

И. И. ВИБЕ

Новое

О РАБОЧЕМ
ЦИКЛЕ
ДВИГАТЕЛЕЙ

М А Ш Г И З

53003

И. И. ВИБЕ

НОВОЕ О РАБОЧЕМ ЦИКЛЕ ДВИГАТЕЛЕЙ

СКОРОСТЬ СГОРАНИЯ И РАБОЧИЙ ЦИКЛ
ДВИГАТЕЛЯ



ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА

1962

СВЕРДЛОВСК

В книге на основе понятий о цепных реакциях и обобщения экспериментального материала раскрывается закономерность протекания во времени процесса сгорания топлива в двигателях, выражаемая соответствующими уравнениями. Рассматриваются новые методы и даются примеры расчета рабочего цикла двигателей с использованием уравнений скорости сгорания, термодинамики и механики. Освещается влияние параметров процесса сгорания — продолжительности, характера и эффективности сгорания, а также угла опережения воспламенения — на мощность, удельный расход топлива и долговечность двигателей. Устанавливается связь между максимальной скоростью нормального сгорания и детонацией. Описываются методы и приводятся примеры непосредственного определения по индикаторным диаграммам параметров скорости сгорания. Выводятся новые уравнения динамики цепных реакций.

Книга предназначена для инженерно-технических и научных работников (конструкторов, исследователей, преподавателей, эксплуатационников), аспирантов и студентов вузов, работающих или специализирующихся в области двигателей внутреннего сгорания.

Рецензент канд. техн. наук В. В. Крюков

УРАЛО-СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ МАШГИЗА

Ведущий редактор инж. Л. А. Маланичева

ПРЕДИСЛОВИЕ

Все советские люди заняты напряженным созидательным трудом. Их увлекает решение великой задачи построения коммунистического общества, самого свободного, могучего, счастливого. Нет сомнения, что эта задача советским народом под руководством Коммунистической партии будет выполнена.

В Программе Коммунистической партии Советского Союза, принятой на XXII съезде КПСС, записано: «Главная экономическая задача партии и советского народа состоит в том, чтобы в течение двух десятилетий создать материально-техническую базу коммунизма». Одним из решающих условий успешного выполнения этой задачи является широкое внедрение в производство прогрессивной техники, основанной на новейших научно-технических достижениях.

Ускорение технического прогресса в большой мере зависит от теоретических исследований в соответствующих областях науки и техники.

В народном хозяйстве нашей страны велика роль двигателей внутреннего сгорания. Поэтому всякое новое теоретическое исследование, направленное на совершенствование двигателей, должно дать хорошие результаты.

В предлагаемой монографии приводятся новые методы расчета и исследования рабочего цикла двигателя, основанные на закономерном характере скорости сгорания топлива в двигателях.

В первой главе кратко излагается суть отдельных работ, посвященных расчетам, связанным со скоростью сгорания топлива в двигателях, и приводится их анализ. Обзорные материалы здесь рассматриваются лишь в той степени, в какой это необходимо для уяснения предложенных методов расчета и исследования процессов сгорания в двигателях.

Вторая глава посвящена теме закономерного протекания в двигателях процесса сгорания во времени. Эта закономерность выражается в математической форме и подтверждается большим опытным материалом. Дается анализ уравнений скорости сгорания и раскрывается физический смысл параметров, входящих в эти уравнения и характеризующих протекание процесса сгорания во времени.

В третьей главе излагается расчет рабочего цикла двигателя с учетом средней скорости и характера сгорания, а также угла опережения воспламенения топлива.

В четвертой главе приводится теоретическое исследование рабочего цикла карбюраторного двигателя и даются выводы по оптимальным параметрам процесса сгорания.

В пятой главе доказывается взаимосвязь между максимальной скоростью нормального сгорания, или положительным ускорением процесса сгорания топлива, и детонацией в двигателях.

В шестой главе приводится теоретическое исследование рабочего цикла дизеля, в результате которого выявляются оптимальные параметры процесса сгорания.

В седьмой главе освещается новый метод определения параметров скорости сгорания и использованной теплоты сгорания по индикаторной диаграмме двигателя.

В восьмой, заключительной, главе выводятся новые кинетические уравнения для расчетов степени, скорости и ускорения химического превращения, имеющих статистическую природу. В эти уравнения входят три константы, характеризующие интенсивность генерации начальных эффективных центров и скорости развития и обрыва химических цепей.

Автор надеется, что книга будет способствовать лучшему пониманию влияния закона скорости сгорания топлива на показатели рабочего цикла двигателя и окажет помощь специалистам, работающим в области совершенствования двигателей, инженерам, эксплуатирующим двигатели, преподавателям, студентам и аспирантам соответствующего профиля.

Автор выражает благодарность инж. М. Ф. Фарафонову, выполнившему часть вычислений третьей и шестой глав книги, А. И. Скоморохову, оказавшему техническую помощь при оформлении рукописи, старшему научному сотруднику вычислительного центра Уральского государственного университета Д. Я. Шареву, а также Л. М. Куперман и Э. А. Завадской, составившим программы и выполнившим вычисления на электронно-математической машине (для шестой и восьмой глав).

ВВЕДЕНИЕ

В двигателях внутреннего сгорания превращение химической энергии топлива в механическую происходит в результате осуществления рабочего цикла, представляющего собой законченную совокупность физических и физико-химических процессов, периодически повторяющуюся в цилиндре двигателя.

Мощность, экономичность, надежность работы и долговечность двигателя зависят от совершенства рабочего цикла. Этим определяется его огромное значение.

Рабочий цикл двигателя характеризуется следующими показателями: показателем удельной работы — средним индикаторным давлением; показателем экономичности — индикаторным коэффициентом полезного действия; показателями механической и динамической нагрузки на детали кривошипно-шатунного механизма — максимальным давлением рабочего тела и быстротой нарастания давления в процессе сгорания; показателями термической нагрузки — максимальной температурой газов и температурой газов в конце расширения; показателями состояния рабочего тела в момент начала процесса выпуска (при одной и той же фазе опережения выпуска) — давлением и температурой газов. Кроме этого, в течение рабочего цикла непрерывно меняются давление и температура рабочего тела, чем определяется процесс теплоотдачи в стенки полости цилиндра.

Показатели рабочего цикла определяются из индикаторной диаграммы двигателя. Следовательно, индикаторная диаграмма отражает в главных чертах качество рабочего цикла двигателя.

В настоящее время создание и модернизация двигателей или просто оценка выпускаемых промышленностью двигателей немислимы без снятия индикаторных диаграмм и их всестороннего анализа.

Все сказанное выше о значении рабочего цикла и его индикаторной диаграммы уже давно побуждает инженеров-исследователей и ученых создавать теоретические модели, отображающие реальный рабочий цикл двигателя. Эти модели, теоретические циклы и их диаграммы строятся в первую очередь на базе термодинамики. Теоретические циклы и их диаграммы описываются математически, и это позволяет применить общепринятые приемы анализа для обнаружения количественных связей между отдельными факторами и интересующими нас показателями цикла.

Моделями первого теоретического приближения рабочих циклов двигателей являются известные идеальные циклы: с изохорным, изобарным и смешанным подводом теплоты, рассматриваемые обычно в учебниках технической термодинамики.

Несмотря на то, что в идеальных циклах реальный процесс сгорания рассматривается схематично, в результате исследования этих циклов получаются формулы, которые в основном правильно раскрывают зависимость коэффициента полезного действия и среднего давления цикла от степени сжатия ε ; с увеличением ε к. п. д. увеличивается по закону

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}},$$

где k — показатель адиабатных процессов сжатия и расширения, равный отношению теплоемкостей, $k = \frac{c_p}{c_v}$.

Эта основная закономерность подтверждена всей историей развития двигателей. В настоящее время продолжают работы конструкторов, технологов-нефтяников и исследователей самых разных специальностей по дальнейшему повышению степени сжатия в двигателях легкого топлива.

В результате исследования идеальных циклов можно сделать вывод, что затяжной процесс сгорания (подвод теплоты при $p = \text{const}$) уменьшает к. п. д., а быстрый процесс сгорания (подвод теплоты при $v = \text{const}$), наоборот, увеличивает его, причем первый случай связан с уменьшением максимального давления газов, а второй — с увеличением этого давления.

Поскольку при исследовании идеальных циклов не учитываются химическое изменение состава рабочего тела, гидравлические потери в течение процессов впуска и выпуска (коэффициент наполнения принимается равным единице), зависимость теплоемкости от температуры, тепловые потери в стенки и от неполноты сгорания, постольку результаты исследования дают не количественную, а лишь качественную картину влияния некоторых факторов на показатели рабочего цикла: по абсолютным значениям величины к. п. д., среднего и максимального давления цикла и других показателей получаются завышенными по сравнению с соответствующими величинами реального рабочего цикла в двигателе.

Вторым, более точным теоретическим приближением к реальному рабочему циклу двигателя является цикл, рассчитываемый по методу, разработанному профессором МВТУ В. И. Гриневецким (1906—1907 гг.) и впоследствии развитому чл.-корр. АН СССР Н. Р. Брилингом, акад. Б. С. Стечкиным и проф. Е. К. Мазингом [3]. Этим методом расчета рабочего цикла учитываются изменение химического состояния рабочего тела в процессе сгорания, гидравлические потери в процессах впуска и выпуска, зависимость

теплоемкости от температуры, суммарные тепловые потери в стенки и от неполноты сгорания, а иногда и диссоциация продуктов сгорания.

По своему значению, распространенности и долговечности тепловой расчет двигателей по методу В. И. Гриневецкого заслуженно может быть назван классическим.

При правильном выборе исходных величин тепловой расчет по методу В. И. Гриневецкого дает удовлетворительное соответствие вычисленных значений среднего индикаторного давления и коэффициента полезного действия цикла значениям, определенным по индикаторной диаграмме.

Однако изменение по времени или углу поворота коленчатого вала давления и температуры газов в течение процесса сгорания не может быть вычислено методом классического теплового расчета. Поэтому такой показатель, как максимальное давление цикла, в случае смешанного подвода теплоты не выявляется расчетом, им приходится задаваться, а в случае подвода теплоты по изохоре наибольшее давление газов, получаемое расчетом, корректируется скруглением вершины диаграммы «на глаз», т. е. и в этом случае допускается погрешность в определении максимального давления цикла. Другой важный показатель цикла — быстрота нарастания давления — вообще не может быть установлен данным методом расчета. В тепловом расчете не учитывается также влияние на показатели цикла угла опережения воспламенения — фактора, практическое влияние которого очень велико. Этот недостаток метода объясняется тем, что в классическом тепловом расчете сохраняется схематизация процесса сгорания, принятая в идеальных циклах, если не считать очень приближенного учета догорания топлива по линии расширения при выборе величин коэффициента использования теплоты ξ и показателя политропы расширения n_2 .

То обстоятельство, что до сих пор не устранен этот недочет метода классического теплового расчета, объясняется сложностью проблемы расчета изменения давления газов в течение процесса сгорания (линии сгорания) с учетом действительной скорости тепловыделения.

В последнее время появилась настоятельная необходимость решения этой проблемы.

Практическое совершенствование процесса смесеобразования и сгорания в двигателях в настоящее время опережает теорию. Много ли мы знаем о так называемом М-процессе (плечное смесеобразование и сгорание) в дизелях и о факельном зажигании в карбюраторных двигателях с воспламенением от электрической искры, открывающих новые страницы в области улучшения двигателей? Бесшумное сгорание и мягкая работа дизеля при осуществлении М-процесса связаны с определенным протеканием процесса сгорания во времени, а факельное зажигание резко повышает скорость сгорания бедных смесей. Совершенно ясно, что дальнейшее

совершенствование рабочего цикла на всех режимах работы двигателя будет облегчено, если найти закономерности, управляющие развитием процесса сгорания во времени.

В данной монографии автор, основываясь на понятиях цепных реакций и обобщая большой экспериментальный материал, показывает, как были получены математические уравнения закономерности динамики процесса сгорания в двигателях. Эти уравнения удовлетворительно описывают фактическое развитие процесса сгорания во времени как в дизелях, так и в двигателях с воспламенением от электрической искры, а также в газовых потоках. Закономерность динамики сгорания математически выражается довольно просто, причем уравнения содержат лишь два параметра, характеризующие динамику сгорания, — один с количественной, а другой с качественной стороны.

Найденная закономерность позволяет рассчитать линию сгорания и весь цикл, если заданы, помимо обычных величин, средняя скорость сгорания (или продолжительность сгорания), относительное время максимума скорости сгорания и угол опережения воспламенения. Автор приводит подробный метод такого расчета.

Новая теоретическая модель цикла, которая более точно отражает закономерные связи, существующие в реальном цикле двигателя, позволяет не только предвычислить диаграмму цикла и его показатели. Кроме этого, созданы предпосылки для всестороннего теоретического исследования рабочего цикла двигателя с целью выявления количественных зависимостей показателей цикла от тех или иных параметров, его характеризующих. В результате теоретических исследований могут быть найдены оптимальные циклы (каждый для соответствующих условий).

Разработка математических приемов уточненного расчета рабочего цикла и, в первую очередь, линии сгорания приобретает особо важное значение в современных условиях в связи с появлением электронных вычислительных машин, открывающих широкие возможности в области теоретических исследований.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

КРАТКИЙ ОБЗОР РАБОТ ПО РАСЧЕТАМ СКОРОСТИ СГОРАНИЯ В ДВИГАТЕЛЯХ

В методах уточненного расчета процесса сгорания наметилось два принципиально различных направления.

В основу первого метода расчета кладется аппроксимация линии сгорания индикаторной диаграммы, т. е. линии давления газов в функции изменения объема $p=f(V)$ или угла поворота коленчатого вала $p=F(\varphi^\circ)$ каким-либо простым математическим уравнением или несколькими уравнениями. Поскольку та или иная форма линии сгорания определяется не только скоростью и полнотой сгорания, но и закономерностями термодинамики и отчасти теплопередачи, а также в очень сильной степени углом опережения воспламенения, указанными уравнениями суммарно описывается конечный результат влияния всех факторов на линию сгорания. Теоретическое выявление раздельного влияния каждого из этих факторов на линию сгорания и, следовательно, на весь цикл и его показатели с помощью этого метода исключается. В этом заключается слабая сторона данного метода. Его можно назвать формальным методом уточнения расчета линии сгорания.

В основу второго метода расчета линии сгорания кладутся уравнения термодинамики (первый закон и др.) и скорости тепловыделения. Для произвольного изменения состояния газов можно написать дифференциальное уравнение [4]

$$\frac{1}{A} \cdot \frac{dq}{dv} = \frac{v}{k-1} \left(\frac{dp}{dv} + k \frac{p}{v} \right), \quad (1)$$

где q — внешняя теплота; в случае процесса сгорания — теплота сгорания, использованная на повышение внутренней энергии газов и осуществление работы;

p — текущее давление газов в рассматриваемом процессе;

v — текущий удельный объем газов;

$k = \frac{c_p}{c_v}$ — отношение теплоемкостей;

$A = \frac{1}{427} \frac{c_p}{1}$ — тепловой эквивалент единицы работы.

Интегрируя уравнение (1) применительно к процессам сгорания в двигателях, получим общее уравнение линии сгорания $p=f(v)$, которое позволит предвычислить ход кривой $p=f(v)$ в зависимости от принятых исходных условий (параметров) конкретного процесса сгорания или решить обратную задачу — исследовать опытную кривую для выявления параметров процесса сгорания.

Однако произвести интегрирование уравнения (1) не легко. Наибольшая трудность заключается в раскрытии закономерности протекания скорости тепловыделения в двигателях.

Применительно к двигателю в уравнении (1) производная $\frac{dq}{dv}$ представляет собой скорость теплоиспользования по объему. Целесообразней выразить скорость теплоиспользования производной по времени $\frac{dq}{dt}$ или по углу поворота коленчатого вала $\frac{dq}{d\varphi}$.

