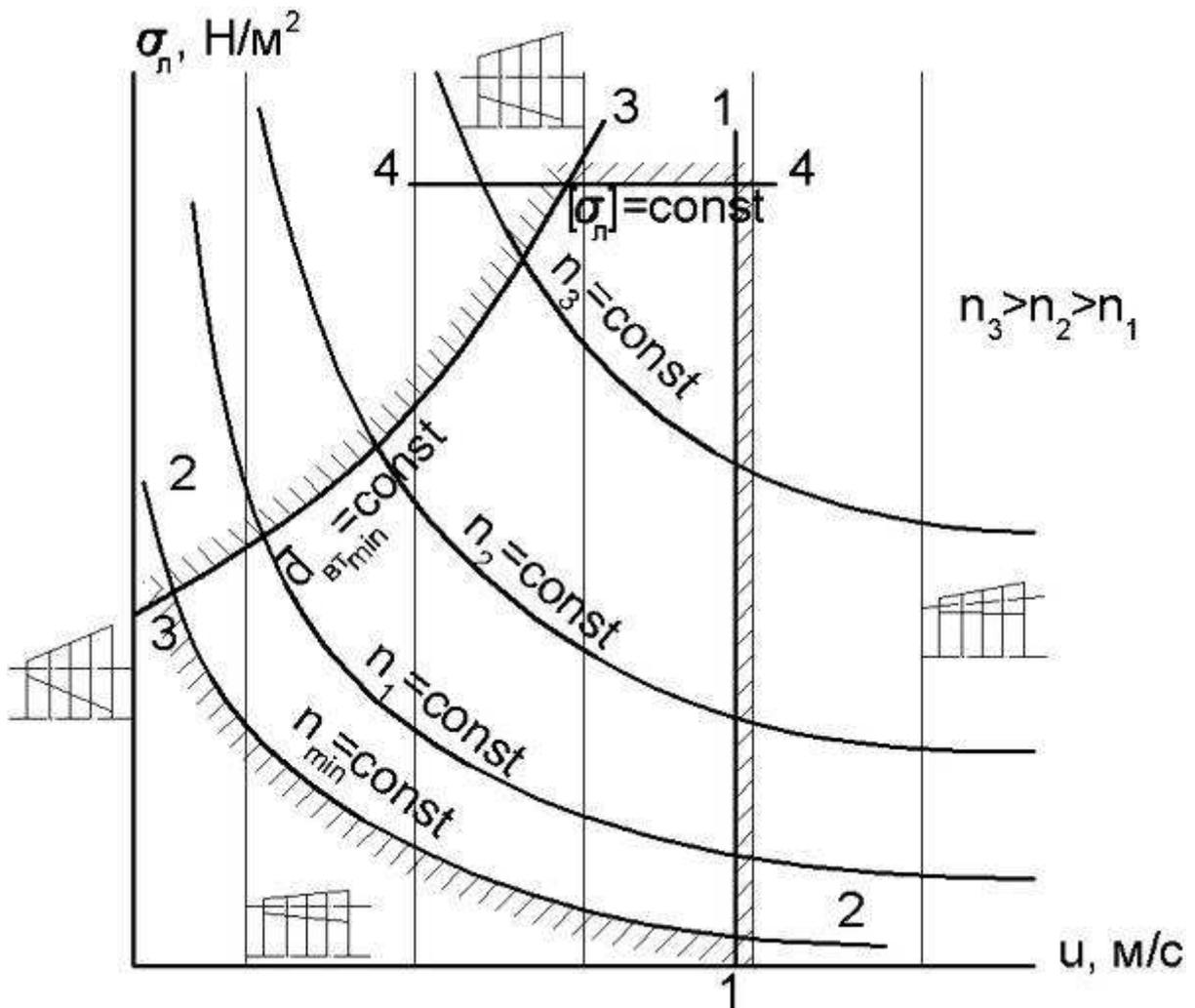


Рис. 4.45. График зависимости  $\sigma_{\varepsilon}$  от геометрических и режимных параметров турбинной ступени

Видно, что с ростом  $U$  напряжения в момент  $\sigma_{\varepsilon}$  падают. Действительно, при постоянном  $n$  повышение  $U$  равноценно росту среднего диаметра ступени  $D_{cp}$ , а  $G_{\delta} = \text{const}$  при росте  $D_{cp}$  приводит к уменьшению высоты лопатки  $l_{\varepsilon}$ , что снижает массу лопатки и напряжение от действия центробежных сил в корневом сечении. Это положение можно проиллюстрировать следующей логической формулой:

$$\text{при } \left. \begin{array}{l} G_T = \text{const} \\ n = \text{const} \end{array} \right\} U \uparrow \rightarrow D_{cp} \uparrow \rightarrow l_{\varepsilon} \downarrow \rightarrow \sigma_{\varepsilon} \downarrow. \quad (4.116)$$

Если число ступеней турбины равно (см. 4.104)

$$Z = \frac{H_T}{\mu \cdot U^2},$$

то при постоянных  $H_T$  и  $\mu$  рост  $U$  приводит к уменьшению числа ступеней турбины. На рис. 4.45 показаны линии числа ступеней  $z=\text{const}$ . Эти линии также соответствуют условию  $U=\text{const}$ .

Итак, при сформулированных условиях сравнения в правой части графика с увеличением окружной скорости  $U$  получаются тяжелые турбины с большими диаметрами рабочих колес, малыми высотами лопаток и малым числом ступеней. Все эти турбины имеют одинаковую частоту вращения ротора, т.е.  $n=\text{const}$ .

Уменьшение  $U$  приводит к обратной ситуации, т.е.ю

$$\text{при } \left. \begin{array}{l} G_T = \text{const} \\ n = \text{const} \end{array} \right\} U \downarrow \rightarrow D_{\text{cp}} \downarrow \rightarrow \ell_L \uparrow \rightarrow \sigma_L \uparrow, \quad (4.117)$$

поэтому в левой части графика рис. 4.45 получаются легкие турбины с малыми диаметрами рабочих колес, большими высотами лопаток и большим числом ступеней.

Увеличение числа оборотов ротора  $n$  при  $U=\text{const}, G_T=\text{const}$ , приводит к уменьшению среднего диаметра ступени, увеличению высоты лопаток и росту напряжения в корневом сечении рабочей лопатки. Это положение можно записать следующей логической формулой:

$$\text{при } \left. \begin{array}{l} G_T = \text{const} \\ n = \text{const} \end{array} \right\} n \uparrow \rightarrow D_{\text{cp}} \downarrow \rightarrow \ell_L \uparrow \rightarrow \sigma_L \uparrow, \quad (4.118)$$

поэтому в верхней части графика 4.45 получаются легкие, быстроходные турбины с малыми диаметрами рабочих колес, длинными, высоконагруженными рабочими лопатками.