Изменение удельного объема v в уравнении (1) лучше также выразить через время t или угол поворота коленчатого вала φ . Последнее легко выполнить, используя закономерности кинематики кривошипно-шатунного механизма. В процессе сгорания химическая энергия топлива непрерывно превращается в тепловую, которая частично используется на осуществление работы и повышение внутренней энергии рабочего тела и частично теряется в результате теплоотдачи в стенки полости цилиндра и на диссоциацию части молекул продуктов сгорания. В соответствии с этим относительная скорость теплоиспользования получается согласно уравнению

$$\frac{dq}{d\rho} = q_{\text{выд}} \frac{dx}{d\varphi} - \left(\frac{dq_w}{d\varphi} + \frac{dq_{\text{дисс}}}{d\varphi} \right), \quad (2)$$

где $q_{\text{выд}} \frac{dx}{d\varphi}$ — относительная скорость тепловыделения;

$q_{\text{выд}}$ — общая теплота, фактически выделившаяся в течение всего процесса сгорания;

$\frac{dx}{d\varphi}$ — относительная скорость сгорания;

x — доля топлива, сгоревшего к моменту поворота коленчатого вала на угол φ ;

$\frac{dq_w}{d\varphi}$ — относительная скорость теплоотдачи в стенки полости цилиндра;

$\frac{dq_{\text{дисс}}}{d\varphi}$ — относительная скорость затраты теплоты на диссоциацию.

Уравнение (2) представлено в виде алгебраической суммы относительных скоростей энергопотоков. Это уравнение легко пре-

вращается в алгебраическую сумму абсолютных скоростей энергопотоков, если выписать все производные теплоты по времени.

Таким образом, второй метод расчета линии сгорания предусматривает установление закономерного изменения скорости сгорания $\frac{dx}{dt}$ (или $\frac{dx}{d\varphi}$) в течение процесса; функциональную зависимость $x=F(t)$ часто называют законом сгорания.

Искать закономерное изменение скорости сгорания в течение процесса сгорания нужно, связывая ее со временем. На эту мысль наводит положение о том, что время является одной из основных форм существования движущейся материи [1, 2]. Время не существует отдельно от материальных процессов, оно находится в неразрывной и органической связи с материей и ее движением, развитием. Поэтому можно говорить о временных свойствах, присущих материальным телам или системам тел, проявляющихся при течении процессов и находящихся в закономерной связи с их физическими и химическими свойствами.

Наука знает очень много примеров закономерной связи физических и химических свойств материальных тел или их систем со временем (законы механического движения тел, теплопередачи, диффузии, химической кинетики и др.).

1. ФОРМАЛЬНЫЙ МЕТОД УТОЧНЕНИЯ РАСЧЕТА ЛИНИИ СГОРАНИЯ

В качестве характерного примера рассмотрим метод расчета линии сгорания, предложенный К. И. Генкиным [5] для двигателей с искровым зажиганием. Изменение давления $p=f(V)$ на участках: от момента начала видимого сгорания до в. м. т. предложено аппроксимировать кубической параболой; от в. м. т. до p_{\max} — эллипсом; от p_{\max} до T_{\max} — квадратной параболой; от T_{\max} до конца выделения активной теплоты — политропой.

По поводу предложенной схемы автор говорит: «Принятая аппроксимация выражена в несколько необычных для термодинамики геометрических построениях...».

Сущность формально-геометрического метода заключается в подмене внутренних причин, обуславливающих тот или иной характер линии сгорания $p=f(V)$, внешним описанием этого сложного участка диаграммы рабочего цикла, причем это усугубляется использованием геометрических представлений. Линия сгорания является сложной кривой, характер которой обусловлен взаимодействием закономерностей, разных по природе: закономерностей термодинамики и механики (учитывая характер подвода теплоты и изменение объема газов), химической кинетики (учитывая превращение химической энергии в тепловую) и, в какой-то степени, теплопередачи (учитывая потерю части теплоты в стенки), но только не геометрии. Следовательно, и параметры, используе-

мые для геометрического описания процесса сгорания, такие, как «степени расширения от p_{\max} и T_{\max} , коэффициенты, характеризующие кривизну парабол...» и др., никак не характеризуют процесс сгорания, а описывают приближенно лишь конечный результат совокупного взаимодействия упомянутых закономерностей. Поэтому получить с помощью этих геометрических параметров какое-либо ясное представление о влиянии на процесс сгорания того или иного физико-химического фактора в отдельности принципиально невозможно.

Предложенный метод расчета не дает возможности предвычислить кривую линии сгорания, что подтверждается пояснениями самого автора [6]: «изложенный... метод не позволяет аналитически предварительно вычислить протекание сгорания». Следовательно, теоретическое исследование влияния отдельных параметров процесса сгорания на важнейшие показатели рабочего цикла также исключается.

2. УРАВНЕНИЯ, ОПИСЫВАЮЩИЕ СКОРОСТЬ СГОРАНИЯ В ДИЗЕЛЯХ

Вторым методом расчета линии сгорания предусматривается определение скорости сгорания $\frac{dx}{dt}$ (или $\frac{dx}{d\varphi}$) или так называемого закона сгорания $x = F(t)$.

Для описания скорости сгорания существует несколько эмпирических формул. Кроме того, имеются работы, в которых выводятся соответствующие уравнения на базе теоретических положений химической кинетики.

Эмпирические формулы для описания скорости сгорания в дизелях. Проф. К. Нейман еще в тридцатых годах предложил два простых эмпирических уравнения для описания развития процесса сгорания во времени в дизелях:

$$x = \left(2 - \frac{t}{t_z}\right) \frac{t}{t_z} \quad (3)$$

и

$$x = \left(3 - 2 \frac{t}{t_z}\right) \left(\frac{t}{t_z}\right)^2, \quad (4)$$

где x — доля сгоревшего топлива к моменту времени t ;
 t_z — продолжительность сгорания;
 t — текущее время.

Недавно Б. М. Гончар [7] предложил приближенно выразить закон сгорания в дизелях эмпирическим уравнением

$$x = 1 - \left(1 + \frac{t}{t_m}\right) e^{-\frac{t}{t_m}}, \quad (5)$$

где t_m — время, при котором скорость сгорания достигает своего максимального значения;

e — основание натуральных логарифмов.

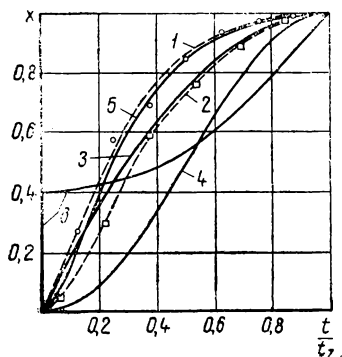
В уравнениях (3), (4) и (5) величины времени t , t_z и t_m могут быть заменены соответствующими углами поворота коленчатого вала φ , φ_z и φ_m , отсчитываемыми от момента воспламенения топлива (Б. М. Гончар обозначает угол φ_m через φ_c).

На фиг. 1 сопоставлены графики приведенных эмпирических уравнений с опытными кривыми $x=F(t)$ (назовем их характеристиками выгорания), а также с графиком сгорания, построенным по схеме смешанного цикла. На фиг. 1 кривая 1 — опытная характеристика выгорания авиационного дизеля со струйным смесеобразованием (по данным Б. Ф. Коробова и др. [52]); кривая 2 — опытная характеристика выгорания малооборотного бескомпрессорного дизеля (построена по данным К. Неймана [9]); кривые 3, 4, 5 — графики уравнений (3), (4), (5); ломаный график 6 — характеристика сгорания, построенная по схеме смешанного цикла при условии подвода 40% теплоты при постоянном объеме и остальной доли — при постоянном давлении.

Сравнение характеристик выгорания показывает, что эмпирические уравнения (3) и (5), графики которых заключены внутри опытных характеристик дизелей, в порядке первого приближения можно использовать для описания развития процесса сгорания во времени в дизелях. Уравнение (4) для этой цели непригодно, И совсем не годится для описания динамики процесса сгорания в дизелях схема подвода теплоты по правилам смешанного цикла. Последняя схема равнозначна бесконечно большой скорости сгорания в начале процесса ($V=\text{const}$), а затем скачкообразному падению скорости сгорания до нуля с последующим ее увеличением до некоторой наибольшей величины ($p=\text{const}$). Такой характер изменения скорости сгорания никак не соответствует реальному протеканию процесса сгорания в двигателях.

Подвергнем эмпирические уравнения (3) и (5) анализу. Продифференцировав уравнение (3) по времени, получим уравнение скорости сгорания

$$\frac{dx}{dt} = \frac{2}{t_z} \left(1 - \frac{t}{t_z} \right). \quad (6)$$



Фиг. 1. Характеристики выгорания топлива:

1 — опытная характеристика авиационного двухтактного дизеля; 2 — опытная характеристика малооборотного бескомпрессорного дизеля; 3, 4, 5 — теоретические характеристики, построенные по уравнениям (3), (4), (5); 6 — характеристика, соответствующая подводу теплоты в процессах: $v=\text{const}$ и $p=\text{const}$ (смешанный цикл).

Из полученного уравнения видно, что с увеличением t скорость сгорания непрерывно уменьшается, следовательно, в самом начале, при $t=0$, скорость сгорания имеет наибольшее значение $\left(\frac{dx}{dt}\right)_{\max} = \frac{2}{t_z}$, а в конце сгорания, при $t=t_z$, $\frac{dx}{dt}=0$. Примерно такой характер изменения скорости сгорания наблюдается в дизелях с так называемым неуправляемым процессом сгорания (камеры сгорания с непосредственным впрыском топлива через несколько отверстий форсунки при отсутствии организованных завихрений рабочего тела, или, как принято их называть, со струйным сме­сеобразованием).

Эмпирическое уравнение (3) было использовано автором для теоретического исследования рабочего цикла дизеля со струйным сме­сеобразованием [10, 11].

Для случая приближенного закона сгорания, выраженного уравнением (5), уравнение скорости сгорания имеет вид

$$\frac{dx}{dt} = \frac{t}{t_m^2} e^{-\frac{t}{t_m}}. \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что при $t=0$ скорость сгорания равна нулю. Покажем, что формула (7) имеет максимум. Взяв вторую производную от уравнения (5), получим уравнение ускорения сгорания

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{1}{t_m^2} \left(1 - \frac{t}{t_m}\right) e^{-\frac{t}{t_m}}. \quad (8)$$

Приравняв уравнение (8) нулю, находим, что критическое значение времени $t_{кр} = t_m$. Если $t < t_m$, ускорение положительно и, значит, скорость сгорания увеличивается, а если $t > t_m$, ускоре­ние отрицательно и, значит, скорость сгорания уменьшается. Следовательно, при $t=t_m$ скорость сгорания имеет максимум, причем

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)_{\max} = \frac{1}{et_m}. \quad (9)$$

Из последнего уравнения видно, что, задаваясь временем t_m , одновременно задаемся также величиной максимальной скорости сгорания, или наоборот, причем при $t_m \rightarrow 0$ $\left(\frac{dx}{dt}\right)_{\max} \rightarrow \infty$, а при $t_m \rightarrow \infty$ $\left(\frac{dx}{dt}\right)_{\max} \rightarrow 0$. Как уже упоминалось, для дизелей со струй­ным сме­сеобразованием максимальная скорость сгорания практи­чески совпадает с началом реакции. Это означает, что $t_m = 0$ и по уравнению (9) скорость сгорания должна быть бесконечно велика. В действительности максимальная скорость сгорания име-

ет конечную величину. Следовательно, уравнение (5) не может быть применено для описания процесса сгорания в дизелях этого типа.

Напишем уравнение (5) для момента времени конца процесса сгорания t_z

$$x_z = 1 - \left(1 + \frac{t_z}{t_m}\right) e^{-\frac{t_z}{t_m}} = 1 - \left(1 + \frac{1}{\tau_m}\right) e^{-\frac{1}{\tau_m}}, \quad (10)$$

где x_z — доля топлива, сгорающего к концу сгорания;

$\tau_m \equiv \frac{t_m}{t_z}$ — относительное время максимума скорости сгорания, которое представляет собой параметр, характеризующий процесс сгорания с качественной стороны.

Оказывается, доля топлива, сгорающего к концу процесса сгорания, зависит от величины параметра τ_m . Ниже приведены вычисленные значения x_z для различных величин τ_m :

τ_m	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,4
x_z	1,00	1,00	0,99	0,96	0,91	0,85	0,71

Как будет показано ниже, в дизелях значения параметра τ_m колеблются в зависимости от способов осуществления процессов смесеобразования и сгорания в пределах от 0 до 0,2, а в будущем, по мере совершенствования этих процессов, можно ожидать значений $\tau_m = 0,4$. Вычисленные значения x_z показывают, что для $\tau_m > 0,15$ приближенный закон сгорания (5) становится неверным. А для значений τ_m , близких к нулю, как было выяснено выше, максимальная скорость сгорания становится слишком большой. Только для значений $\tau_m \approx 0,1 \div 0,15$ отпадают отмеченные противоречия. Значение $\tau_m = 0,15$ было принято для исследования двухтактного дизеля З. М. Минкиным [12].

Подставляя в уравнение (5) время t_m , получим долю топлива, сгорающего к моменту максимума скорости сгорания,

$$x_m = 1 - \frac{2}{e} = 0,265,$$

т. е., каким бы значение t_m не задавалось, всегда к моменту наибольшей скорости сгорания сгорает одна и та же доля топлива, равная по величине 0,265. Это означает, что на графике $x = F(t)$ точка перегиба кривой всегда будет иметь одну и ту же ординату $x_m = 0,265$. Опытные характеристики сгорания в дизелях показывают, что x_m может иметь значения, существенно отличающиеся от $x_m = 0,265$ как в сторону уменьшения, так и в сторону увеличения.

Таким образом, можно сделать вывод, что приближенный закон сгорания, выраженный эмпирическим уравнением (5), не обладает свойством общности. Это уравнение только в частных случаях может удовлетворительно описывать изменение скорости

сгорания в дизелях. Но главный недостаток его, так же как и уравнения (3), заключается в следующем. Отвлеченное время максимума скорости сгорания $\tau_m = \frac{t_m}{t_z}$ представляет собой важный параметр, характеризующий развертывание процесса сгорания во времени. Этот параметр связан с явлением жесткой работы в дизелях. Как указывалось, этот параметр меняется в дизелях разных типов в довольно широких пределах. Вынужденное ограничение τ_m узкими пределами — от 0,1 до 0,15 (для уравнения (3) $\tau_m = 0$) равносильно тому, что величине τ_m придается значение константы. Этим не только предопределяется для любого процесса сгорания в дизелях один и тот же характер развертывания во времени, но и не принимается во внимание факт изменчивости параметра τ_m в разных дизелях (при разных рабочих циклах). Если рассматривать τ_m как константу для всех дизелей, то теряется возможность сравнения рабочих циклов дизелей с точки зрения характера развития процесса сгорания во времени, а значит, не возникает вопроса о возможности совершенствования дизелей в направлении оптимальных значений τ_m .

Бимолекулярные уравнения скорости сгорания в дизелях. В основу метода расчета процесса сгорания по времени, а также кинетического анализа сгорания в дизелях К. Нейман [9] положил представление о механизме бимолекулярных реакций. Согласно этому представлению, химическое превращение наступит лишь в том случае, если исходные реагирующие молекулы при столкновении будут обладать достаточной энергией и их положение при этом будет благоприятным. Применительно к процессу сгорания в дизелях такими молекулами являются молекулы топлива и кислорода. В дальнейшем реакция протекает по цепному механизму до образования конечных продуктов реакции. К. Нейман изображает химические превращения топлива в дизеле схемой: молекула топлива + молекула $O_2 \rightarrow$ (цепь реакции) \rightarrow молекула CO_2 + молекула H_2O .

Исходя из этих представлений, К. Нейман предложил использовать для исследования и расчета процесса сгорания в дизелях кинетическое уравнение бимолекулярной реакции

$$-\frac{dc_B}{dt} = kc_Bc_{O_2}, \quad (11)$$

где $-\frac{dc_B}{dt}$ — скорость уменьшения концентрации топлива,

$кг\text{моль}/м^3\text{сек}$;

c_B и c_{O_2} — мгновенные значения концентраций топлива и кислорода в цилиндре дизеля, $моль/м^3$;

k — мгновенное значение константы скорости реакции, $м^3/моль\text{сек}$.

Вычисляя молярные концентрации топлива и кислорода и выражая течение реакции через относительную скорость сгорания $\frac{dx}{d\varphi}$, после подстановки их в уравнение (11) и решения его относительно константы скорости реакции получим

$$k = \frac{6n}{0,21 L_0 B_0} \cdot \frac{V \frac{dx}{d\varphi}}{(\sigma - x)(\alpha - x)}, \quad (12)$$

где φ — угол поворота коленчатого вала, отсчитываемый от момента воспламенения топлива, град.;

σ — доля впрыснутого топлива к данному углу поворота коленчатого вала;

B_0 — количество топлива, впрыскиваемое в цилиндр двигателя за один цикл, кг;

L_0 — теоретически необходимое количество воздуха для полного сгорания 1 кг топлива, кг моль/кг;

α — коэффициент избытка воздуха;

V — текущий объем цилиндра, м³;

n — число оборотов двигателя в минуту.

Зная закон впрыскивания топлива для данного двигателя и определив по индикаторной диаграмме долю сгоревшего топлива x в зависимости от угла поворота коленчатого вала φ , а затем $\frac{dx}{d\varphi}$, можно по уравнению (12) вычислить изменение константы скорости реакции в течение процесса сгорания.

Обработывая опытные данные, полученные при исследовании дизеля, К. Нейман нашел, что зависимость $k = F_1(\varphi)$ может быть представлена в виде экспоненциальной функции

$$k = ae^{b\varphi}, \quad (13)$$

где a и b — постоянные величины.

Эти постоянные определяются следующим образом. Логарифмы значений k , найденных по уравнению (12), откладывают в прямоугольной системе координат в функции угла поворота коленчатого вала φ . Если точки зависимости $\lg k = F_2(\varphi)$ укладываются в прямую линию, то этим подтверждается правильность экспоненциальной зависимости (13) в данном конкретном случае, и нетрудно определить постоянные величины a и b . Для этого логарифмируем уравнение (13), в результате получим уравнение прямой линии

$$\lg k = \lg a + 0,4343 b\varphi, \quad (14)$$

где $\lg a$ определяется величиной отрезка, отсекаемого на оси ординат $\lg k$, а произведение $0,4343 b$ — тангенсом угла наклона прямой к оси абсцисс φ . По значениям $\lg a$ и $\text{tg}(0,4343 b)$ легко определяются постоянные a и b .

К. Нейман использовал полученные эмпирические величины a и b в качестве вспомогательных для углубленного кинетического анализа процесса сгорания.

Согласно молекулярно-кинетическому обоснованию закона Аррениуса, уравнение константы скорости бимолекулярной реакции имеет вид

$$k = s e^{-\frac{Q_a}{ART}}, \quad (15)$$

где s — константа столкновений, представляющая собой число соударений молекул в 1 сек. в 1 м^3 ;

Q_a — теплота активации, *кал/кг моль*;

T — абсолютная температура;

R — универсальная газовая постоянная;

$A = \frac{1}{427}$ — тепловой эквивалент единицы работы, *ккал/кгм*;

e — основание натуральных логарифмов.

Молекулярно-кинетическая трактовка протекания бимолекулярной реакции объясняет теплоту активации Q_a как сумму кинетических энергий двух сталкивающихся молекул, претерпевающих химическое превращение. Другими словами, считается, что активирующей силой, приводящей к химической реакции, является кинетическая энергия поступательного движения молекул (теплота). Для наступления химической реакции необходимо, чтобы теплота активации равнялась или была больше определенной критической величины, характерной для данного химического превращения.

Дифференцируя уравнение (14) по температуре при постоянном объеме, логарифмируя и дифференцируя по температуре уравнение (15), после их объединения и простых преобразований получим уравнение для определения теплоты активации

$$Q_a = ARb \frac{T^2}{\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_v \frac{dx}{d\varphi}}. \quad (16)$$

Решая совместно те же уравнения (15) и (14) относительно константы столкновений, получим

$$s = a e^{b\varphi + \frac{Q_a}{ART}}. \quad (17)$$

Последние два уравнения были использованы для кинетического анализа процесса сгорания в дизеле. По абсолютным значениям и изменениям k , s и Q_a делаются заключения о внутреннем механизме не только процесса сгорания, но и процесса смесеобразования (испарение, диффузия и т. д.). При исследованиях константе k придается большое значение.

К. Нейман [9] приводит метод расчета процесса сгорания, конечной целью которого является определение давлений в цилиндре дизеля с тем, чтобы по полученным значениям давлений можно было построить теоретическую диаграмму цикла без каких-либо произвольных допущений.

Зная закон впрыскивания $\sigma = \Phi(\varphi)$ и изменение в течение процесса сгорания константы скорости реакции $k = F_1(\varphi)$, можно вычислить ход сгорания $x = F(\varphi)$. Соответствующая формула получится, если проинтегрировать по x дифференциальное уравнение (12), взяв малые интервалы $\varphi_2 - \varphi_1$. Этот прием позволяет вводить в уравнение средние значения σ_{1-2} , k_{1-2} и V_{1-2} как постоянные величины в данном интервале. В результате получается формула

$$x_2 = \frac{\sigma_{1-2} \left(\frac{\alpha - x_1}{\sigma_{1-2} - x_1} \right) - \alpha e^{-\frac{0,21L_0 B_0 k_{1-2} (\alpha - \sigma_{1-2}) (\varphi_2 - \varphi_1)}{6nV_{1-2}}}}{\left(\frac{\alpha - x_1}{\sigma_{1-2} - x_1} \right) - e^{-\frac{0,21L_0 B_0 k_{1-2} (\alpha - \sigma_{1-2}) (\varphi_2 - \varphi_1)}{6nV_{1-2}}}}, \quad (18)$$

где x_1 и x_2 — доли сгоревшего топлива в начале и в конце рассматриваемого участка поворота коленчатого вала ($\varphi_2 - \varphi_1$).

После определения значений $x = F(\varphi)$ вычисляют по способу, указанному ранее К. Нейманом [13], изменение давления газов в течение процесса сгорания, т. е. наиболее сложную часть теоретической диаграммы цикла.

На конкретном примере четырехтактного дизеля «Дейтц» с непосредственным впрыском топлива К. Нейман приводит данные хорошего совпадения вычисленных значений $x = F(\varphi)$ с полученными из опыта. Константа скорости k определялась подстановкой в уравнение (12) опытных значений величин, в том числе x и $\frac{dx}{dt}$.

Затем по уравнению (14) определялись эмпирические константы a и b , после чего по уравнению (18) вычислялись значения x . Отсюда видно, что эти вычисления подтверждают лишь правильность принятой экспоненциальной зависимости константы скорости сгорания $k = F_1(\varphi)$ (уравнение (13) для процесса сгорания исследованного дизеля, и только. Никакого аналитического определения закона сгорания по закону впрыскивания топлива, как может показаться с первого взгляда, нет.

Специальное и подробное теоретическое исследование о применимости экспоненциального закона изменения константы скорости сгорания провел М. Я. Кушуль [14]. В результате исследования было показано, что в качественном отношении рассчитанные кривые давлений и температур процесса сгорания близко соответ-

ствуют виду этих кривых, получаемых при индцировании двигателей.

Следует признать, что из всех методов метод исследования и расчета, предложенный К. Нейманом, является наиболее значительной попыткой раскрыть существенные стороны процесса сгорания в дизелях и дает систему расчета этого сложного процесса. Однако в основе этого метода лежит неправильное представление о процессе сгорания как бимолекулярной реакции. В настоящее время точно установлено, что только очень немногие простейшие реакции являются бимолекулярными и что сгорание углеводов происходит по цепному механизму.

Н. Н. Семенов [15] уже давно указывал на то, что почти все реакции в своем течении обнаруживают значительные отклонения от законов Вант-Гоффа и Аррениуса. Он пишет: «только реакция образования и разложения иодистого водорода подчиняется простому бимолекулярному закону и согласуется с его кинетическим толкованием». В большинстве случаев законы Вант-Гоффа и Аррениуса проявляются только в элементарных актах реакций [16].

Как доказано многочисленными опытами, горение углеводородного топлива является типичной цепной реакцией [15, 17].

Для начала реакции необходимы свободные радикалы или атомы (активные центры). Свободные радикалы и атомы, обладая свободными валентностями, являются в химическом отношении активными частицами и во много раз легче реагируют с валентно-насыщенными молекулами топлива или кислорода, чем эти последние между собой. При элементарной реакции свободного радикала с молекулой исходного вещества свободная валентность не может исчезнуть: один из продуктов этой реакции опять будет свободным радикалом. Эта активная частица вступит в соединение со следующей молекулой, и, таким образом, развивается цепь химического превращения.

Точно еще не известно, каким образом возникают в камере сгорания дизеля начальные активные частицы: в результате ли термического распада молекул или в результате реакции молекул между собой с образованием перекисей и формальдегида и их последующего распада на свободные радикалы. Одно можно утверждать, что если даже в самом начале молекулярная реакция имеет место, то она обязательно приводит к образованию свободных радикалов, которые начинают реакционные цепи [18]. Вследствие большой скорости цепной реакции она обгоняет молекулярную и становится доминирующей, чем определяется основное протекание процесса сгорания.

Все изложенные факты говорят против бимолекулярной схемы сгорания, принятой К. Нейманом.

Как известно, фундаментальным трудом в области цепных химических превращений явилась книга Н. Н. Семенова «Цепные реакции», которая вышла в 1934 г. Н. Н. Семенову, в частности,

принадлежит честь открытия цепных разветвленных процессов и разработка их теории (1926—1928 гг.). К этому времени за рубежом работ экспериментального и теоретического характера в области цепных реакций было мало и публиковались они в различных специальных журналах. В середине 30-х годов теория цепных реакций только начинала завоевывать признание. Поэтому не удивительно, что К. Нейман в основу своего расчета скорости сгорания положил не представления о закономерностях цепных реакций, а классическую бимолекулярную реакцию. Если К. Нейман и упускал о цепном характере процесса химического превращения топлива в двигателе, то он неправильно считал, что цепь реакции возникает только после реагирования молекулы топлива с молекулой кислорода, и отводил цепям лишь роль последующих превращений продуктов бимолекулярной реакции до момента образования конечных продуктов сгорания (CO_2 и H_2O). К. Нейман писал: «Преимущество такого рассмотрения реакции заключается в том, что в расчет не вводятся промежуточные соединения» [9]. В настоящее время с такими представлениями согласиться никак нельзя.

В теории К. Неймана имеется еще одно предположение, которое очень упрощает действительные процессы в дизеле. При определении текущих значений концентраций топлива принимается, что впрыснутое топливо мгновенно испаряется и равномерно распределяется по всему объему камеры сгорания. Если бы это было так, то концентрация топлива в смеси в начальный период процесса смесобразования была бы меньше нижнего предела воспламеняемости. А так как топливо в дизелях воспламеняется еще в первой половине процесса смесобразования (при так называемой высокой степени управляемости процессом сгорания), то придется допустить обратное. Вследствие не мгновенного испарения топлива и неравномерного распределения его по камере сгорания создается неравномерное концентрационное поле топлива. В некоторых участках этого поля, уже сразу после начала впрыскивания, концентрация топлива будет находиться в пределах воспламеняемости, что и обеспечивает своевременное воспламенение топлива с последующим его сгоранием. Не случайно Н. В. Иноземцев и В. К. Коскин [8] называют объемномолекулярную концентрацию топлива, определенную на основании допущения равномерного распределения топлива по всему объему камеры сгорания, условной.

Если учесть адсорбцию кислорода поверхностью капелек распыленного топлива в начале процесса смесобразования, то концентрационное поле кислорода также является неравномерным. Согласно же бимолекулярной теории сгорания в дизелях, концентрация топлива и кислорода принимается в каждое мгновение равномерной, что сильно искажает действительное протекание процессов.

Высказанные соображения по бимолекулярной теории сгорания в дизелях приводят к выводу, что константу скорости сгорания k следует рассматривать как некую эмпирическую переменную величину, позволяющую в некоторых случаях удовлетворительно описывать разветвление во времени процесса сгорания в дизелях. К этому следует добавить, что константы a и b , служащие для определения k , также являются чисто эмпирическими величинами, не имеющими к тому же никакого определенного физического смысла.

Метод вычисления скорости сгорания, предложенный Н. В. Иноземцевым. Н. В. Иноземцев развил методику К. Неймана и использовал ее для исследования процессов сгорания быстроходных дизелей.

Если К. Нейман определял значение $k = F_1(\varphi)$ по уравнению (12), используя опытные значения $x = F(\varphi)$, полученные из индикаторной диаграммы, а затем, с целью кинетического исследования, применял аппроксимирующее уравнение (13), то Н. В. Иноземцев предложил значения $k = F_1(\varphi)$ вычислять непосредственно по уравнению (13). Неизвестные константы a и b , входящие в последнее уравнение, могут быть найдены, если для начального и конечного моментов реакции сгорания известны константы скорости. Н. В. Иноземцев предложил определять крайние значения кажущихся констант скорости реакции аналитически.

Учитывая, что в быстроходном дизеле сгорание вначале протекает между распыленным, но жидким капелеобразным топливом и газообразным кислородом, т. е. в гетерогенной фазе, кажущуюся константу скорости гетерогенной реакции было предложено определять по уравнению

$$k' = 11 \frac{\mu_m}{\gamma_m r_m} \sqrt{\frac{T'}{\mu_{O_2}}} e^{-\frac{Q_a'}{RT'}}, \quad (19)$$

где T' — температура рабочего тела в начале реакции сгорания, °К;

Q_a' — теплота активации в начале реакции сгорания, кал/моль;
 μ_m и γ_m — молекулярный и удельный вес топлива; γ_m , кг/дм³;
 r_m — средний радиус капелек распыленного топлива в см;
 μ_{O_2} — молекулярный вес кислорода.

Можно считать, что в самом конце процесса сгорания все несгоревшее топливо находится в газообразном состоянии, т. е. в гомогенной фазе, и кажущаяся константа скорости гомогенной газовой реакции может быть определена по уравнению

$$k'' = 2,7 \cdot 10^{10} \sqrt{\frac{T''}{\mu_m \mu_{O_2}}} e^{-\frac{Q_a''}{RT''}}, \quad (20)$$

где T'' — температура рабочего тела в конце процесса сгорания, °К;

Q_a'' — теплота активации в конце сгорания, кал/моль.

Определенные по уравнениям (19) и (20) значения констант k' и k'' позволяют вычислить постоянные величины a и b в уравнении (13), после чего можно по этому уравнению вычислить все промежуточные значения кажущихся констант скорости сгорания в дизеле.

Н. М. Глаголев [19] предлагает зависимость константы скорости сгорания от угла поворота коленчатого вала $k = F_1(\varphi)$ заменить зависимостью k от доли сгоревшего топлива x и температуры рабочего тела T . Он обосновывает это следующими соображениями. Гетерогенная вначале реакция горения к концу становится гомогенной. Постепенное увеличение роли гомогенных реакций по ходу процесса горения связано главным образом с выделением теплоты, величина которой определяется долей сгоревшего топлива x . Поэтому целесообразно исследовать зависимости типа $k = F_3(x)$. Н. М. Глаголев выдвигает дополнительные соображения в пользу этого способа. Отпадает необходимость заранее задаваться продолжительностью всей реакции и температурой конца сгорания, которая является величиной, определяемой из расчета.

В качестве примера Н. М. Глаголев приводит две эмпирические формулы, в которых функции константы столкновений и теплоты активизации выражены через x . Однако эти формулы имеют лишь частный характер и поэтому не могут быть использованы для других случаев.

Н. В. Иноземцев, а также Н. М. Глаголев в основу своих расчетов процесса сгорания в дизелях положили закономерности классической бимолекулярной реакции. Если К. Нейман ограничился кинетическим исследованием рабочего цикла лишь одного дизеля, то Н. В. Иноземцев и В. К. Кошкин провели исследование нескольких дизелей и получили значительный по объему опытный материал. Применение положений бимолекулярной реакции к этим опытным данным не подтвердило закона Аррениуса. Изменение константы k в зависимости от температуры не подчиняется экспоненциальному закону, выраженному уравнением (15). Авторы в результате подробных исследований пришли к выводу, что во второй половине процесса сгорания его развитие определяется не температурой, а материальной цепью реакции и что вообще процесс сгорания углеводородного топлива «... в дизеле представляет собой развитие материальной цепи, интенсивность которой увеличивается по мере развития процесса» [8]. Этот вывод подтверждает основной тезис о том, что процесс сгорания в дизелях является не бимолекулярным, а цепным процессом.

Эти же авторы обнаружили в начале процессов сгорания в дизелях нарушение линейного закона $\lg k = F_2(\varphi)$, причем тем большее, чем больше степень неуправляемости процессом сгорания. Этот факт ограничивает применение уравнения (13) только для

описания динамики процесса сгорания в дизелях с высокой степенью управляемости процессом сгорания; для малых степеней управляемости это уравнение не дает хороших результатов. Поэтому для дизелей последнего типа авторы предложили исключить из кинетического расчета начало процесса сгорания (3—5° поворота коленчатого вала после воспламенения топлива) и заменить его расчетом с использованием эмпирических данных. Произведенные поверочные расчеты с существенными поправками на начальную стадию процесса сгорания все же дали значения максимального давления газов на 9—14% выше по сравнению с данными индикаторных диаграмм.