Снижение  $n$  приводит к обратным явлениям, т.е.

$$\text{при } \left. \begin{array}{l} G_T = \text{const} \\ U = \text{const} \end{array} \right\} n \downarrow \rightarrow D_{\text{cp}} \uparrow \rightarrow \ell_L \downarrow \rightarrow \sigma_L \downarrow, \quad (4.119)$$

поэтому в нижней части графика рис. 4.45 получаются тихоходные, тяжелые турбины с большими диаметрами рабочих колес и короткими лопатками. Причем все турбины при  $n$  при  $U=\text{const}$   $n=\text{var}$  имеют одинаковое число ступеней.

Для того, чтобы выделить диапазон оптимальных параметров проектируемой турбины, на полученный график 4.45 необходимо нанести ряд ограничений, вызванных условиями конструирования и эксплуатации. Эти ограничения следующие:

1-1 – ограничение по окружной скорости. Это ограничение вызвано эрозией рабочих лопаток под действием капель конденсата. При соударении капли жидкости с поверхностью лопатки в зоне соударения развивается давление

$$P = k \cdot \rho_{\text{ж}} \cdot a_{\text{ж}} \cdot v_1, \text{Па} \quad (4.120)$$

где  $\rho_{\text{ж}}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$  - плотность капли жидкости;

$a_{\text{ж}}, \text{м/с}$  – скорость распространения звука в жидкой капле;

$v_1 - \text{м/с}$  – скорость соударения капли с лопаткой;

$k$  – опытный коэффициент. Для ртути и тяжелых жидкостей  $k=1,3$ .  
Для воды и легких жидких металлов  $k=10$ .

Возникающее давление  $P$  не должно превышать предел прочности для материала лопатки. Для щелочных металлов граница 1-1 равна 250...300 м/с.

Ограничение 2-2, соответствующее минимальной частоте вращения ротора турбины, связано с ростом габаритов и массы турбины.

Ограничение 3-3, соответствующее минимальному диаметру втулки рабочего колеса  $\left( d_{\text{вТ min}} = \text{const} \right)$ , связано с возможностью размещения замков рабочих лопаток на втулке колеса.

Ограничение 4-4 равно допусжаемому напряжению в материале рабочих лопаток, т.е.  $[\sigma_{\text{л}}] = \text{const}$ .

Итак, ограничения 1...4 выделяют область параметров проектируемой турбины. Для авиационно-космической турбины, характеризующейся малыми габаритами и массой, высокой частотой вращения ротора, высокими напряжениями в рабочих лопатках и заданной надежностью, расчетные параметры находятся в левой верхней части графика рис. 4.45 (окрестность точки А).

## **5. Ветровые энергетические установки**

### **5.1. Принцип работы ветродвигателя**

Ветродвигатель представляет собой осевую воздушную турбину без соплового аппарата с осевым входом воздуха. Это рабочее колесо ветротурбины (репеллер), приводящее во вращение машины-орудия (ротор электрического генератора, жернова мельниц, насос для откачки воды и т.д.). Ветродвигатели малых и средних мощностей ( $N=5...10$  кВт) имеют многолопастные репеллеры без аэродинамических профилей. В ветродвигателях больших мощностей ( $N>100$  кВт) установлены репеллеры с малым числом лопастей ( $Z=2...5$ ), лопасти которых имеют крыльевые профили с хорошими аэродинамическими характеристиками.

На рис. 5.1 показан общий вид ветроустановки. Вся установка (ветроколесо 1, корпус с машинным отделением 3, виндрозы 2) вращается вокруг вертикальной оси, обеспечивая ориентацию ветродвигателя по ветру. Ориентация создается виндрозами 2, которые представляют собой репеллеры, вращающиеся при боковом обдуве ветром и через редуктор поворачивающие ветродвигатель по ветру.

### **5.2. Кинематика движения воздуха в ветроколесе (репеллере). Планы скоростей воздуха**

На рис. 5.2 представлены треугольники скоростей на входе и выходе из ветроколеса. На входе в колесо (сечение 1-1) воздух поступает с осевой скоростью  $C_1=C_0=C_a$ , равной скорости ветра. Это абсолютная скорость, связанная с неподвижной системой координат. Далее воздух попадает во вращающееся колесо, кото-