В свете всех этих фактов нельзя согласиться с возможностью при помощи теории сгорания по бимолекулярным соотношениям удовлетворительно рассчитать закон сгорания и построить теоретическую диаграмму рабочего цикла, хорошо совпадающую с индикаторной диаграммой дизеля.

Бимолекулярная схема расчета процесса сгорания в дизелях подвергалась оценке учеными. Н. Р. Брилинг, М. М. Вихерт и И. И. Гутерман [20] отмечают, что данный метод «... вследствие ряда принятых условностей не может претендовать на законченность, а иногда даже и на правильность своих положений и выводов». А. С. Орлин, Г. Г. Калиш и др. [21] считают основным недостатком бимолекулярного метода расчет концентраций по среднему значению коэффициента избытка воздуха камеры. А. И. Сербинов [22] указывает, что расчет процесса сгорания распыленного жидкого топлива как газовой бимолекулярной реакции приводит к противоречиям с законами химической кинетики и что скорость сгорания управляется не скоростью газовых бимолекулярных реакций. Т. М. Мелькумов [23] считает, что ряд допущений, лежащих в основе схемы бимолекулярного рассмотрения процесса сгорания в дизеле, делает этот метод расчета грубо приближенным и не позволяет рекомендовать его при расчете вновь проектируемых двигателей. Этот метод «... может рассматриваться лишь как один из экспериментальных вариантов на пути создания теории».

Следует согласиться с Н. В. Иноземцевым и В. К. Кошкиным в том что, «... полученные результаты не позволяют еще дать окончательные аналитические соотношения, с помощью которых можно было бы произвести расчет динамики процессов сгорания в двигателях».

Поэтому создание теории расчета процессов сгорания в двигателях требует дальнейших исследований и экспериментов».

Учитывая, что сгорание углеводородного топлива является цепной реакцией, очевидно, будет более правильной теорию расчета процесса сгорания в двигателях строить на основе представлений теории цепных реакций.

Автогенетические уравнения Н. С. Акулова. В основу своей

теории самоускоренных цепных процессов (теория автогенезиса) Н. С. Акулов [24, 25] положил представление о двух типах химических процессов, протекающих в реагирующей системе: автогенезиса и автокатализа. Автогенезис представляет собой начальную, медленную, практически почти незаметную стадию подготовки реакции, в течение которой накапливаются в очень малых количествах новые вещества. Автокатализ представляет собой последующую стадию, когда в итоге накопления активных веществ наступает резкое увеличение скорости реакции, взрывного характера. Переход от стадии автогенезиса в стадию автокатализа совершается скачкообразно. Время процесса автогенезиса рассматривается как некоторая вполне определенная для данного процесса и данных условий величина.

Для описания химического превращения Н. С. Акулов предложил уравнение

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\tau} \left(x + \frac{dx}{dt} t \right) (1 - x), \quad (21)$$

где x — доля прореагировавшего к моменту времени t исходного вещества;

τ — время автогенезиса, т. е. продолжительность индукционного периода.

Согласно этому уравнению, в течение индукционного периода от $t=0$ до $t=\tau$ реакция практически не идет, ибо $x=0$ и $\frac{dx}{dt}=0$.

При $t=\tau$ $x=0$, а скорость реакции скачком достигает конечного значения

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_{t=\tau} = \frac{2}{\tau}.$$

При $t > \tau$ получаем формулу

$$\frac{t}{\tau} = - \frac{\ln(1-x)}{x}. \quad (22)$$

Теория автогенезиса Н. С. Акулова подверглась всесторонней критике. Л. Н. Хитрин [26] отмечает, что в теории Н. С. Акулова неясным остается вопрос развития химического процесса в стадии автогенезиса. С одной стороны, он определяется суммарной скоростью реакции $\frac{dx}{dt}$ и числом x , которые, с другой стороны, в начале процесса полагаются равными нулю. Особенно обстоятельная критика теории автогенезиса дана Н. Н. Семеновым [27, 28].

В. К. Кошкин [29] предложил для расчета процессов сгорания в дизелях использовать уравнение Н. С. Акулова в виде

$$\frac{t}{\tau} = - \frac{\ln(1-x)}{x+ax^2+bx^3}, \quad (23)$$

где a и b — постоянные величины, зависящие от типа двигателя и сорта топлива; для всех режимов работы данного дизеля эти коэффициенты сохраняют постоянное значение.

Н. В. Иноземцев и В. К. Кошкин [8] указывают, что вид многочлена в уравнении (23) зависит от критерия управляемости рабочим циклом. Как известно, понятие критерия управляемости R_φ было дано А. Д. Чаромским [30] и представляет собой соотношение

$$R_\varphi = 1 - \frac{\varphi_i}{\varphi_g},$$

где φ_i — время запаздывания воспламенения;

φ_g — продолжительность впрыскивания топлива.

Н. В. Иноземцев и В. К. Кошкин [8] пришли к выводу, что в уравнении (23) в случае малой управляемости ($R_\varphi < 0,2$) и явно выраженным взрывным характером сгорания коэффициенты $a=0$ и $b=0$; в случае $R_\varphi \approx 0,3 \div 0,5$ $a \neq 0$, а $b=0$; в случае $R_\varphi > 0,5 \div 0,6$ оба коэффициента a и b имеют для данного дизеля вполне определенное численное значение. Так, для опытного автомобильного дизеля со струйным смесеобразованием и $R_\varphi=0,3$ коэффициент $a=-0,6$ и $b=0$; для дизелей ОД-ЦИАМ и «Дейтц» ($R_\varphi=0,6 \div 0,65$) $a=-1,8$ и $b=1,1$.

Каким образом определяются по экспериментальным данным константы a и b , авторами не показано.

Подвергнем уравнение (23) проверке. На фиг. 2 приведена характеристика выгорания дизеля «Дейтц», пересчитанная по опытным данным К. Неймана [9], и график уравнения (23) с коэффициентами a и b , рекомендованные Н. В. Иноземцевым и В. К. Кошкиным [8] для этого дизеля. Как видно из фиг. 2, совпадение кривых нельзя считать удовлетворительным. Кроме того, опытная характеристика ясно показывает, что максимум скорости сгорания (точка перегиба на кривой) приходится на значение $\frac{t}{\tau} \approx 3$, тогда как, согласно теоретической кривой, максимальная скорость сгорания (тангенс наибольшего угла наклона касательной к кривой) приходится на начало процесса сгорания, т. е. на $\frac{t}{\tau} = 1$. Продолжительность сгорания по теоретической кривой более чем в два раза превышает продолжительность сгорания, установленную по опытной кривой.

Проверим уравнение (23) другим методом. Уравнение (23) показывает, что при $x \rightarrow 1$ $\frac{t}{\tau} \rightarrow \infty$, т. е. «абсолютный» конец реакции не может быть достигнут в конечный отрезок времени. Значит, необходимо ввести понятие условной продолжительности реакции

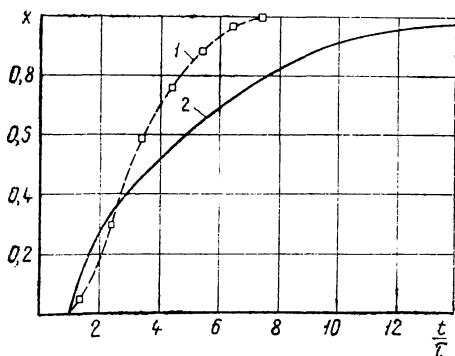
t_z , принимая для нее достаточно близкое к единице значение прореагировавшей доли вещества x_z . Для условной продолжительности сгорания t_z уравнение (23) можно выразить так:

$$\frac{t_z}{\tau} = - \frac{\ln(1 - x_z)}{x_z + ax_z^2 + bx_z^3}. \quad (24)$$

После деления уравнения (23) на уравнение (24) получим

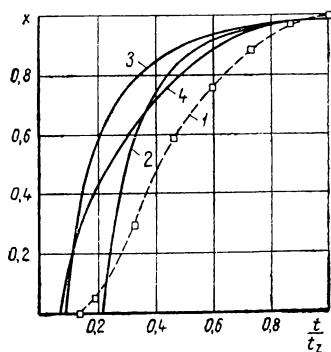
$$\frac{t}{t_z} = \frac{x_z + ax_z^2 + bx_z^3}{\ln(1 - x_z)} \cdot \frac{\ln(1 - x)}{x + ax^2 + bx^3}. \quad (25)$$

По данному уравнению (25) были рассчитаны характеристики сгорания для трех упомянутых выше значений коэффициентов (фиг. 3): для кривой 2 $a=0$ и $b=0$; для кривой 3 $a=-0,6$ и $b=0$; для кривой 4 $a=-1,8$ и $b=1,1$. Эти характеристики рассчитывались для значения $x_z=0,99$ и приведены на фиг. 3.



Фиг. 2. Характеристики выгорания топлива:

1 — опытная характеристика малооборотного дизеля; 2 — теоретическая характеристика, построенная по уравнению (23) с коэффициентами $a = -1,8$ и $b = 1,1$.



Фиг. 3. Характеристики выгорания топлива:

1 — опытная характеристика малооборотного дизеля; 2, 3 и 4 — теоретические характеристики, построенные по уравнению (25).

Там же приведена опытная характеристика сгорания дизеля «Дейтц» (кривая 1), для которого, с учетом запаздывания воспламенения, продолжительность сгорания была принята равной 74° поворота коленчатого вала ($t_z=0,0411$ сек.) [9]. Сравнивая опытную характеристику сгорания с теоретическими кривыми, опять убеждаемся в невозможности использования автогенетических функций Н. С. Акулова для удовлетворительного описания развития во времени процесса сгорания топлива в дизелях.

Уравнение Н. Н. Семенова и уравнение автокатализа, предложенное В. К. Кошкиным. Простейшее автокаталитическое уравнение первого порядка, как известно, имеет вид

$$\frac{dx}{dt} = k(1 - x)x. \quad (26)$$

Если k — постоянная величина, то максимальная скорость реакции, как это видно из уравнения (26), всегда наступит в момент, когда прореагирует 50% исходного вещества. Опытные данные по сгоранию топлива в двигателях показывают, что это правило не соблюдается: в дизелях максимальная скорость сгорания наступает при доле сгоревшего топлива, гораздо меньшей 50%, причем эта доля имеет разные значения, а в карбюраторных двигателях она больше половины и также показывает значительные колебания. Следовательно, уравнение (26) при постоянном значении k непригодно для описания динамики процесса сгорания в двигателях.

Н. Н. Семенов [31] для суммарного описания скорости горения приводит уравнение, которое во многих случаях дает удовлетворительные результаты. Это уравнение содержит переменный член, зависящий от температуры, и имеет следующий вид:

$$\frac{dx}{dt} = K_1(1 - x)xe^{-\frac{Q_a}{RT}}, \quad (27)$$

где K_1 — постоянная;

Q_a — условная энергия активации;

T — температура;

R — газовая постоянная.

В монографиях Н. В. Иноземцева и В. К. Кошкина [8] для описания развертывания процесса сгорания во времени в дизелях нашло применение дифференциальное уравнение автокатализа

$$\frac{dx}{dt} = D(1 - x)x, \quad (28)$$

где D — коэффициент пропорциональности.

Экспериментальное исследование дизелей со струйным смешением, проведенное В. К. Кошкиным, показало, что коэффициент пропорциональности D изменяется в зависимости от температуры экспоненциально:

$$D = e^{\frac{B}{T}}, \quad (29)$$

где T — температура газов;

B — постоянная эмпирическая величина.

Величина B зависит только от типа дизеля и мало изменяется в зависимости от режима работы дизеля. Объединяя уравнения (28) и (29), получим уравнение, предложенное В. К. Кошкиным,

$$\frac{dx}{dt} = (1 - x) x e^{\frac{B}{T}}. \quad (30)$$

Сравнивая уравнения (27) и (30), нельзя не заметить одного обстоятельства, которое было справедливо указано А. И. Сербиновым [22]. Если по уравнению Н. Н. Семенова увеличение температуры ведет к повышению скорости химической реакции, то по уравнению В. К. Кошкина температура оказывает прямо противоположное действие. Уменьшение скорости сгорания с ростом температуры теоретически не обосновано, и поэтому уравнение (30) следует рассматривать как чисто эмпирическое, в состав которого входит константа B , не имеющая определенного физико-химического толкования.

По данным Н. В. Иноземцева и В. К. Кошкина, с помощью уравнения (30) можно описать характер динамики процесса сгорания в дизелях. Следовательно, учитывая противоположное влияние температурных членов уравнений (30) и (27), приходим к выводу, что для описания динамики сгорания в дизелях уравнение (27) не может быть использовано.

3. РАСЧЕТ СКОРОСТИ СГОРАНИЯ ПО СКОРОСТИ ФРОНТА ПЛАМЕНИ (ДВИГАТЕЛИ С ВОСПЛАМЕНЕНИЕМ ОТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИСКРЫ)

Использование для расчета скорости сгорания постулата Гюи. Ряд исследователей [32, 33, 8, 19, 34, 35] используют для расчета скорости сгорания в двигателях с воспламенением от электрической искры скорость фронта пламени.

В основу всех методов расчета, предложенных этими исследователями, положен постулат М. Гюи, доказанный В. А. Михельсоном [26]. Согласно постулату М. Гюи, количество горючей газовой смеси, воспламеняемой единицей поверхности пламени в единицу времени, постоянно по своей величине, т. е.

$$\frac{V}{F} = \text{const}, \quad (31)$$

где V — объемный расход горючей газовой смеси в единицу времени;

F — величина поверхности фронта пламени.

Константа (31) по своему физическому смыслу представляет собой скорость перемещения фронта пламени в направлении нормали относительно невоспламененной газовой смеси. Эта скорость, как известно, называется нормальной или фундаментальной скоростью

перемещения фронта пламени. Она может быть определена по расходу горючей газовой смеси и по величине поверхности устойчивого внутреннего конуса пламени горелки Бунзена, при условии, что смесь вытекает из горелки строго ламинарным образом.

Применение постулата Гюй в качестве основы расчета скорости сгорания в двигателях с воспламенением от электрической искры не вызывало бы возражений, если бы соблюдались следующие условия:

1) реакция сгорания завершалась (как и в ламинарном потоке) в очень узкой зоне пламени, что позволило бы практически рассматривать поверхность фронта пламени как реакционную поверхность;

2) экспериментально и теоретически можно было бы определять изменение величины этой поверхности с перемещением фронта пламени;

3) можно было бы определять нормальную скорость перемещения фронта пламени, от которой зависит массовая скорость сгорания.

В действительности о ламинарности потока газа в двигателях не может быть и речи. Шлирен-фотографии сжатого в цилиндре двигателя газа говорят о турбулентном состоянии заряда [36, 37]. Можно ли в связи с этим предполагать завершение процесса сгорания в узкой зоне (десятые доли миллиметра) фронта пламени? Даже при сжигании в бомбах нетурбулизированных, находящихся в начале сгорания в состоянии покоя, углеводородно-воздушных смесей сгорание не завершается в узкой зоне фронта пламени [38]. Тем более этот эффект послегорения должен проявляться в двигателях, что и подтверждено многими опытами. Н. В. Иноземцев и В. К. Кошкин [8] провели методом стробоскопического газового анализа многочисленные опыты по выявлению ширины реакционной зоны пламени в двигателях. Оказалось, что ширина зоны пламени значительна (измеряется десятками миллиметров) и увеличивается по ходу процесса сгорания. В одноцилиндровом двигателе МАИ с Г-образной камерой сгорания ширина зоны реакции при числе оборотов 1500 в минуту изменялась от 27 мм в начале до 67 мм в конце процесса распространения фронта пламени (25—65% от диаметра цилиндра), а в тракторном двигателе ХТЗ примерно от 40 до 75 мм (35—65% от диаметра цилиндра). А. С. Соколик [39] указывает, что специфическим свойством турбулентного пламени является значительная глубина зоны горения, которая может достигать десятков и даже сотен миллиметров.

Л. Н. Хитрин [26] отмечает, что при турбулентном горении фронт пламени имеет размытые контуры и значительную толщину. Поэтому понятие поверхности фронта пламени становится неопределенным, а постулат Гюй теряет свою силу. Но если понятие поверхности фронта пламени делается неопределенным, то как

же можно определять величину этой поверхности и тем более ее изменение по мере сгорания? Что в таком случае представляет собой нормальная скорость пламени и как определять ее величину?

Тем не менее, фронт пламени в двигателях хотя и размытый, но наблюдается. Граница, отделяющая светлую зону от темной, является передним краем пламени, в котором реакция только начинается. Его можно было бы назвать фронтом воспламенения смеси.

Вследствие турбулентного состояния смеси скорость распространения фронта воспламенения в камерах сгорания двигателей гораздо больше, чем в бомбах, в которых смесь в начале горения находится в покое. Известно также, что с увеличением числа оборотов вала скорость фронта воспламенения в камере сгорания двигателя возрастает [40]. Это объясняется увеличением степени турбулентности смеси по мере увеличения числа оборотов двигателя.

Хотя между скоростью распространения фронта воспламенения и скоростью сгорания в толще реакционной зоны пламени есть, по всей вероятности, какая-то связь, однако вряд ли правильно основывать расчеты скорости сгорания в двигателях на скорости фронта воспламенения. Тем более, что фронт воспламенения имеет всегда очень неправильную форму и скорость его распространения не одинакова на разных участках.

Э. Фиок [38] считает факт послегорения важным моментом, который необходимо учитывать при исследованиях процессов горения, и справедливо указывает, что в первую очередь это значительно усложняет всякую теоретическую обработку экспериментальных данных.

Метод расчета, предложенный Н. В. Иноземцевым и В. К. Кошкиным [8]. Авторы учитывают влияние турбулентности на скорость сгорания в двигателях с воспламенением от электрической искры, принимая гипотезу Г. Дамкелера [41] и К. И. Щелкина [42] о том, что сгорание в турбулентном потоке газа происходит так же, как в ламинарном потоке, — в тонком слое фронта пламени, причем крупномасштабная турбулентность деформирует поверхность горения, вызывая многочисленные искривления и увеличивая этим размер поверхности фронта пламени. Одновременно мелкомасштабная турбулентность, соизмеримая с толщиной зоны фронта пламени, увеличивает нормальную скорость сгорания в этой зоне. Далее принимается, что на единице поверхности фронта пламени сгорает постоянное количество топлива в единицу времени (постулат Гюи), которое называется массовой скоростью сгорания в турбулентном потоке, причем эта скорость изменяется по ходу сгорания. Таким образом, общее количество топлива, сгорающее в единицу времени, пропорционально произведению общей поверхности фронта пламени на массовую скорость сгорания.

Отсюда следует, что скорость тепловыделения может быть выражена уравнением

$$\frac{dQ}{dt} = u_{mT} F H_{cm}, \quad (32)$$

где u_{mT} — мгновенное значение массовой скорости сгорания в турбулентном потоке;

F — мгновенное значение суммарной поверхности фронта пламени в турбулентном потоке;

H_{cm} — теплотворная способность смеси.

Массовая скорость сгорания связана с нормальной скоростью сгорания уравнением

$$u_{mT} = \gamma u_{0T}, \quad (33)$$

где γ — мгновенное значение удельного веса несгоревшей смеси; u_{0T} — нормальная скорость распространения фронта пламени в турбулентном потоке.

До настоящего времени еще не найдены ни экспериментальные, ни теоретические методы определения истинной конфигурации поверхности фронта пламени в турбулентном потоке. Поэтому Н. В. Иноземцев и В. К. Кошкин предлагают подставлять в уравнение (32) усредненные величины поверхности фронта пламени F , определяемые экспериментальным путем по фотоснимкам пламени. Неучтенные же части поверхности в искривлениях фронта пламени предложено учесть соответствующим увеличением массовой скорости сгорания u_{mT} .

Уравнения (32) и (33) предлагается использовать для определения по экспериментальным данным скоростей сгорания u_{mT} и u_{0T} . Для этого скорость тепловыделения $\frac{dQ}{dt}$ определяют по индикаторной диаграмме, а площадь усредненной поверхности фронта пламени — по кинокадрам или другим фотоснимкам движущегося пламени. Полученные значения u_{mT} и u_{0T} сравниваются с нормальными скоростями сгорания в ламинарном потоке. Таким путем предлагается найти «...соответствующие поправки к нормальным скоростям сгорания ламинарного потока и получить выражения для определения нормальной скорости сгорания, необходимые для расчета турбулентного горения в двигателе». Авторы выполнили на опытном материале Г. Рассвелера, Л. Уитроу и В. Корнелиуса [43] соответствующие подробные исследования. В результате исследований установлено, что нормальная скорость распространения фронта пламени в начале процесса сгорания увеличивается, достигая максимальных значений $u_{0T} = 10 \div 15$ м/сек, а затем уменьшается. Полученные максимальные значения скорости сгорания в 20—30 раз превышают соответствующие нормальные скорости сгорания в ламинарном потоке u_0 . Такое большое увеличение нормальной скорости фронта пламени авторы объясняют вли-

янием турбулентности на усиление теплообмена в каждом элементе фронта пламени, согласно теории Е. П. Бугрова [44], и неучтенной поверхностью фронта пламени при определении ее усредненных размеров. Раздельное влияние этих двух факторов на u_{0T} , а также взаимосвязь между u_{0T} и нормальной скоростью пламени в ламинарном потоке u_0 и, следовательно, выражения, необходимые для расчета, остались нераскрытыми. Авторы предлагают выяснить эти вопросы путем дальнейших более детальных исследований при помощи микроснимков пламени.

Н. В. Иноземцев и В. К. Кошкин предлагают рассчитать закон сгорания по формуле

$$x = \frac{Q}{B_{cm}H_{cm}} = \frac{1}{B_{cm}} \int_0^t u_{mT} F dt, \quad (34)$$

где x — доля теплоты, выделяющейся в процессе сгорания к моменту времени t ;

B_{cm} — количество горючей смеси, поданной в цилиндр двигателя на один цикл.

Как конкретно вычислять интеграл в уравнении (34) для определенных типов двигателей с воспламенением от электрической искры, не показано, и понятно почему. Для решения интеграла необходимо знать закономерное изменение u_{mT} и F во времени. Вряд ли эти связи укладываются в простые закономерности. Их раскрытие — очень нелегкая задача. Для обнаружения этих закономерностей необходимо накопить большой опытный материал, в частности фотоснимки развития фронта пламени во многих типах двигателей при разных режимах их работы. Совершенно очевидно, что для современных двигателей, выпускаемых промышленностью, фотографирование развития пламени связано с очень большими трудностями. Проведение же экспериментов только на специальных экспериментальных двигателях с прозрачной головкой очень сузило бы фронт исследований и замедлило бы совершенствование процессов сгорания в обычных двигателях. Замена же фотографирования пламени фиксированием его ионизационным методом или стробоскопическим газовым анализом сопряжено с внесением в исследование больших неточностей. Последние два метода позволяют фиксировать подход фронта пламени лишь в ограниченном числе точек камеры сгорания. Для определения же величины поверхности фронта пламени, пусть даже усредненной, требуется знать контуры границ пламени через достаточно малые промежутки времени.

В этом параграфе рассматривается лишь одна работа по расчету скорости сгорания с использованием понятия скорости фронта пламени, которая довольно хорошо характеризует это направление в методике расчетов.

Из описанного ранее не следует делать вывод, что понятие фронта пламени и научное значение его скорости распространения отвергается вообще. Ниже будет предложен метод расчета скорости сгорания в двигателях с воспламенением от электрической искры без использования понятия линейной скорости пламени. Однако процесс сгорания настолько сложен и многогранен, что для получения наиболее полной картины следует проводить исследования процесса сгорания с самых различных сторон, в том числе используя понятие фронта пламени (воспламенения) и скорость его развития. В отдельных случаях (например, при изучении детонации) такой подход совершенно неизбежен и может оказаться плодотворным.

О ЗАКОНОМЕРНОМ ХАРАКТЕРЕ СКОРОСТИ СГОРАНИЯ В ДВИГАТЕЛЯХ

Горение топлива в двигателях внутреннего сгорания является одним из основных процессов, определяющих качество двигателя.

Многие явления, связанные с тепловым эффектом реакции во времени, т. е. со скоростью сгорания в двигателях, недостаточно изучены. Известно, что скорость реакции в цилиндре двигателя, в конечном итоге, влияет на мощность, удельный расход топлива и долговечность двигателя. В связи с этим особенно важно выявить закономерности, определяющие скорость сгорания в двигателях.

Акад. Н. Н. Семенов [15], возглавляющий советскую школу химической кинетики, писал: «Вряд ли можно... согласиться с мнением, что в области химической динамики нет никаких общих законов и бесполезно их искать».

Ряд общих явлений указывает на то, что скорость сгорания топлива в двигателях имеет вполне закономерный, а не случайный характер. На это указывает воспроизводимость в цилиндре двигателя более или менее однозначных циклов, чем, собственно, и обуславливается устойчивая работа двигателей. Об этом же говорит тот факт, что наибольшая скорость фронта пламени в двигателях с воспламенением от электрической искры всегда получается при одном и том же составе смеси (при коэффициенте избытка воздуха $\alpha \approx 0,85$). В этих же двигателях затяжной характер горения наблюдается всегда при бедных смесях. Жесткая работа двигателя, возникающая при большой скорости реакций сгорания, наблюдается, как правило, в бескомпрессорных дизелях, а мягкая работа — в двигателях с воспламенением от электрической искры. Это указывает на то, что принципиально различные смесеобразование и воспламенение вызывают закономерное изменение скорости горения. С увеличением числа оборотов двигателя продолжительность горения во времени уменьшается, а по углу поворота коленчатого вала увеличивается. Кинетические кривые хода выгорания в двигателях сходны по своему характеру с кинетическими кривыми ряда химических реакций, не имеющих прямого отношения к двигателям и протекающих в иных условиях.

Все эти факты позволяют утверждать, что в то время как элементарные химические превращения в процессе горения являются по отношению к отдельным молекулам случайными событиями, совокупность огромного числа этих же элементарных событий проявляется в виде общих статистических или макроскопических закономерностей.

Эти закономерности могут быть использованы для улучшения процесса сгорания в двигателях. Настоящая глава посвящена общей кинетической закономерности скорости химических превращений в двигателях внутреннего сгорания.

4. УРАВНЕНИЕ СКОРОСТИ СГОРАНИЯ В ДВИГАТЕЛЯХ

Общие вопросы. Скорости и механизмы химических превращений являются предметом исследований химической кинетики. Возникает естественный вопрос, в какой мере можно использовать законы и методы химической кинетики для выявления закономерностей скорости сгорания в двигателях.

Классические кинетические уравнения реакций первого, второго и третьего порядков, установленные на основе закона действующих масс, правильно описывают суммарную скорость лишь небольшого числа самых простых химических превращений. Они применимы для простых гомогенных систем, в которых отсутствуют осложняющие обстоятельства, т. е. для систем с однородными реагентами при условии постоянства температуры и объема, при отсутствии каталитического влияния стенок сосуда и т. п. По этим уравнениям скорость реакций зависит от концентраций реагирующих веществ. Поскольку в ходе химического превращения концентрации этих веществ убывают, максимальная скорость реакции имеет место в самом начале процесса.

Химические превращения в двигателях не могут быть отнесены к простым реакциям. Давно установлено, что сгорание углеводородов, а следовательно, и углеводородного топлива осуществляется цепными реакциями, скорость которых не может быть отображена классическими уравнениями химической кинетики. Н. Н. Семенов указывает, что рост скорости окисления многих углеводородов в начальных стадиях реакций до 50% превращения подчиняется экспоненциальному закону. В самом начале реакции скорость равна нулю, а затем, по достижении максимума, резко убывает. Такое изменение скорости реакций никак не согласуется с кинетическими уравнениями реакций первого, второго и третьего порядков, и, следовательно, эти уравнения не могут быть использованы для общего описания скорости сгорания в двигателях.

Следует также отметить трудности, которые возникают при попытке использовать для решения поставленной задачи закономерности теории цепных реакций. Инженеров-исследователей

интересует в первую очередь скорость освобождения теплоты топлива. Эта скорость зависит от общего числа элементарных химических превращений молекул в реагирующей системе на каждый данный момент времени. Практический интерес представляет суммарная скорость этих превращений и ее макроскопические законы. Цепная теория рассматривает главным образом элементарные процессы, происходящие с отдельными молекулами и атомами. Ввиду сложности проблемы нам неизвестны все элементарные процессы, протекающие в цилиндре двигателя. Но если бы они и были известны, то макроскопические законы могли быть получены только путем статистической обработки элементарных закономерностей. Последнее вызвало бы новые осложнения, ибо возникла бы необходимость предварительно выявить все закономерности элементарных процессов. Правда, теория цепных реакций дает и общие макроскопические закономерности скоростей реакций [15, 45, 46], но дифференциальные уравнения, описывающие эти закономерности, решаются довольно сложно и требуют знания значительного числа динамических констант, определяемых в каждом случае опытным путем [47]. Кроме того, эти уравнения проверены для химических реакций однородных веществ при низких давлениях ($< 1 \text{ ат}$) и простых условиях протекания реакций: гомогенность системы, постоянные температура и объем и т. д.

Цепные реакции в двигателях протекают в сложных условиях. В двигателях сгорают при высоких давлениях не однородные углеводороды, а топливо, представляющее собой смесь самых разнообразных углеводородов и притом входящих в топливо в самых различных соотношениях. В течение процесса сгорания изменяются давление, объем и температура горячей смеси. На каждый момент времени в камере сгорания температурное поле неоднородно. Топливо-воздушная смесь в цилиндре двигателя не всегда может быть отнесена к гомогенной системе, например в дизелях.

В двигателях с воспламенением от электрической искры смесь вовлекается в эффективное сгорание движущимся фронтом пламени, скорость которого зависит в большей степени от факторов гидродинамических (завихрения) и в меньшей — от реакционных свойств смеси [48]. Известно также огромное влияние воздушных вихрей на процесс сгорания в дизелях. По достижении высоких температур происходит частичная диссоциация конечных продуктов сгорания; имеют место каталитические явления, например автокатализ парами воды. Все эти сложные обстоятельства, сопутствующие химическим превращениям в двигателях, создают большие трудности при использовании уравнений теории цепных реакций для описания суммарных закономерностей скорости сгорания топлива в двигателях.

Может сложиться впечатление, что очень сложное протекание процессов сгорания в двигателях исключает возможность простого математического описания этих процессов. Действительно, опи-

сание всех элементарных микропроцессов, из которых складываются процессы сгорания в двигателях, встречает пока непреодолимые трудности. Однако можно подойти к решению поставленной задачи с другой стороны. Для выявления общей макроскопической закономерности, которой подчиняется развитие процессов сгорания во времени, знание истинного механизма реакции не обязательно. Как будет показано ниже, исходя из современных общих представлений о развитии химических цепных реакций, можно вывести уравнение скорости химических реакций в наиболее общем виде. Обобщая, далее, опытный материал по сгоранию топлива в двигателях, можно придать общему уравнению скорости химических реакций конкретный вид.

Общее уравнение скорости цепных химических реакций. Учеными А. Н. Бахом, Н. А. Шиловым, Н. Н. Семеновым и другими установлено, что характер цепных химических превращений определяется промежуточными активными продуктами (активными центрами), образующимися в ходе реакции. Активные центры представляют собой химически ненасыщенные осколки молекул — свободные атомы и радикалы, вступающие в реакцию с молекулами исходных веществ и, таким образом, входящие в звенья химической цепи реакции. Для начала реакции необходимо определенное количество активных частиц (начальные центры), которые создаются тем или иным путем, например за счет теплоты, электрической искры и т. п. В ходе химического превращения активные центры непрерывно воссоздаются в результате развития и разветвления цепей в соответствии с механизмом реакции. Но активные центры также и погибают в ходе реакции при обрыве цепей на стенках или в объеме в результате взаимодействия между собой. Исходя из этих представлений, можно утверждать, что скорость реакции должна зависеть от относительного числа активных центров на каждый данный момент времени.

Есть еще одно условие, определяющее скорость реакции, — по мере развития реакции концентрация исходных реагирующих веществ убывает. Именно это в конце концов влечет за собой постепенное истощение (затухание) реакции. Для элементарных актов реакции необходимо, чтобы активные центры столкнулись, сблизилась с молекулами реагирующих веществ. После израсходования какой-то части исходных веществ неминуемо наступает момент, когда число встреч активных центров с молекулами исходных веществ в единицу времени начнет уменьшаться, т. е. скорость реакции будет убывать.