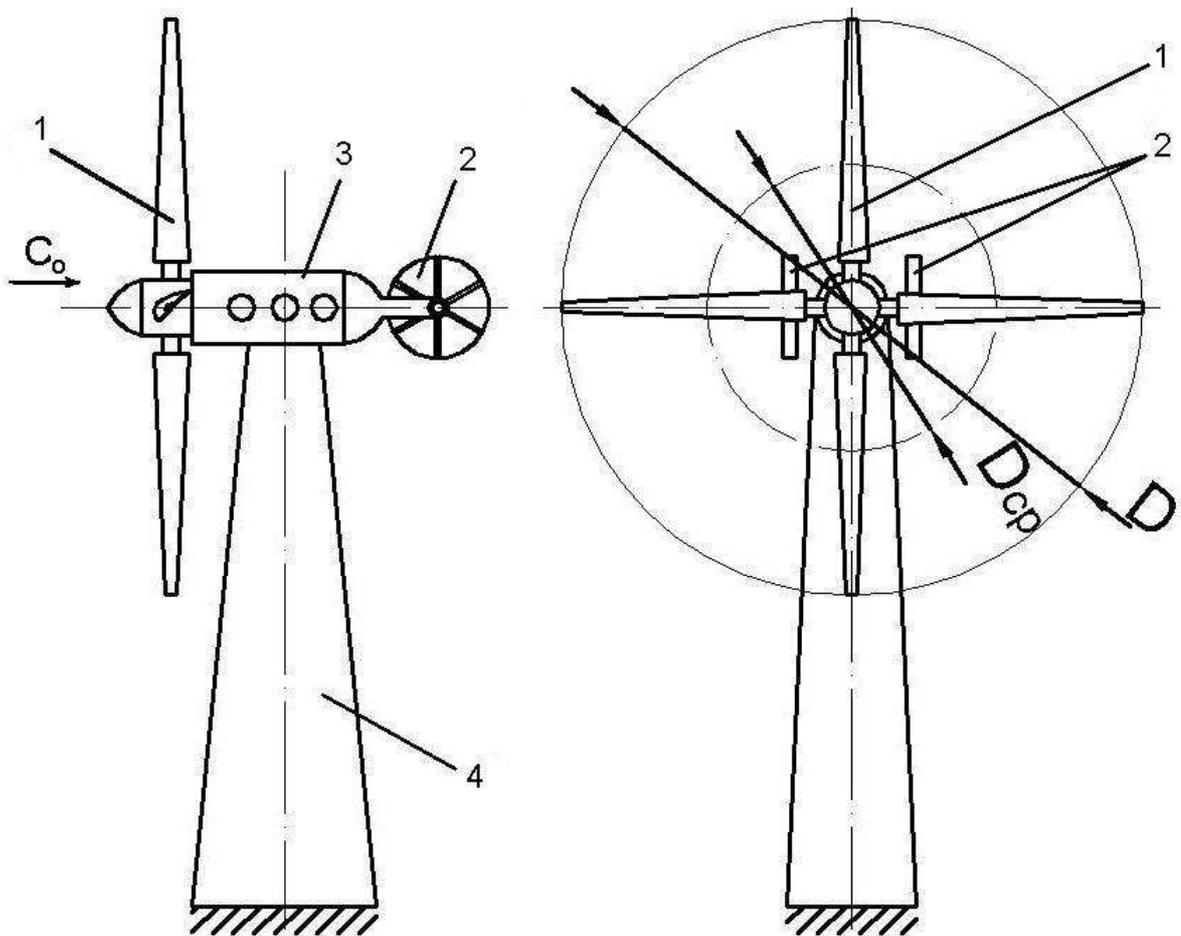


Рис. 5.1. Схема ветроустановки:

1 – ветроколесо; 2 – ветроколеса виндроз; 3 – машинное отделение; 4 – башня ветроустановки;  $C_0$  – скорость ветра

рое обеспечивает частицам воздуха переносную скорость  $\vec{U}$ . На основании геометрической суммы можно найти величину и направление относительной скорости  $\vec{W}_1$ , с которой поток воздуха натекает на движущийся профиль лопасти (рис. 5.2):

$$\vec{C}_1 = \vec{U} + \vec{W}_1 . \quad (5.1)$$

На выходе из колеса (сечение 2-2) в относительном движении поток воздуха покидает профиль лопасти со скоростью  $\vec{W}_2$ , направление которой определяет выходная кромка профиля.

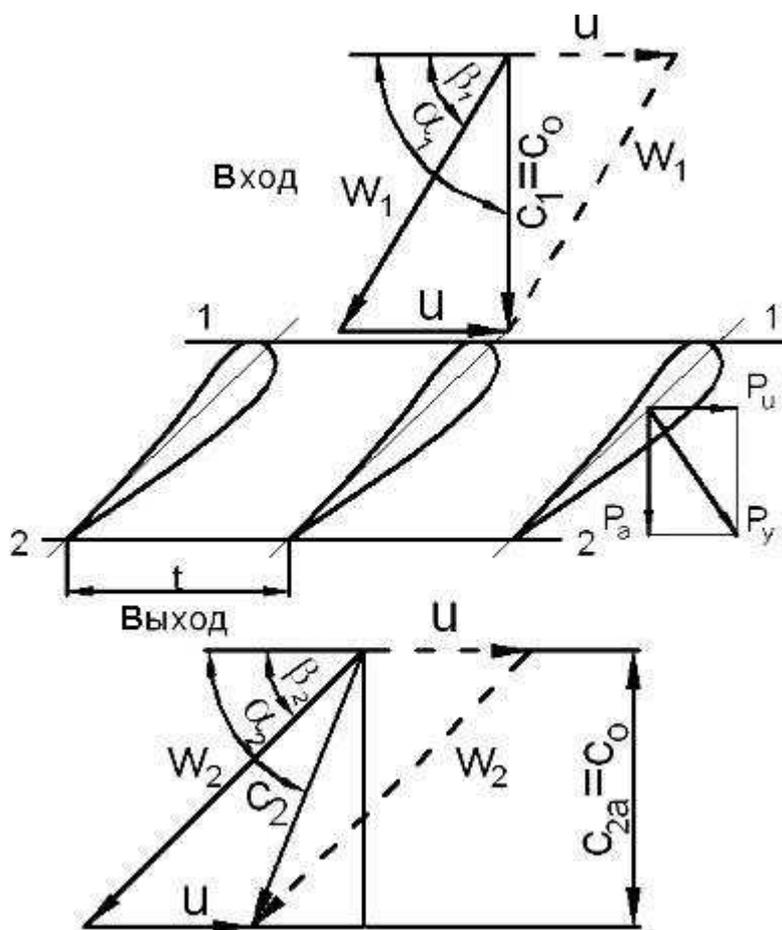


Рис. 5.2. Треугольники скоростей воздуха на входе и выходе из ветроколеса

На основании геометрической суммы

$$\vec{C}_2 = \vec{U} + \vec{W}_2 \quad (5.2)$$

определяют скорость  $\vec{C}_2$  по величине и направлению.

При обтекании профилей возникает аэродинамическая подъемная сила  $P_u$ , которую можно разложить на осевую  $P_a$  и окружную  $P_u$  проекции. Сила  $P_u$  вызывает вращение колеса, т.е. создает крутящий момент, выполняющий полезную работу. Сила  $P_a$  нагружает упорные подшипники ветродвигателя.

Входной и выходной треугольники скоростей объединяют в план скоростей. Известны планы скоростей, совмещенные в полюсе (рис. 5.3, а) и по окружной скорости (рис. 5.3, б).

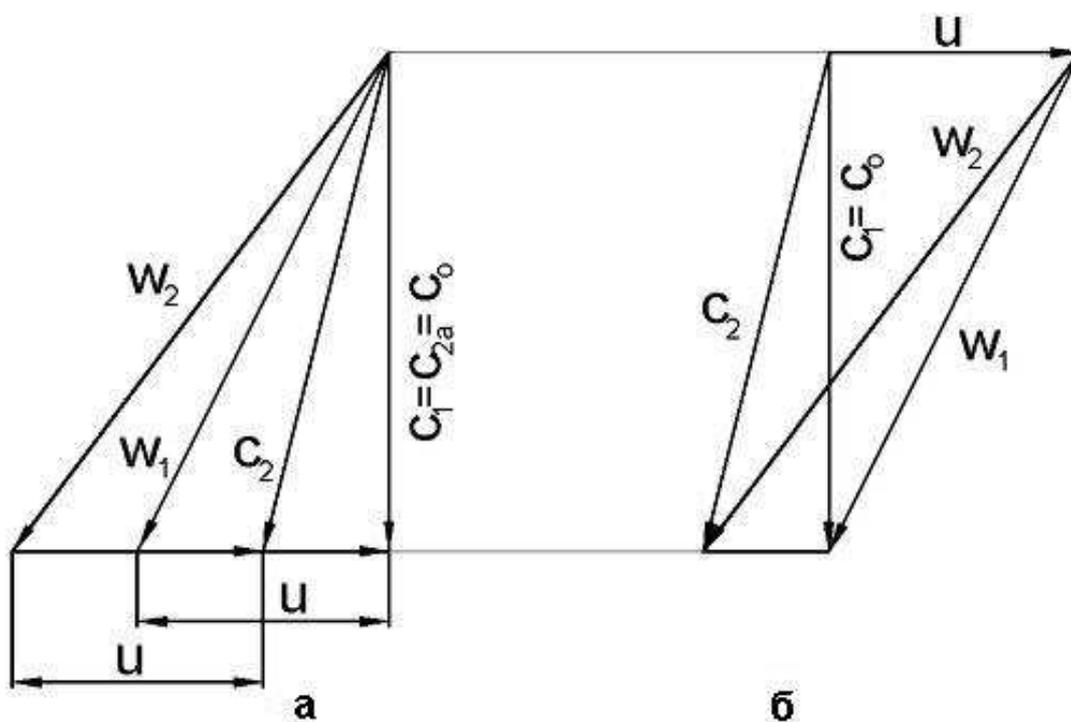


Рис. 5.3. Планы скоростей ветроколеса: а – совмещенные в полюсе; б – совмещенные по окружной скорости

Более удобным для анализа является план скоростей типа **б**, который позволяет определить все скорости, их направления и построить профиль лопасти, обеспечивающий этот план.

На рис. 5.4 показана связь плана скоростей с профилем лопасти и геометрическими характеристиками этого профиля.

Из рис. 5.4 следует:

$\beta_1$  - угол наклона вектора скорости  $W_1$  к плоскости колеса;

$\beta_2$  - угол наклона вектора скорости  $W_2$  к плоскости колеса;

$\beta_{1r}$  - геометрический угол профиля на входе в колесо;

$\beta_{2r}$  - геометрический угол профиля на выходе из колеса;

$$i = \beta_1 - \beta_{1r} \quad (5.3)$$

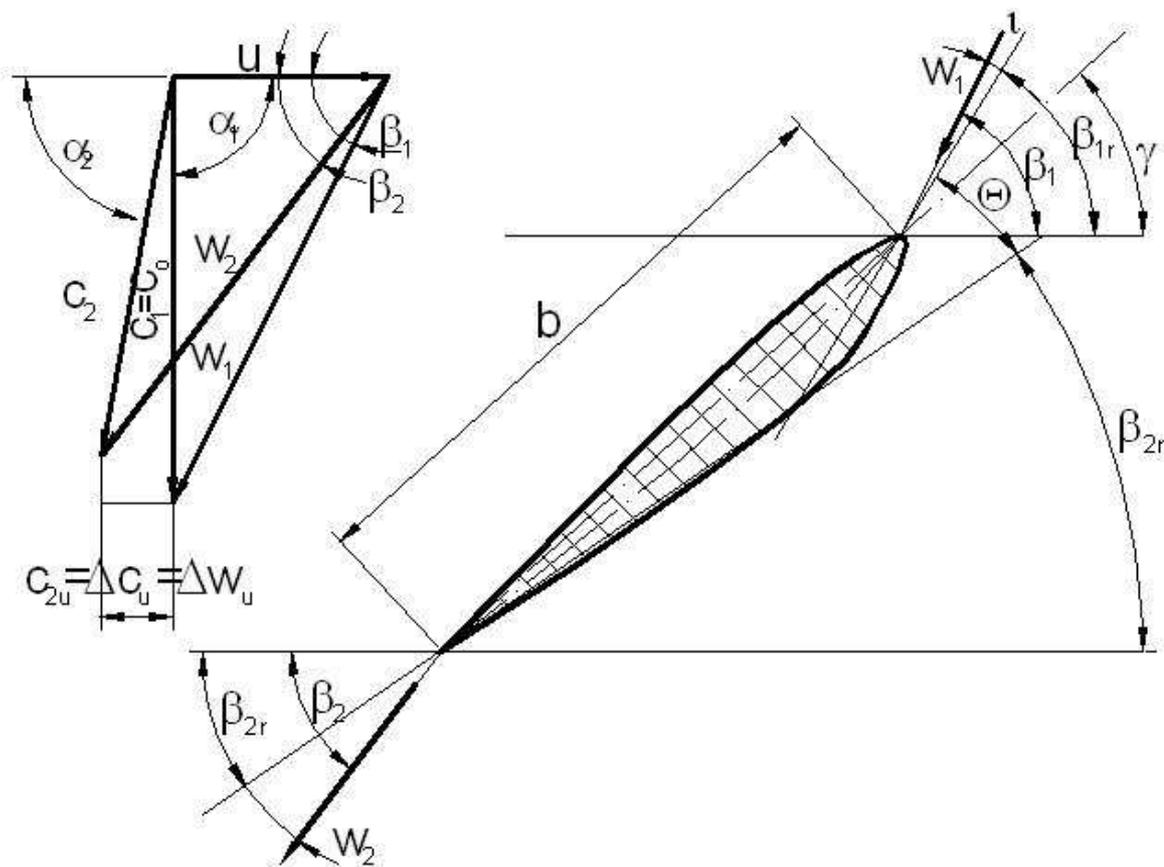


Рис. 5.4. Связь плана скоростей с геометрией профиля лопасти

- угол натекания потока;

$$\delta = \beta_2 - \beta_{2_2} \quad (5.4)$$

- угол отставания потока;

$$\theta_2 = \beta_{1_2} - \beta_{2_2} \quad (5.5)$$

- угол кривизны профиля (кривизна профиля);

$$\gamma = \frac{\beta_{1_2} + \beta_{2_2}}{2} \quad (5.6)$$

- угол установки профиля;

$\alpha_1 = 90^\circ$  – угол входа воздуха в рабочее колесо ветродвигателя в абсолютном движении;  
 $\alpha_2$  – угол выхода воздуха из рабочего колеса ветродвигателя в абсолютном движении.

Входную кромку профиля ориентируют так, чтобы она располагалась по касательной к вектору скорости  $W_1$ , выходную кромку располагают по касательной к вектору скорости  $W_2$ . Зная

углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$ , переходят к расчету геометрических углов  $\beta_{1_2}$  и  $\beta_{2_2}$  по соотношениям (5.3) и (5.4), учитывая углы натекания  $i$  и отставания  $\delta$ .