Чтобы выявить то общее, что определяет развитие цепных химических реакций во времени, рассмотрим химические механизмы некоторых реакций. При этом не будем затрагивать вопросов, связанных с возникновением начальных центров.

Истинные химические механизмы пока установлены более или менее достоверно только для ограниченного числа сравнительно

простых цепных реакций. Поскольку для решения нашей ближайшей задачи точное знание химических механизмов реакций не обязательно, они будут рассмотрены ниже схематично и неполно.

В реакциях окисления (горения) водорода ведущая роль принадлежит элементарному процессу



Для процесса горения характерно разветвление реакционных цепей, поэтому наиболее вероятен процесс реагирования атомарного водорода по формуле



Последний процесс вызывает также разветвляющийся элементарный процесс



Эти три элементарных процесса обуславливают друг друга и вместе составляют элементарный реакционный цикл, непрерывно повторяющийся в процессе развития цепей химической реакции.

Совокупность этих трех элементарных процессов в итоге дает одну молекулу конечного продукта реакции H_2O и три активных центра, продолжающих и разветвляющих цепь. Эта совокупность может рассматриваться как законченный элементарный цикл реакции, который условимся называть просто циклом реакции.

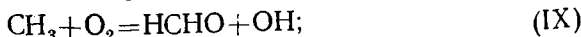
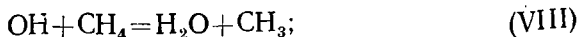
Учитывая, что в химический механизм окисления (горения) окиси углерода входят два конкурирующих между собой элементарных процесса (V) и (VI), можно представить себе два цикла этой реакции:

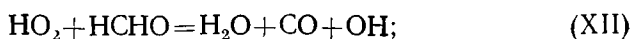
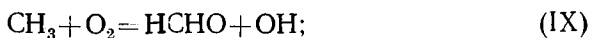
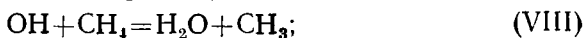
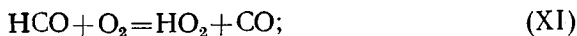


и

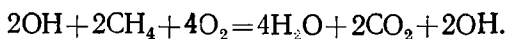


На основе химического механизма окисления метана можно цикл для этой реакции составить из следующих элементарных химических процессов:





Уравнение химического баланса для данного цикла реакции имеет вид:



Под циклом реакции следует понимать минимальную совокупность неконкурирующих элементарных химических процессов, входящих в механизм данной реакции, в итоге которой получаются молекулы конечных продуктов реакции и активные центры, способные начать новые циклы реакции.

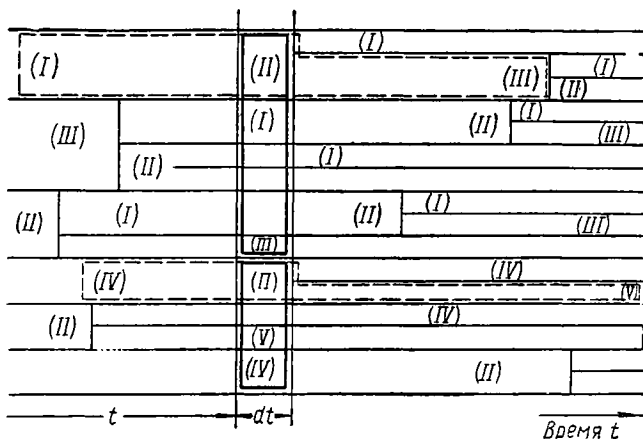
В течение химического превращения элементарный цикл, как звено цепи реакции, непрерывно и периодически разворачивается во времени. Циклы реакции требуют малых, но конечных отрезков времени. Учитывая огромное количество одновременно и параллельно развивающихся цепей в реагирующей системе, можно представить себе, что очень многие элементарные химические процессы попадают в промежутки времени, которые практически можно считать бесконечно малыми, по сравнению с временем, потребным для разворачивания циклов реакции. Элементарные процессы реакции, попадающие в промежуток времени $t, t+dt$, можно разбить на совокупности, эквивалентные циклам реакции; назовем их эффективными актами реакции.

На схеме фиг. 4 римскими цифрами обозначены элементарные химические процессы цепных реакций окисления водорода и окиси углерода. Пунктирные рамки включают соответствующие циклы реакций, составляющие звенья цепей, разворачивающихся во времени. Сплошные рамки объединяют совокупности элементарных химических процессов, составляющих эффективные акты реакций, равноценные по своим итогам циклам реакции.

Таким образом, *эффективный акт реакции* является простейшей законченной совокупностью одновременно протекающих элементарных процессов превращения исходных веществ, в результате которых получаются одна или несколько молекул конечных продуктов и — исключая эффективные акты обрыва цепей — активный центр или центры, способные возглавить последующие эффективные акты реакции. Активный центр, возглавляющий эффективный акт реакции, назовем *эффективным центром*.

Для того чтобы скорости различных химических реакций можно было сравнивать друг с другом, между ними должно быть нечто общее. Этим общим является то, что во всех цепных химических реакциях, как бы ни были различны их механизмы и скорости протекания элементарных циклов, их суммарная скорость зависит от числа эффективных актов реакции в данный момент времени.

Из понятия эффективного акта реакции следует, что между числом вовлекаемых в реакцию молекул главного исходного вещества и эффективным центром существует прямо пропорциональная зависимость.



Фиг. 4. Схема элементарных химических процессов, элементарных циклов и эффективных актов цепной реакции во времени.

Обозначим через dN число молекул главного исходного вещества, вступающих за промежуток времени t , $t+dt$ в эффективные акты реакции с числом эффективных центров dN_e .

Согласно развитым выше представлениям:

$$-dN = ndN_e,$$

откуда после деления на дифференциал времени получим, что скорость цепной химической реакции пропорциональна скорости генерации эффективных центров:

$$-\frac{dN}{dt} = n \frac{dN_e}{dt}. \quad (35)$$

В этих уравнениях n — коэффициент пропорциональности.

Отнесем скорость генерации эффективных центров к текущему числу молекул исходного вещества N . Назовем отношение

$$\rho = \frac{\frac{dN_e}{dt}}{N} \quad \frac{\text{моль эффективных центров/сек.}}{\text{моль исходного вещества}}$$

относительной плотностью эффективных центров в данный момент времени.

После подстановки $\frac{dN_e}{dt} = \rho N$ в уравнение скорости реакции (35) получим

$$-\frac{dN}{dt} = n\rho N. \quad (36)$$

Относительная плотность эффективных центров ρ зависит от многочисленных факторов. В общем случае эти факторы вызывают изменение ρ на протяжении всего хода химического превращения, следовательно, ρ является некоторой функцией от времени. Ради общности допустим изменение в течение реакции также и коэффициента пропорциональности n . Значит, произведение $n\rho$ зависит от времени, и уравнение (36) после отделения переменных примет вид

$$-\frac{dN}{N} = n\rho dt.$$

После интегрирования получим

$$\ln \frac{N_0}{N} = \int_0^t n\rho dt,$$

и после перехода к показательной функции можно этот результат написать в форме

$$N = N_0 e^{-\int_0^t n\rho dt}, \quad (37)$$

где N_0 — общее число молекул главного исходного вещества в данной реагирующей системе в самом начале реакции;
 e — основание натуральных логарифмов.

Обозначим через x долю исходного вещества, прореагировавшего к моменту времени t . Тогда доля вещества, не прореагировавшего к этому же моменту, составит

$$1 - x = \frac{N}{N_0}. \quad (38)$$

Решая последнее уравнение (38) совместно с предыдущим (37), получим уравнение для прореагировавшей доли вещества

$$x = 1 - e^{-\int_0^t n \rho dt} \quad (39)$$

Дифференцируя уравнение (39), получим выражение для удельной скорости химической реакции

$$\omega \equiv \frac{dx}{dt} = n \rho e^{-\int_0^t n \rho dt} = n \rho (1 - x). \quad (40)$$

Интересно отметить, что уравнение (39) формально похоже на уравнение, полученное Б. В. Ерофеевым [49] на основе теории вероятностей. Уравнение

$$\alpha = 1 - e^{-\int_0^t \rho dt} \quad (39a)$$

Б. В. Ерофеев назвал обобщенным уравнением химической кинетики. В этом уравнении α имеет тот же смысл, что и x в уравнении (39); α в уравнении (39a) отождествляется со средней вероятностью того, что отдельная молекула прореагирует к моменту времени t . Величина ρdt в уравнении (39a) представляет собой среднюю вероятность того, что отдельная молекула прореагирует в интервале времени $t, t + dt$.

Уравнение (39) отличается тем, что при выводе его не делалось никаких предположений относительно специальных свойств реагирующей системы (природа исходных веществ и их физическое состояние, тот или иной конкретный механизм реакции, температура, давление, вихревые движения газов, турбулентность, теплопередача, зарожждение эффективных центров в разных точках объема или во фронте пламени и пр.), за исключением того, что реакция протекает по цепному механизму. Отсюда общий характер этого уравнения. Благодаря своей общности уравнение (39) может быть привлечено для вывода уравнения скорости сгорания в двигателях. Конечно, для решения этой конкретной задачи требуется дополнительно определить интеграл в уравнении (39), т. е. функцию, отображающую специфические свойства системы.

Полуэмпирическое уравнение скорости сгорания в двигателях. Условимся под *характеристическим уравнением выгорания топлива* в двигателях понимать закономерное изменение доли сгоревшего топлива во времени в течение процесса сгорания, т. е. функциональную зависимость $x = F(t)$.

Уравнение (39) выражено как сложная функция

$$x = \Phi [f(t)],$$

причем аналитическое выражение первой функции

$$\Phi [f(t)] = 1 - e^{-f(t)}. \quad (41)$$

Что касается второй функции $f(t)$, то в уравнении (39) она дана в общем нераскрытом виде

$$f(t) = \int_0^t n \rho dt. \quad (42)$$

Коэффициент пропорциональности n с достаточной степенью точности является постоянной величиной. Назовем эффективные акты реакции, имеющие одинаковые значения n , однотипными эффективными актами. Очевидно, если эффективные акты в течение реакции являются однотипными, то и для всей реакции $n = \text{const}$. Если химический механизм реакции обеспечивает однотипность эффективных актов и постоянен в течение реакции, то $n = \text{const}$. Постоянство химического механизма для водородного и ацетиленового пламени при переменных значениях давления и температуры было доказано В. Н. Кондратьевым [50].

Коренные изменения химического механизма в течение одной и той же реакции мало вероятны*. При небольших изменениях в механизме реакции сохраняется однотипность эффективных актов реакции (например, эффективные акты реакции $\text{CO} + \text{O}_2$: IV—II—V и IV—II—VI—VII), т. е. по сравнению с механизмом реакции тип эффективного акта реакции менее подвержен изменениям. Если химический механизм сложной реакции порождает несколько типов эффективных актов, то постоянство n соблюдается при неизменном соотношении числа типов эффективных актов в течение реакции. Неизменность соотношения числа типов эффективных актов в течение реакции обусловлена, с одной стороны, постоянством типов эффективных актов и, с другой стороны, постоянством состава несгоревшей части топлива и одинаковой на каждый момент времени средней вероятностью для всех видов молекул топлива быть вовлеченными в эффективные акты реакции. Наконец, если даже допустить изменение n в течение сложной реакции, это изменение могло бы быть только незначительным по величине, особенно по сравнению с изменением относительной плотности эффективных центров ρ , и им можно было бы пренебречь.

Таким образом, если для реакций сгорания топлива в двигателях принять $n = \text{const}$, уравнение (39) примет вид

$$x = 1 - e^{-n \int_0^t \rho dt}. \quad (39б)$$

* Период задержки в дизелях автор не включает в реакцию сгорания топлива.

Теперь функцию (42) можно представить в виде

$$f(t) = n \int_0^t \rho dt. \quad (42a)$$

Функция (42a) не может быть использована для решения конкретных задач, пока не будет найдена аналитическая зависимость относительной плотности эффективных центров ρ от времени. Спрашивается, каков характер этой зависимости? Можно ли для решения нашей задачи найти простое аналитическое выражение этой зависимости?

Как уже отмечалось выше, относительная плотность эффективных центров ρ зависит от многих физико-химических факторов, к тому же меняющихся во времени: разветвления реакционных цепей, взаимодействия цепей, обрывов цепей, температуры, давления, условий теплопередачи, завихрений, диффузий и др. Предвычисление ρ на основе выявления ее аналитических зависимостей от всех этих факторов пока практически затруднено, особенно для процессов сгорания в двигателях.

Остается обратиться к некоторым общим указаниям на характер искомой зависимости $\rho = \psi(t)$, затем, следуя этим указаниям, попытаться выявить, хотя бы приближенно, аналитическое выражение этой зависимости и решить интеграл (42) в уравнении (39). По найденному таким способом уравнению $x = \Phi[f(t)]$ следует для конкретных случаев вычислять значения x и сравнивать их с возможно большим числом опытных данных по разным двигателям. Если полученное уравнение $x = \Phi[f(t)]$ удовлетворительно отразит фактическое протекание процессов сгорания в двигателях, то можно будет считать, что зависимость $\rho = \psi(t)$ расшифрована правильно.

Вначале можно получить непосредственные указания о характере изменения во времени функции $f(t)$, т. е. интеграла зависимости $\rho = \psi(t)$. Эти указания вместе с анализом опытных данных дадут затем возможность раскрыть самую зависимость. Указания на общий характер изменения неизвестной функции получим, анализируя обобщенное уравнение (39)

$$x = 1 - \frac{1}{e^{f(t)}} \quad (39b)$$

и уравнение удельной скорости химической реакции (40)

$$\omega = \frac{n \rho}{e^{f(t)}}. \quad (40a)$$

Функция $f(t)$ должна удовлетворять приведенным ниже условиям:

1. В самом начале реакции ($t=0$) доля прореагировавшего вещества $x=0$, а это условие по уравнению (39b) соблюдается,

если функция $f(0)=0$, т. е. график функции $f(t)$ должен брать свое начало из точки пересечения осей координат.

2. В ходе реакции ρ изменяется во времени без скачков, поэтому функция $f(t)$ должна быть непрерывной.

3. По ходу реакции x монотонно изменяется от 0 до 1, что возможно согласно уравнению (39в) только при условии монотонного изменения функции $f(t)$ от 0 до $+\infty$, следовательно, функция $f(t)$ принадлежит к классу возрастающих функций.

4. Непрерывный и возрастающий характер функции $f(t)$ позволяет считать, что условие $\lim_{x \rightarrow 1} f(t) = +\infty$ достигается при $t \rightarrow \infty$.

5. При $t=0$ функция $f(0)=0$, следовательно, по уравнению (40а) начальная скорость реакции $\omega_0 = n\rho_0$. Относительная плотность эффективных центров в начальный момент реакции ρ_0 для двигателей с принудительным зажиганием и большинства дизелей столь мала, что практически может быть принята равной нулю, и, значит, в начале процесса сгорания скорость реакции также равна нулю. Исключение из этого общего правила составляют дизели с так называемым неуправляемым процессом сгорания. В этих дизелях в конце периода запаздывания воспламенения число начальных эффективных центров растет со столь большой скоростью, что практически приходится допустить для начала процесса сгорания $\rho_0 > 0$. Следовательно, начальная скорость сгорания для этих дизелей имеет конечную величину. Итак, функция $f(t)$ должна включать параметр, варьируя которым можно было бы получить при $t=0$ начальные скорости $\omega_0=0$ и $\omega_0 > 0$.

6. В конце реакция затухает, следовательно, при $t \rightarrow \infty$ скорость реакции $\omega \rightarrow 0$.

7. Площадь под кривой удельной скорости сгорания $\omega = \Phi' [f(t)]$ должна равняться единице, т. е.

$$\int_0^{\infty} \Phi' [f(t)] dt = 1.$$

8. Скорость реакции должна иметь максимум.

При раскрытии зависимости $\rho = \psi(t)$ автор стремился найти наиболее простое ее выражение, а для охвата ею разнообразных характеров процессов сгорания стремился ограничиться одной характеристической константой — параметром, изменяя который, можно было бы достаточно точно описать тот или иной индивидуальный характер скорости реакции.