Углы  $i$  возникают при отклонении от расчетного режима, поэтому для расчетного режима ветроколеса  $i = 0$ ; следовательно,

$$\beta_{1_2} \approx \beta_1. \quad (5.7)$$

Из уравнения (5.4) имеем

$$\beta_{2_2} = \beta_2 - \delta. \quad (5.8)$$

### **Оценочный расчет ветроколеса по среднему диаметру**

Расчетный средний диаметр чаще всего определяется посередине размаха лопасти ветроколеса. Рассмотрим предварительный расчет ветродвигателя, вырабатывающего переменный ток для городской энергосети. Частота тока  $f=50$  1/с. Электрическая мощность ветродвигателя  $N_{эл}$  задана.

По атласам профилей и прототипам выбирают профиль лопасти на  $D_{ср}$ , откуда находят кривизну профиля  $\theta$ .

1) Частота вращения ротора электрогенератора (в об/мин) равна

$$n_2 = \frac{60 \cdot f}{P}, \quad (5.9)$$

где  $f$  – частота электрического тока;

$P$  – число пар полюсов генератора.

Ориентируясь на выполненные подобные конструкции, задают частоту вращения ротора ветроколеса (репеллера). Для мощных ветродвигателей с диаметром колеса  $D \approx 30$  м обычно

$$n = 24, 26, 28, \frac{\text{об}}{\text{мин}}.$$

Передаточное отношение редуктора между ветроколесом и генератором:

$$i = \frac{n_2}{n}. \quad (5.10)$$

2) Окружная скорость на среднем диаметре для расчетного режима может быть найдена из входного плана скоростей (см. рис. 5.4):

$$W_1^2 = C_0^2 + U^2; U = \sqrt{W_1^2 - C_0^2}; \quad (5.11)$$

$$W_I = M_{wI} \cdot a, \quad (5.12)$$

где  $a = \sqrt{kRT}$  – скорость звука, м/с;  
(5.13)

$$K = \frac{C_p}{C_v} = 1,41 - \text{показатель изоэнтропы для воздуха};$$

$R=288$ – газовая постоянная для воздуха, Дж/кг·К;

$T$  – температура окружающего воздуха, К, примем  $T=300$

К.

При этих условиях  $a=349$  м/с;  $M_{wI}$  – число Маха по набегающему потоку.

Для быстроходных репеллеров  $M_{wI} = \frac{W_I}{a} = 0,02 \dots 0,06$ .

Иначе  $U = \frac{C_a}{\bar{C}_a}$ , где  $\bar{C}_a = \frac{C_a}{U} = 0,6 \dots 0,9$ .

$C_o$  – скорость ветра. Может быть  $C_o \leq 40$  м/с. Обычно  $C_o = 8 \dots 20$  м/с. Среднегодовая скорость ветра  $C_{o\text{ ср}} \leq 10$  м/с (4...8 м/с). Уточняется по данным метеослужбы.

3) Средний диаметр ветроколеса определяют, зная  $U$ :

$$U = \frac{\pi D_{cp} \cdot n}{60}, \frac{m}{c}; D_{cp} = \frac{60 \cdot U}{\pi \cdot n}, m. \quad (5.14)$$

Углы профиля находят из соотношений:

$$\beta_1 = \arctg \frac{C_0}{U} \approx \beta_{1_2}; i \rightarrow 0; \quad (5.15)$$

$$\beta_{2_2} = \beta_{1_2} - \theta \approx \beta_2; \delta \rightarrow 0. \quad (5.16)$$

4) Изменение окружных скоростей  $\Delta W_u = \Delta C_u$ ,

определяющих энергообмен в колесе, находят из выходного треугольника скоростей (см. рис. 5.4):

$$W_2^2 = C_0^2 + (U + \Delta W_u)^2; W_2 = \sqrt{C_0^2 + (U + \Delta W_u)^2}; \quad (5.17)$$

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{C_0}{U + \Delta W_u}; U + \Delta W_u = \frac{C_0}{\operatorname{tg} \beta_2}, \Delta W_u = \frac{C_0}{\operatorname{tg} \beta_2} - U. \quad (5.18)$$

Угол  $\beta_2$  определен из уравнения (5.16).

5) Удельная работа (в Дж/кг), совершаемая на окружности колеса, согласно уравнению Эйлера, равна

$$L = U \cdot \Delta W_u. \quad (5.19)$$

6) *Мощность (в Вт), развиваемая ветродвигателем, равна*

$$N_m = \frac{A \cdot N_{эл}}{\eta_k \cdot \eta_m \cdot \eta_{эл}} = G \cdot L, \quad (5.20)$$

где  $A = 1,1 \dots 1,3$  – коэффициент затрат электроэнергии на собственные нужды. Он тем больше, чем меньше мощность двигателя;

$N_{эл}$  – заданная электрическая мощность ветроустановки;

$\eta_k = 0,985 \dots 0,9$  – КПД ветроколеса;

$\eta_m = 0,9 \dots 0,95$  – механический КПД ветроустановки;

$\eta_{уэ} = 0,6$  – КПД электрический.

$$G = \frac{N}{L} \quad (5.21)$$

- массовый расход воздуха, обеспечивающий требуемую мощность, кг/с.

7) *Наружные размеры ветроколеса могут быть найдены из уравнения расхода*

$$G = C_0 \rho \cdot F, \frac{кг}{с}, \quad (5.22)$$

где  $\rho = \frac{P}{RT}$  - плотность воздуха, кг/м<sup>3</sup>;

(5.23)

$P, \frac{Н}{м^2}$  - атмосферное давление;

$T$  - температура воздуха, К.

$$F = \frac{G}{C_0 \cdot \rho} = \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) \quad - \text{площадь}, \quad (5.24)$$

ометаемая ветроколесом, через которую проходит воздух, м<sup>2</sup>;

$D$  – наружный диаметр ветроколеса, м;

$d$  – диаметр втулки (назначают конструктивно, используя выполненные надежные образцы конструкций), м.

Из уравнения (5.24) следует:

$$D^2 - d^2 = \frac{4F}{\pi}; D = \sqrt{\frac{4F}{\pi} + d^2}, м \quad (5.25)$$

#### **5.4. Профилирование лопасти ветроколеса по радиусу**

Из планов скоростей (см. рис. 5.4) видно, что ветроколесо закручивает воздух против вращения. Действительно, скорость  $C_{2u}$  направлена против  $U$ . За колесом возникает воздушный

свободный вихрь. Лопасти колеса целесообразно проектировать вдоль радиуса согласно кинематике воздуха в свободном вихре. В этом случае профили лопасти вдоль ее размаха будут согласованы с движением воздуха в вихре, что приведет к минимальным потерям энергии при обтекании профилей, т.е. обеспечит максимальный КПД ветроколеса.