Руководствуясь изложенными соображениями, а также анализируя и обобщая опытный материал ряда исследований по сгоранию топлива в двигателях, было найдено, что для описания скорости процесса сгорания в двигателях неизвестная зависимость ρ

от времени в уравнении (39) может быть выражена степенной функцией

$$\rho = kt^m, \quad (43)$$

где m — параметр, отображающий характер изменения во времени относительной плотности эффективных центров в процессе сгорания; этим параметром однозначно определяется характер протекания процесса сгорания, и поэтому он назван автором *показателем характера сгорания*;

k — коэффициент пропорциональности.

Подставляя в формулу (42а) найденную аналитическую зависимость ρ от времени (43) и решая интеграл, имеем

$$f(t) = nk \int_0^t t^m dt = \frac{K}{m+1} t^{m+1},$$

где $K = nk$.

После подстановки значения для $f(t)$ в уравнение (39в) получаем полуэмпирическое уравнение выгорания топлива в двигателях

$$x = 1 - e^{-\frac{K}{m+1} t^{m+1}} \quad (44)$$

Дифференцируя уравнение (44) по времени, получаем выражение для удельной скорости сгорания

$$\omega = K t^m e^{-\frac{K}{m+1} t^{m+1}} \quad (45)$$

Формальная проверка уравнений закона сгорания (44) и скорости сгорания (45) при любых показателях характера сгорания $m > -1$ дает для предельных значений величины x и ω , вполне согласующиеся с физическим смыслом процесса химического превращения. Нетрудно убедиться, что эти уравнения полностью удовлетворяют восьми условиям, о которых говорилось выше.

Преобразуем уравнения (44) и (45) с тем, чтобы привести их к виду, более удобному для практики.

Предварительно введем понятие общей продолжительности процесса сгорания. Это понятие требует некоторых пояснений. Строго говоря, истинный конец химической реакции не может быть достигнут, ибо после превращения большей части вещества скорость реакции непрерывно уменьшается, но не становится равной нулю для конечных отрезков времени. Из уравнения (44) следует, что полное превращение вещества ($x=1$) наступит только при $t=\infty$, т. е. теоретически время для полного завершения реакции равно бесконечности. На первый взгляд может показаться, что говорить об общей продолжительности реакции, а тем более выражать ее в конечных единицах времени, принципиально

невозможно. Однако автор ввел понятие продолжительности сгорания исходя из того, что практически можно считать процесс законченным, если почти все количество вещества прореагирует. Например, если в цилиндре двигателя из тысячи частей топлива, вовлекаемого в процесс сгорания, прореагирует девятьсот девяносто девять частей, то практически процесс превращения можно считать законченным. Таким образом, понятие продолжительности процесса сгорания является условным, и для того чтобы сделать это понятие вполне определенным и однозначным, следует условиться, при какой величине доли прореагировавшего вещества считать реакцию практически законченной.

Обозначим через t_z условную продолжительность процесса сгорания и через x_z — долю топлива, сгорающего к моменту практического конца реакции, $t = t_z$.

Составим уравнение (44) для момента условного конца процесса сгорания

$$x_z = 1 - e^{-\frac{K}{m+1} t_z^{m+1}}. \quad (46)$$

После перенесения членов уравнения (44) и (46) напишутся так:

$$e^{-\frac{K}{m+1} t^{m+1}} = 1 - x \quad \text{и} \quad e^{-\frac{K}{m+1} t_z^{m+1}} = 1 - x_z.$$

Прологарифмируем их

$$-\frac{K}{m+1} t^{m+1} = \ln(1 - x) \quad \text{и} \quad -\frac{K}{m+1} t_z^{m+1} = \ln(1 - x_z).$$

Разделив первое уравнение на второе, получим

$$\left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1} = \frac{\ln(1 - x)}{\ln(1 - x_z)}, \quad (47)$$

где $\frac{t}{t_z}$ — отвлеченное время сгорания.

Представим уравнение (47) в следующем виде:

$$\ln(1 - x_z) \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1} = \ln(1 - x),$$

или

$$e^{\ln(1 - x_z) \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} = 1 - x,$$

и, наконец,

$$x = 1 - e^{\ln(1 - x_z) \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}}. \quad (48)$$

Обозначим

$$\ln(1 - x_z) = C, \quad (49)$$

тогда уравнение выгорания топлива в двигателях примет вид

$$x = 1 - e^{C \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}}. \quad (50)$$

Дифференцируя уравнение (50) по времени, получаем уравнение *удельной* скорости сгорания

$$\omega \equiv \frac{dx}{dt} = \frac{-C(m+1)}{t_z} \left(\frac{t}{t_z}\right)^m e^{C \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} \frac{1}{\text{сек}}. \quad (51)$$

Иногда бывает удобно относить скорость сгорания к углу поворота коленчатого вала двигателя. Как известно, время t связано с углом поворота коленчатого вала формулой

$$t = \frac{\varphi}{6n}, \quad (52)$$

где φ — угол поворота коленчатого вала, считая от момента начала сгорания (воспламенения), в град.;

n — число оборотов двигателя в минуту.

Дифференцируя уравнение (50) по углу поворота коленчатого вала и учитывая уравнение (52), получим уравнение *относительной* скорости сгорания

$$\omega_\varphi \equiv \frac{dx}{d\varphi} = \frac{1}{6n} \cdot \frac{dx}{dt} = \frac{-C(m+1)}{6nt_z} \left(\frac{t}{t_z}\right)^m e^{C \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} \frac{1}{\text{град}}. \quad (53)$$

Для выявления характера развития процесса сгорания удобно пользоваться понятием *отвлеченной* скорости сгорания

$$\omega_0 \equiv \frac{dx}{d\left(\frac{t}{t_z}\right)} = -C(m+1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m e^{C \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}}. \quad (54)$$

Во всех уравнениях отвлеченное время сгорания $\frac{t}{t_z}$ может быть заменено соответствующим отношением углов поворота коленчатого вала $\frac{\varphi}{\varphi_z}$, где φ_z — продолжительность сгорания, выраженная в углах поворота коленчатого вала.

Удельная, относительная и отвлеченная скорости сгорания связаны между собой соотношениями

$$\omega = 6n\omega_\varphi = \frac{\omega_0}{t_z}. \quad (55)$$

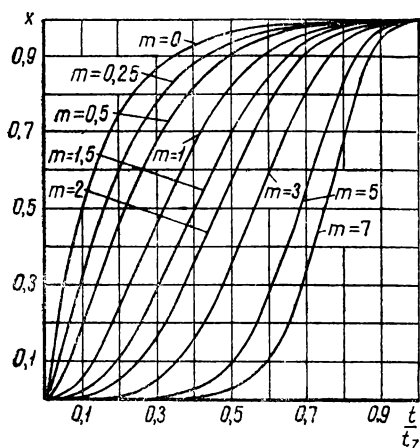
Вычислим по уравнению (49) постоянную C , задавшись долей топлива x_z , сгоревшего к моменту t_z . Принимаем $x_z = 0,999$, что

вполне соответствует практическому окончанию процесса сгорания, тогда $C = \ln(1 - x_z) = 2,303 \lg 0,001 \approx 6,908$.

Подставив полученное значение для C в уравнение (50), получим уравнение выгорания

$$x = 1 - e^{-6,908 \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} \quad (56)$$

Для иллюстрации на фиг. 5 приведено семейство кривых x в функции отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ для разных показателей характера сгорания m , построенное по уравнению (56). Кривые



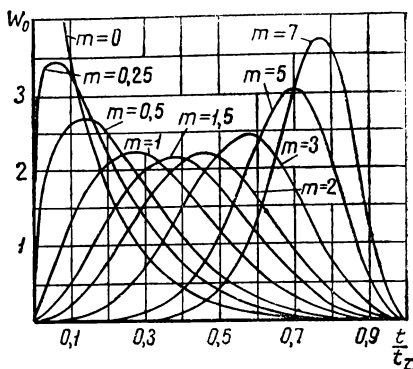
Фиг. 5. Графики уравнения (56), показывающие изменение доли сгоревшего топлива x в зависимости от отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ для разных показателей характера сгорания m (безразмерные характеристики выгорания топлива).

$x = F\left(\frac{t}{t_z}, m\right)$ на фиг. 5 представляют собой безразмерные характеристики выгорания топлива.

На фиг. 6 приведено семейство кривых отвлеченной скорости сгорания для ряда значений m , построенное по уравнению

$$w_0 = 6,908 (m+1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m e^{-6,908 \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} \quad (57)$$

Продолжительность сгорания t_z и показатель характера сгорания m являются кинетическими параметрами процесса сгорания,



Фиг. 6. Графики уравнения (57), показывающие изменение отвлеченной скорости сгорания топлива w_0 в зависимости от отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ для разных показателей характера сгорания m (безразмерные характеристики скорости сгорания).

однозначно определяющими развитие процесса сгорания во времени.

Иногда может встретиться необходимость вычислить время, в течение которого прореагирует определенная доля вещества. Перепишем уравнение (50)

$$e^{C\left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} = 1 - x$$

и прологарифмируем его, тогда

$$C\left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1} = \ln(1-x),$$

или

$$t^{m+1} = \frac{t_z^{m+1}}{C} \ln(1-x),$$

откуда

$$t = t_z \left[\frac{\ln(1-x)}{C} \right]^{\frac{1}{m+1}},$$

или, учитывая уравнение (49),

$$t = t_z \left[\frac{\lg(1-x)}{\lg(1-x_2)} \right]^{\frac{1}{m+1}}.$$

Если принять $x_2 = 0,999$, получим расчетную формулу

$$t = t_z \left[-\frac{1}{3} \lg(1-x) \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (58)$$

Так, например, время половинного превращения вещества (период «полусгорания») определится по формуле

$$t_{1/2} = t_z \left(-\frac{1}{3} \lg 0,5 \right)^{\frac{1}{m+1}},$$

или

$$t_{1/2} \approx 0,1003^{m+1} t_z. \quad (59)$$

Если известно время половинного превращения вещества и показатель характера реакции, то общая продолжительность реакции (при $x_2 = 0,999$) может быть найдена по формуле

$$t_z = 9,967^{m+1} t_{1/2}. \quad (60)$$

Если известны t_z и $t_{1/2}$, то показатель m может быть определен по формуле, получаемой логарифмированием уравнения (60)

$$\lg \left(\frac{t_z}{t_{1/2}} \right) = \frac{1}{m+1} \lg 9,967 = \frac{0,999}{m+1},$$

откуда

$$m = \frac{0,999}{\lg \left(\frac{t_z}{t_{1/2}} \right)} - 1. \quad (61)$$

5. ПОДТВЕРЖДЕНИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ СКОРОСТИ СГОРАНИЯ ОПЫТНЫМИ ДАННЫМИ

Пригодность уравнений выгорания (56) и скорости сгорания (57) для описания развития во времени процесса сгорания в двигателях нуждается в опытной проверке. Для этой цели можно использовать экспериментальные данные по скоростям выделения теплоты, полученные разными исследователями двигателей.

Можно допустить, что теплота сгорания топлива выделяется в зависимости от развертывания во времени эффективных актов реакций. Каждый эффективный акт реакции можно схематически выразить следующим образом: эффективный центр + молекула топлива → промежуточные элементарные процессы → молекулы конечных продуктов реакции + потенциальный эффективный центр (центры) + тепловой эффект данного эффективного акта реакции.

В результате каждого эффективного акта реакции выделяется определенное количество тепловой энергии. Поскольку эффективные акты реакции или, соответственно, эффективные центры подчиняются определенному закону распределения во времени, этому же закону подчиняется количество выделяемой тепловой энергии. Таким образом, число эффективных центров на каждый данный момент времени определяет скорость сгорания и скорость выделения теплоты. Отсюда следует, что теплота, выделившаяся в процессе сгорания к данному моменту времени, должна быть пропорциональна количеству прореагировавшего топлива к этому же моменту времени.

Выделившаяся теплота сгорания равна

$$Q_x = \delta H_u G_{mц} x, \quad (62)$$

где δ — коэффициент выделения теплоты, учитывающий потерю части теплотворности топлива вследствие неполноты сгорания (недостаток воздуха, несовершенное сгорание);

Q_x — теплота, выделившаяся в процессе сгорания за время t , ккал;

G_{mc} — количество топлива, подаваемое в цилиндр двигателя за один цикл, кг;

H_u — теплотворность топлива, ккал/кг;

x — доля топлива, сгоревшего за время t .

Обозначим через $Q_{x \max}$ общую теплоту, выделяющуюся к концу процесса сгорания. Тогда будем иметь

$$Q_{x \max} = \delta H_u G_{mc}. \quad (63)$$

Учитывая формулу (63), перепишем уравнение (62) относительно доли сгоревшего топлива, в результате получим

$$x = \frac{Q_x}{Q_{x \max}}. \quad (64)$$

Из последней формулы по опытной характеристике тепловыделения $Q_x = \Psi(t)$ можно найти опытную характеристику выгорания $x = F(t)$.

Опытные характеристики тепловыделения $Q_x = \Psi(t)$ наиболее надежно определяются по индикаторным диаграммам, снимаемым преимущественно при помощи электропневматических индикаторов. Методы обработки индикаторных диаграмм для получения характеристики тепловыделения $Q_x = \Psi(t)$ можно найти в научных работах [8, 51, 52, 53]. Но, к сожалению, накопленный опытный материал по характеристикам тепловыделения и выгорания в двигателях ограничен и к тому же во многих случаях недостаточно систематизирован. Кроме того, большинство характеристик тепловыделения приводится в виде кривых без численных табличных данных. Все это затрудняет и ограничивает использование опытного материала для теоретических сообщений. В этом смысле исключением является труд Н. В. Иноземцева и В. К. Кошкина [8], в котором в систематизированном виде приведены характеристики тепловыделения и выгорания (авторы называют их законами сгорания) для различных типов двигателей.

Для проверки полуэмпирического уравнения выгорания (56) были использованы опытные характеристики тепловыделения и выгорания. При этом были использованы также характеристики, приведенные исследователями только в виде кривых без численных табличных данных. В последнем случае численные значения определялись по графикам с большой тщательностью.

Определение продолжительности и показателя характера сгорания. Перепишем уравнение (50) в виде

$$e^{c \left(\frac{t}{t_z} \right)^{m+1}} = 1 - x;$$

после логарифмирования и умножения обеих частей уравнения на -1 получим

$$-c \left(\frac{t}{t_z} \right)^{m+1} = -\ln(1 - x).$$

Вторичное логарифмирование приводит к уравнению прямой линии

$$\ln(-C) + (m+1) \ln\left(\frac{t}{t_2}\right) = [-\ln(1-x)],$$

откуда

$$\ln t = \frac{1}{m+1} \{ [-\ln(1-x)] - \ln(-C) \} + \ln t_2$$

или, после перехода к десятичным логарифмам,

$$\lg t = \frac{1}{m+1} \{ \lg[-2,303 \lg(1-x)] - \lg(-C) \} + \lg t_2. \quad (65)$$

В уравнении (65) члены:

$\lg t$ и $\{ \lg[-2,303 \lg(1-x)] - \lg(-C) \}$ — координаты точек прямой; $\frac{1}{m+1}$ — угловой коэффициент; $\lg t_2$ — отрезок, отсекаемый прямой на оси ординат.

С помощью уравнения (65) можно по опытным данным $x = F(t)$ определить продолжительность сгорания t_2 и показатель характера сгорания m .

Определение t_2 и m по данным $x = F(t)$ возможно тремя методами, которые изложены ниже в порядке увеличивающейся точности.

Предварительно, для упрощения введем обозначения

$$Y = \lg t; \quad (66)$$

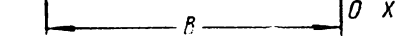
$$X = \lg[-2,303 \lg(1-x)] - \lg(-C); \quad (67)$$

$$A = \lg t_2. \quad (68)$$

Теперь уравнение прямой (65) переписывается

$$Y = \frac{1}{m+1} X + A. \quad (69)$$

Все три метода требуют предварительного вычисления значений Y и X по опытным данным $x = F(t)$. Для уменьшения объема вычислений



Фиг. 7. Логарифмическая анаморфоза опытной кривой $x = F(t)$ для определения продолжительности сгорания t_2 и показателя характера сгорания m .

в конце монографии приложена таблица значений X в зависимости от доли сгоревшего топлива x (см. приложение 1). В этой таблице в крайней графе слева помещены сотые доли значений x , а в верхней строке — тысячные доли x . Искомое значение X находится в месте пересечения соответствующих горизонтальной и вертикальной строк. Например, для $x = 0,465$ находим $X = -1,0431$. Значения X вычислены при условии $x_2 = 0,999$ ($C = -6,908$). Недо-

стающие значения X могут быть определены интерполированием табличных данных.