Движение воздуха в свободном вихре вдоль его радиуса описывается уравнениями:

$$C_u \cdot r = const; \quad (5.26)$$

$$C_a = const; \quad (5.27)$$

$$L = U \cdot \Delta W_u = const \quad (5.28)$$

(энергообмен по радиусу ветроколеса постоянен).

Так как в ветроколесе осуществлен осевой вход воздуха на всех радиусах, т.е.  $C_{1u} = 0$ , то уравнения (5.26)-(5.28) запишем в виде:

$$C_{2u} \cdot r = const; \quad (5.29)$$

$$C_{1a} = C_{2a} = C_0 = const; \quad (5.30)$$

$$L = U \cdot \Delta W_u = const. \quad (5.31)$$

Постоянные величины определяются из расчета параметров колеса на  $r_{cp}$ .

*Во втулочном сечении*

$$C_{2u_{вт}} \cdot r_{вт} = C_{2u_{cp}} \cdot r_{cp}; C_{2u_{вт}} = C_{2u_{cp}} \cdot \frac{r_{cp}}{r_{вт}} > C_{2u_{cp}}; \quad (5.32)$$

$$C_{a_{вт}} = C_{a_{cp}}; \quad (5.33)$$

$$U_{вт} \cdot \Delta W_{u_{вт}} = U_{cp} \cdot \Delta W_{u_{cp}}; \Delta W_{u_{вт}} = \\ = \Delta W_{u_{cp}} \cdot \frac{U_{cp}}{U_{вт}} = \Delta W_{u_{cp}} \cdot \frac{r_{cp}}{r_{вт}} > \Delta W_{u_{cp}}. \quad (5.34)$$

*В периферийном сечении*

$$C_{2u_{пер}} = C_{2u_{cp}} \cdot \frac{r_{cp}}{r_{пер}} < C_{2u_{cp}}; \quad (5.35)$$

$$C_{a_{пер}} = C_{a_{cp}}; \quad (5.36)$$

$$\Delta W_{u_{пер}} = \Delta W_{u_{ср}} \cdot \frac{r_{ср}}{r_{вт}} < \Delta W_{u_{ср}} \quad (5.37)$$

Из этих уравнений видно, что при переходе от  $\Gamma_{вт}$  к  $\Gamma_{пер}$   $U$  растёт, а скорости  $C_{2u}$  и  $\Delta W_u$  падают;  $C_a = const$ . Деформация планов скоростей и параметров профилей при таком переходе показана на рис. 5.5. Из рисунка видно, что вдоль лопасти кривизна профилей  $\theta$  уменьшается к периферии колеса, уменьшаются углы установки профилей  $\gamma$ . Толщины профилей и хорды уменьшаются для обеспечения прочности. Лопасть представляет собой сложную, закрученную по длине конструкцию.

### 5.5. Понятие о регулировании ветродвигателя

Регулирование ветродвигателя, работающего в системе электроснабжения переменным током, имеет целью поддержание частоты вращения ротора колеса (генератора) постоянной при переменной скорости ветра. Величина  $n=const$  вызвана необходимостью сохранить частоту тока  $f=const$  и синхронизировать электрогенератор с сетью.

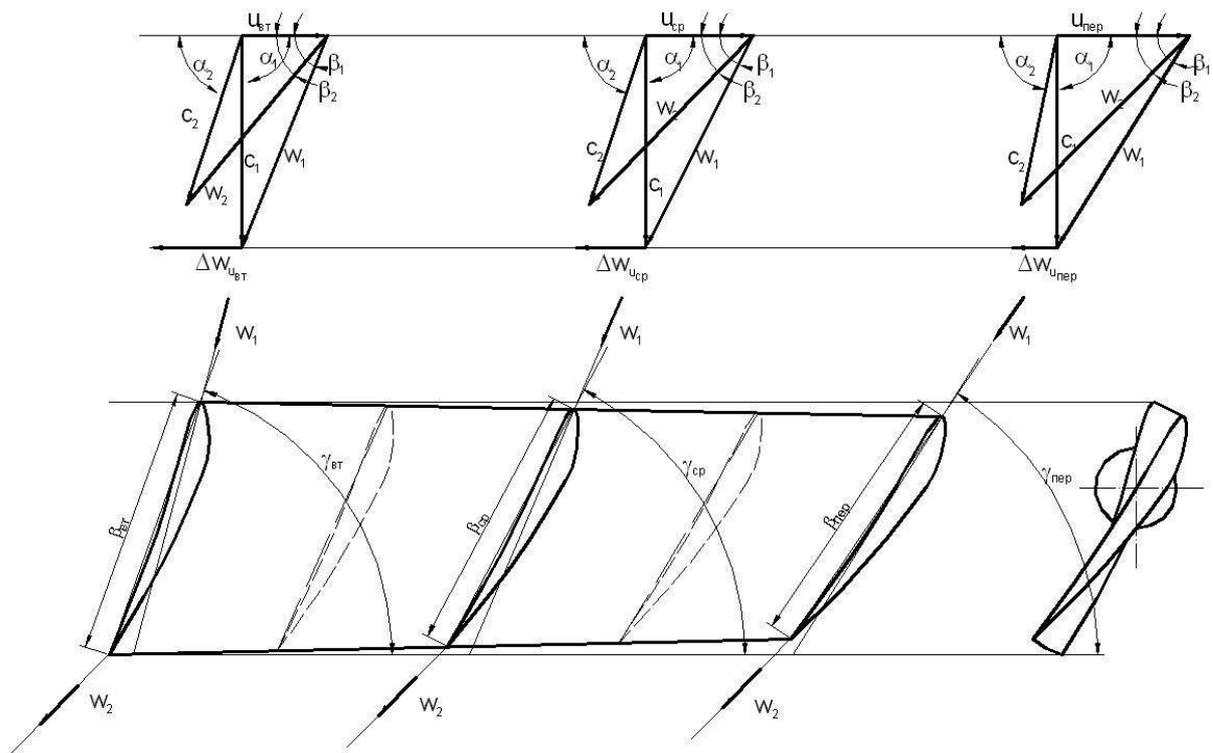


Рис. 5.5. Планы скоростей ветроколеса и геометрия профилей вдоль лопасти

На рис. 5.6 показано изменение планов скоростей репеллера на  $r_{cp}$  при условиях

$$U_{cp} = const;$$

$$\theta = \varepsilon + \delta = const,$$

$$C_0 = C_1 = C_{2a} \text{ var};$$

$\varepsilon = \theta - \delta$  — поворот воздушного потока в ветроколесе при помощи профиля лопасти.

С увеличением скорости ветра  $C_0$  углы отставания потока  $\delta$  растут из-за инерционности воздушной массы, и скос потока  $\varepsilon$  в колесе уменьшается, что приводит к снижению  $\Delta W_u$ , т.е. энергообмена:

$$L = U \cdot \Delta W_u.$$

Из планов скоростей видно, что описанный эффект достигается изменением углов установки профилей  $\gamma$ , т.е. поворотом лопастей во втулке колеса.

При больших скоростях ветра возникает ситуация, когда  $\Delta W_u \rightarrow 0$  (рис. 5.6),  $L \rightarrow 0$ , колесо останавливается в так называемом флюгерном положении, не вращаясь. Это защищает ветродвигатель в случае бурь ( $C_0 > 30 \dots 40$  м/с). Ветроколесо должно нормально работать при  $C_0 \leq 20$  м/с и не выходить из строя при  $C_0 \approx 30 \dots 40$  м/с.

Система поворота лопастей может работать аналогично винтам изменяемого шага (ВИШ) в самолетах. Чувствительным элементом может быть центробежный регулятор, который через гидравлические или механические приводы поворачивает лопасти, выдерживая закон регулирования  $n = const$  ( $U = const$ ).

В некоторых случаях можно поворачивать не всю лопасть, а ее периферийную часть. Это будет оптимальным в случае крупных и тяжелых лопастей. Поворот лопасти можно осуществить или гидромеханическими устройствами, или аэродинамическими стабилизаторами, элеронами, устанавливаемыми на лопасти и работающими как механизация крыла (рис. 5.7).

Установка ветродвигателя по ветру осуществляется при помощи стабилизаторов (малые двигатели), виндроз (рис. 5.8).

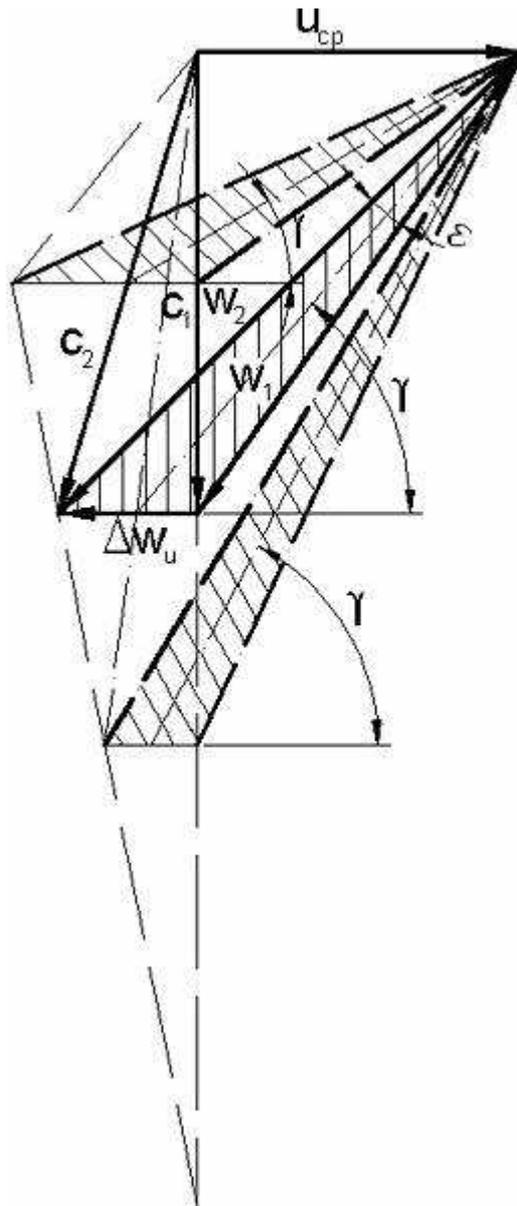


Рис. 5.6. Изменение планов скоростей ветроколеса при повороте лопастей

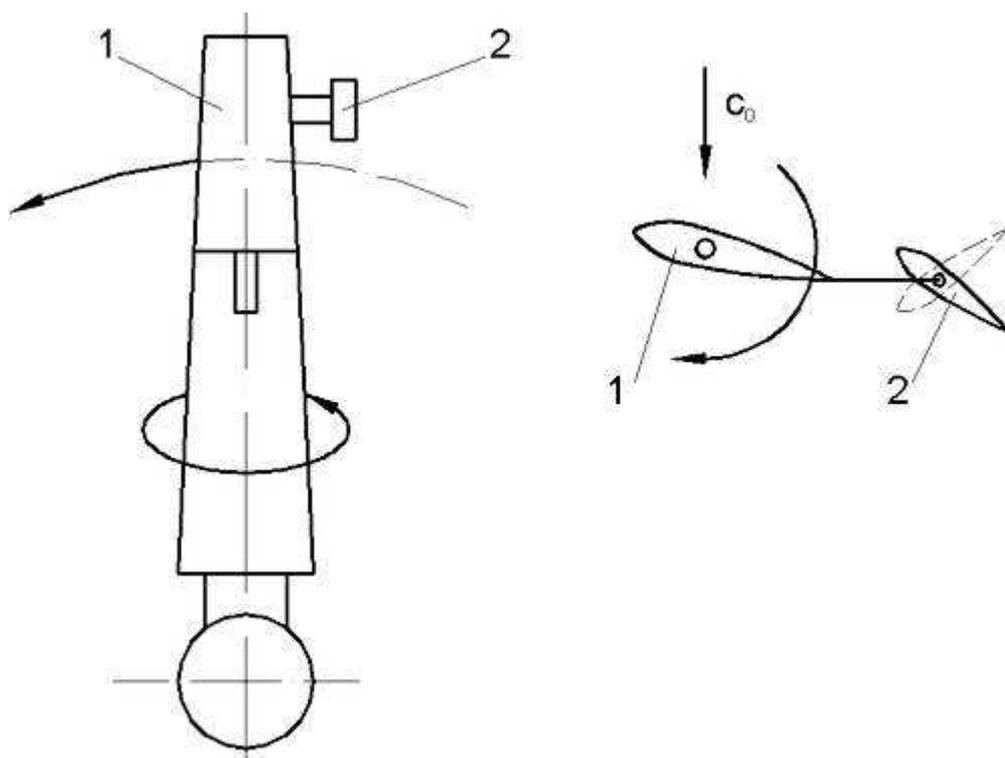


Рис. 5.7. Схема аэродинамического поворота периферийной части лопасти колеса репеллера:  
 1 поворотная часть лопасти; 2 – стабилизатор

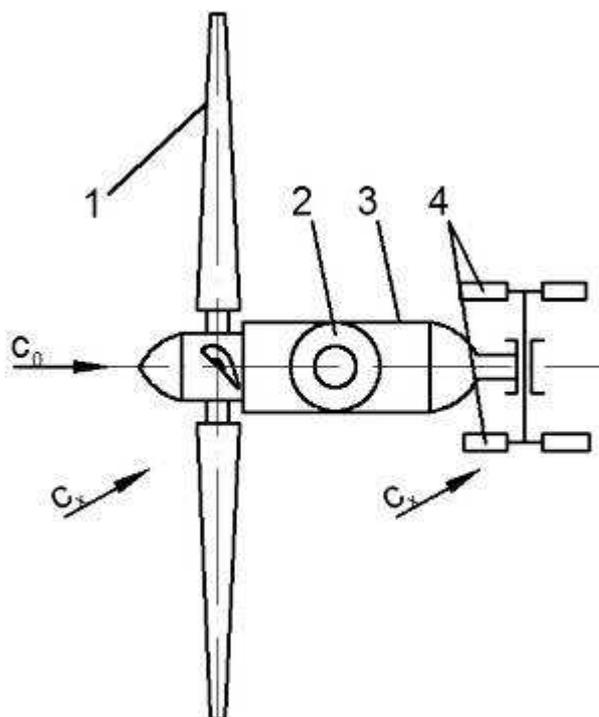


Рис. 5.8. Схема ориентации ветродвигателя по ветру (вид сверху):  
 1 – репеллер ветродвигателя; 2 – башня ветродвигателя; 3 – ферма (хвост) крепления виндроз; 4 – колеса (репеллеры) виндроз

При  $C_0$  виндрозы не работают, при  $C_x$  они вращаются и устанавливают ветродвигатель по направлению ветра, используя редуктор и трансмиссию.

В связи с тем, что в ветродвигателях используется даровая, экологически чистая кинетическая энергия ветра, развитие ветроустановок для выработки электроэнергии особенно актуально в странах, не имеющих достаточного количества ископаемых энергоносителей. Интенсивное развитие эта техника получила в скандинавских странах, Германии, Японии, США, актуальны эти вопросы и для Украины. Ветроустановки могут иметь электрическую мощность от сотен ватт до 10 мВт. Находятся в производстве и монтируются единичные ветроустановки германской разработки мощностью 6000 кВт с диаметром ветроколеса выше 100 м, т.е. ветроэнергетическая техника начинает переходить в область тяжелого машиностроения. Разрабатываются безредукторные системы с тихоходными многополюсными электрическими генераторами переменного тока и электрическим управлением мощностью и частотой тока.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Фаворский О.Н., Фишгойт В.В., Янтовский Е.И. Основы теории космических электрореактивных двигательных установок. – М.: Высш. шк., 1978. – 384 с.
2. Куландин А.А., Тимашев С.В., Иванов В.П. Энергетические системы космических аппаратов. – М.: Машиностроение, 1979. - 320 с.
3. Квасников Л.А., Латышев Л.А., Севрук Д.Д., Тихонов В.Б. Теория и расчет энергосиловых установок космических летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1984. - 332 с.
4. Гуров А.Ф., Северук Д.Д., Сурнов Д.Н. Конструкция и расчет на прочность космических электрореактивных двигателей. – М.: Машиностроение, 1970. - 492 с.
5. Фаворский О.Н., Каданер Я.С. Вопросы теплообмена в космосе.– М.: Высш. шк., 1972. – 280 с.
6. Балагуров В.А., Беседин И.М., Галтеев Ф.Ф. Электроснабжение летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1975. – 536 с.
7. Грилихес В.А., Орлов П.П., Попов Л.Б. Солнечная энергия и космические полеты. – М.: Наука, 1984. - 216 с.
8. Куландин А.А., Тимашев С.В., Атамасов В.Д. Основы теории, конструкции и эксплуатации космических ЯЭУ. – Л.: Энергоатомиздат, 1987. – 328 с.
9. Алатырцев А.А., Алексеев А.И., Байков М.А. Инженерный справочник по космической технике. – М.: Воениздат, 1977. – 432 с.
10. Чанг Ш. Преобразование энергии. - М.: Атомиздат, 1965. – 312 с.
11. Гришутин М.М., Севастьянов А.П., Селезнев Л.И., Федорович Е.Д.. Паротурбинные установки с органическими рабочими телами. – Л.: Машиностроение, 1988. – 224 с.
12. Андреев П.А., Гремилов Д.И., Федорович Е.Д. Теплообменные аппараты ядерных энергетических установок. – Л.: Судостроение, 1965. – 352 с.

13. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 450 с.
14. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1973. – 320 с.
15. Идельчик М.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. – М.: Энергоиздат, 1960. – 480 с.
16. Дрыжаков Е.В., Козлов Н.П., Корнейчук Н.К. Техническая термодинамика. – М.: Высш. шк., 1971. – 472 с.
17. Чечеткин А.В. Высокотемпературные теплоносители. – М.: Энергия, 1971. – 496 с.
18. Даниличев В.Н., Ефимов С.И., Звонов В.А. Двигатели Стирлинга. – М.: Машиностроение, 1977. – 152 с.
19. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет паровых турбин космических энергоустановок: Учеб. пособие. – Харьков: Харьк. авиац. ин-т, 1972. – 62 с.
20. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет бортовых газотурбинных энергоустановок летательных аппаратов: Учеб. пособие. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1985. – 144 с.
21. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет теплообменных аппаратов космической энергоустановки: Учеб. пособие: В 2 ч. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1973. - Ч. 1: Холодильники-излучатели и тепловые трубы. – 188 с.
22. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет теплообменных аппаратов бортовых энергоустановок: Учеб. пособие: В 2 ч. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1978. - Ч. 2: Конвективные однофазные и двухфазные теплообменники. – 112 с.
23. Ковалевский В.В. Космические энергетические установки: Курс лекций. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1973. – 413 с.
24. Ковалевский В.В. Выбор параметров и расчет радиоизотопной капсулы: Учеб. пособие. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 2000. – 11 с.
25. Ковалевский В.В. Программа оптимизации и расчета цикла Брайтона для бортовой энергоустановки: Учеб. пособие. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1988. – 25 с.
26. Ковалевский В.В. Программа оптимизации и расчета зеркальной системы солнечного концентратора: Учеб. пособие. – Х.: Харьк. авиац. ин-т, 1990. – 17 с.

- 27.
28. Стечкин Б.В., Казанджан П.К., Алексеев Л.П. Теория реактивных двигателей. Лопаточные машины. – М.: Оборонгиз, 1956. – 548 с.
- 29.
30. Овсянников Б.В., Боровский Б.И. Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей. – М.: Машиностроение, 1971. – 540 с.
- 31.
32. Машиностроение: Энциклопедический справочник: В 15 т.– М.: Машиностроение, 1949. - Т. 12. – 716 с.
- 33.