Метод натянутой нити (графо-вычислительный способ). Вычисляем значения Y и X , для чего соответствующие опытные данные $x = F(t)$ вставляем в уравнения (66) и (67). Значения X определяются непосредственно из таблицы, приведенной в приложении 1. Найденные значения X и Y в виде точек наносятся в координатную систему XY (фиг. 7), и через них проводится прямая.

Величина отрезка A , отсекаемого прямой на оси ординат, позволяет определить продолжительность сгорания t_z . Ранее было обусловлено, что $A = \lg t_z$, следовательно, потенцированием находим

$$t_z = 10^A. \quad (70)$$

Вторую формулу получим из уравнения $2,303 A = \ln t_z$:

$$t_z = e^{2,303A}. \quad (71)$$

Показатель характера сгорания определяется тангенсом угла наклона прямой α (фиг. 7) по формуле

$$\frac{1}{m+1} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{A}{B},$$

откуда

$$m = \operatorname{ctg} \alpha - 1 = \frac{B}{A} - 1. \quad (72)$$

Во всех приведенных выше формулах, начиная с уравнения (56), можно по желанию вместо текущего времени t подставить угол поворота коленчатого вала φ , отсчитывая угол от момента воспламенения; одновременно следует везде заменить t_z на φ_z .

Метод уравнивания погрешностей. Все опытные данные разбиваются на две группы примерно одинаковой численности. Для каждой из этих групп можно написать два уравнения

$$\left. \begin{aligned} \sum_{k=1}^{n'} Y &= \frac{1}{m+1} \sum_{k=1}^{n'} X + n' A \\ \sum_{k=1}^{n''} Y &= \frac{1}{m+1} \sum_{k=1}^{n''} X + n'' A \end{aligned} \right\}, \quad (73)$$

в которых n' и n'' — числа опытных точек, попавших соответственно в первую и вторую группы.

Решая совместно эти два уравнения, находим m и A , затем по формуле (70) или (71) находим t_z .

Метод натянутой нити или уравнивания погрешностей следует применять особенно в тех случаях, когда опытные данные не отличаются большой точностью.

Метод наименьших квадратов. Этот вычислительный прием для определения m и A следует применять при обработке достоверных опытных результатов, когда требуется как можно большая точность. Напишем нормальные уравнения

$$\frac{1}{m+1} \sum_{k=1}^n X^2 + A \sum_{k=1}^n X = \sum_{k=1}^n (XY); \quad (74)$$

$$\frac{1}{m+1} \sum_{k=1}^n X + nA = \sum_{k=1}^n Y. \quad (75)$$

Умножим уравнение (74) на число опытных точек n , а уравнение (75) на $\sum_{k=1}^n X$, тогда получим

$$\frac{n}{m+1} \sum_{k=1}^n X^2 + nA \sum_{k=1}^n X = n \sum_{k=1}^n (XY);$$

$$\frac{1}{m+1} \left(\sum_{k=1}^n X \right)^2 + nA \sum_{k=1}^n X = \left(\sum_{k=1}^n X \right) \left(\sum_{k=1}^n Y \right).$$

Из первого уравнения вычтем второе

$$\frac{1}{m+1} \left[n \sum_{k=1}^n X^2 - \left(\sum_{k=1}^n X \right)^2 \right] = n \sum_{k=1}^n (XY) - \left(\sum_{k=1}^n X \right) \left(\sum_{k=1}^n Y \right),$$

откуда

$$m = \frac{n \sum_{k=1}^n X^2 - \left(\sum_{k=1}^n X \right)^2}{n \sum_{k=1}^n (XY) - \left(\sum_{k=1}^n X \right) \left(\sum_{k=1}^n Y \right)} - 1. \quad (76)$$

Значение A можно вычислить по уравнению (74) или (75)

$$A = \frac{\sum_{k=1}^n (XY) - \frac{1}{m+1} \sum_{k=1}^n X^2}{\sum_{k=1}^n X},$$

или

$$A = \frac{\sum_{k=1}^n Y - \frac{1}{m+1} \sum_{k=1}^n X}{n} \quad (77)$$

Вычислив A , находим t_z по формуле (70) или (71).

Метод наименьших квадратов требует значительной работы, поэтому к нему следует прибегать, когда это действительно оправдано и нет сомнений в точности опытных данных. Метод наименьших квадратов не устраняет погрешностей опыта, и высокая точность, которая, вообще говоря, может быть получена этим методом, в случае недостаточно точных опытных данных делается иллюзорной.

Опытные данные по сгоранию топлива в дизелях. На фиг. 8 нанесены точки, полученные в результате пересчета опытных данных К. Неймана [9] по сгоранию газойля в четырехтактном бескомпрессорном, с непосредственным впрыском стационарном дизеле «Дейтц» ($N_e=50$ л. с., $n=305$ об/мин., $D=280$ мм, $S=450$ мм). Пересчет опытных точек характеристики сгорания (кривая $x=F(\varphi)$) производился по формуле (67) и по тождественной равенству (66) при условии $A=\lg \varphi_z$ формуле

$$Y = \lg \varphi, \quad (78)$$

где φ — угол поворота коленчатого вала, считая с момента воспламенения топлива.

Результаты пересчета сведены в табл. 1.

Таблица 1

Опытные данные значений $x=F(\varphi)$ и вспомогательные расчетные величины для определения параметров сгорания бескомпрессорного дизеля «Дейтц»

Опытные данные		$1-x$	$\lg(1-x)$	$[-2,303 \lg(1-x)]$	$\lg \frac{[-2,303 \lg(1-x)]}{\lg(1-x)}$	X	Y
φ°	x						
4	0,051	0,949	-0,0227	0,0523	-1,2815	-2,121	0,602
14	0,298	0,702	-0,1537	0,3540	-0,4510	-1,290	1,146
24	0,592	0,408	-0,3893	0,8965	-0,0475	-0,887	1,380
34	0,761	0,239	-0,6216	1,4316	0,1558	-0,684	1,532
44	0,887	0,113	-0,9469	2,1807	0,3387	-0,501	1,644
54	0,972	0,028	-1,5528	3,5761	0,5534	-0,286	1,732

Примечание. $C = -6,908$; $\lg(-C) = 0,8393$

Из логарифмической анаморфозы опытной кривой $x=F(\varphi)$ (фиг. 8) видно, что опытные точки укладываются в прямую линию. Значит, данный процесс сгорания хорошо подчиняется закономерности, выраженной уравнением (56).

Кинетические параметры процесса сгорания, т. е. продолжительность сгорания t_z и показатель характера сгорания m были определены всеми тремя методами.

По методу натянутой нити: $\alpha = 32^\circ$ и $A = 1,94$, следовательно, по формулам (72), (70) и (52) получаем

$$m = \operatorname{ctg} \alpha - 1 = 1,600 - 1 = 0,60;$$

$$\varphi_z = 10^A = 10^{1,94} = 87,1^\circ;$$

$$t_z = \frac{\varphi_z}{6n} = \frac{87,1}{6 \cdot 305} = 0,0476 \text{ сек.}$$

По методу уравнивания погрешностей

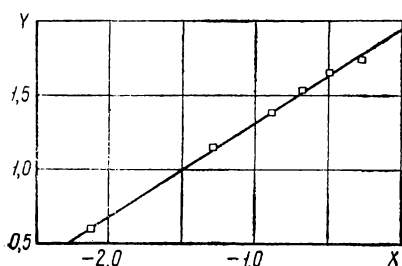
$$\sum_{k=1}^{n'} Y = 0,602 + 1,380 + 1,644 = 3,626;$$

$$\sum_{k=1}^{n'} X = -2,121 - 0,887 - 0,501 = -3,509;$$

$$\sum_{k=1}^{n''} Y = 1,146 + 1,532 + 1,732 = 4,410;$$

$$\sum_{k=1}^{n''} X = -1,290 - 0,684 - 0,286 = -2,260.$$

После подстановки полученных значений в формулу (73) имеем:



$$4,410 = - \frac{1}{m+1} 2,260 + 3A;$$

$$3,626 = - \frac{1}{m+1} 3,509 + 3A.$$

Решая совместно эти два уравнения, получим:

$$m = \frac{1,249}{0,784} - 1 = 0,593 \approx 0,59;$$

$$A = \frac{3,509}{3 \cdot 1,593} + \frac{3,626}{3} = 1,943$$

и по формулам (70) и (52):

$$\varphi_z = 10^{1,943} = 87,7^\circ;$$

$$t_z = \frac{87,7}{6 \cdot 305} = 0,0479 \text{ сек.}$$

По методу наименьших квадратов:

$$\sum_{k=1}^6 Y = 0,602 + 1,146 + 1,380 + 1,532 + 1,644 + 1,732 = 8,036;$$

$$\sum_{k=1}^6 X = -2,121 - 1,290 - 0,887 - 0,684 - 0,501 - 0,286 = -5,769;$$

$$\sum_{k=1}^6 X^2 = 4,499 + 1,664 + 0,787 + 0,468 + 0,251 + 0,082 = 7,751;$$

$$\sum_{k=1}^6 (XY) = -1,278 - 1,478 - 1,223 - 1,048 - 0,824 - 0,495 = -6,346.$$

После подстановки полученных значений в формулы (76) и (77) находим

$$m = \frac{6 \cdot 7,751 - 5,769^2}{-6 \cdot 6,346 + 5,769 \cdot 8,036} - 1 = 0,598 \approx 0,60;$$

$$A = \frac{8,036 + \frac{5,769}{1,598}}{6} = 1,942$$

и по формулам (70) и (52):

$$\varphi_z = 10^{1,942} = 87,5^\circ;$$

$$t_z = \frac{87,5}{6 \cdot 305} = 0,0478 \text{ сек.}$$

Итак, все три метода определения кинетических параметров процесса сгорания по опытным данным дали практически совпадающие результаты.

Для построения теоретических кривых $x = F(\varphi)$ и $w_\varphi = \frac{dx}{d\varphi}$ были использованы уравнения (50) и (53) в виде

$$x = 1 - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}}; \quad (79)$$

$$w_\varphi = \frac{6,908(m+1)}{\varphi} \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^m e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}}. \quad (80)$$

Эти уравнения получены после замены t и t_z соответствующими углами поворота коленчатого вала φ и φ_z по формуле (52); значение C принято равным $-6,908$. При расчетах были приняты значения $m = 0,6$ и $\varphi_z = 87,5^\circ$.

Результаты расчетов для сравнения с опытными данными сведены в табл. 2 и использованы для построения кривых (фиг. 9).

Таблица 2

Опытные и вычисленные значения $x = F(\varphi)$ бескомпрессорного дизеля «Дейтц»

Угол поворота коленчатого вала φ , град.	Опытные значения x	Вычисленные значения x	Отклонения от опыта
4	0,051	0,048	-0,003
14	0,298	0,308	+0,010
24	0,592	0,582	-0,010
34	0,761	0,782	+0,021
44	0,887	0,899	+0,012
54	0,972	0,959	-0,013
64	1,0	0,985	-0,015
70	—	0,992	—
87,5	—	0,999	—

Расчеты и кривые фиг. 9 убедительно показывают, что вычисленные значения соответствуют опытным данным. Небольшие отклонения не являются систематическими.

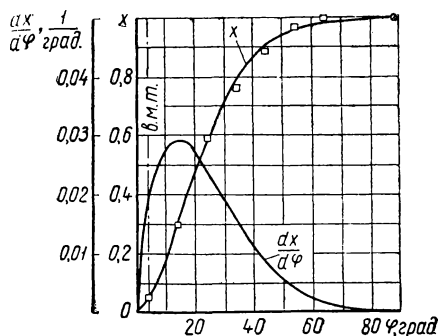
Во всех приводимых ниже случаях проверки уравнения выгорания (56) строились логарифмические анаморфозы опытных кривых $x=F(\varphi)$. Эти построения показали, что опытные точки хорошо ложатся на прямые линии. Величины параметров процесса сгорания m , t_z и φ_z определялись методом натянутой нити.

На фиг. 10 показаны опытные точки характеристик выгорания газойля в двухтактном авиационном дизеле ЮМО-4 ($N_e=700$ л. с., $n=1700$ об/мин.). Точки кривой 1 нанесены по опытным данным, приведенным в работе проф. Н. В. Иноземцева [54], а точки кривой 2 — по данным инж. Б. Ф. Коробова и др. [52]. По найденным значениям m и φ_z были рассчитаны по формуле (79) теоретические кривые $x=F(\varphi)$, которые показаны на фиг. 10.

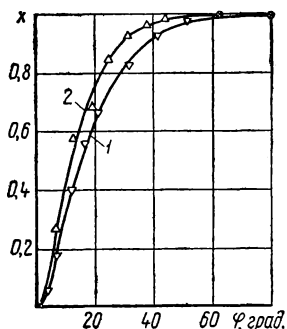
На фиг. 11 нанесены опытные точки характеристики выгорания топлива в предкамерном дизеле водяного охлаждения ($p_i=7,67$ кг/см²; $n=1635$ об/мин). Опытные данные взяты из работы Ф. Шмидта [55]. Доля сгоревшего топлива за время поворота коленчатого вала на угол φ определялась по формуле (64). Параметры процесса сгорания предкамерного дизеля следующие: $m=0,5$; $t_z=0,01407$ сек. и $\varphi_z=138^\circ$. На той же фиг. 11 вычерчена теоретическая кривая $x=F(\varphi)$, точки которой были вычислены по формуле (79) и найденным значениям параметров m и φ_z .

На фиг. 12 приведены опытные точки характеристик выгорания газойля, полученных Р. В. Федоровым на быстроходном одноцилиндровом дизеле ($n=2000$ об/мин.) и приведенных в труде Н. В. Иноземцева и В. К. Кошкина [8]. Дизель работал с наддувом. Были определены параметры процесса сгорания для двух значений давления наддува: $p_k=2,0$ кг/см²; $m=0,33$; $t_z=0,0135$ сек. и $\varphi_z=162^\circ$; $p_k=2,5$ кг/см²; $m=0,73$; $t_z=0,0107$ сек. и $\varphi_z=129^\circ$. По найденным параметрам были рассчитаны кривые $x=F(\varphi)$, которые вычерчены на фиг. 12.

Интересно отметить, что при увеличении степени наддува дизеля продолжительность сгорания t_z уменьшается, а показатель характера сгорания m увеличивается. Последним фактом можно объяснить, почему с повышением степени наддува работа дизеля делается более мягкой. Были проведены подробные исследования [8] динамики процесса сгорания в двигателях разных типов, в частности, быстроходного автомобильного дизеля со струйным смесеобразованием ($N_e=65$ л. с.; $n=1600$ об/мин). Исследование динамики процесса сгорания производилось при работе двигателя по различным характеристикам — внешней, нагрузочной, по углу опережения впрыскивания, а также при работе на различных сортах топлива. По всем режимам определялись характеристики выгорания путем соответствующей обработки индикаторных диаграмм.



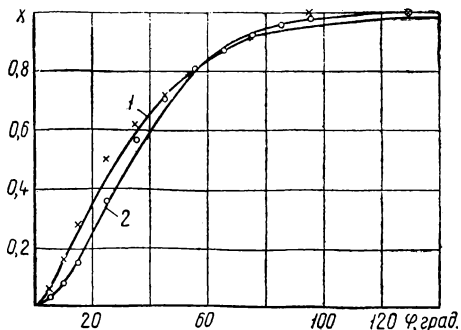
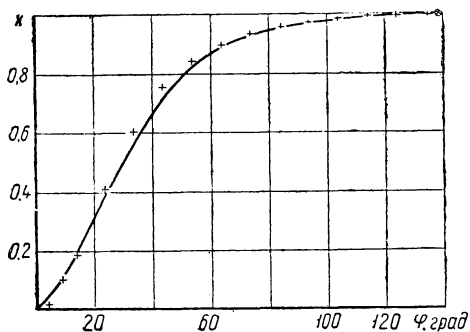
Фиг. 9. Опытные точки характеристики выгорания газойля в бескомпрессорном дизеле и теоретические кривые выгорания топлива x и скорости сгорания $\frac{dx}{d\varphi}$, построенные соответственно по формулам (79) и (80).



Фиг. 10. Опытные точки характеристик выгорания газойля в двухтактном дизеле ЮМО-4 и теоретические кривые:

1 — $m = 0.40$, $t_z = 0,0078$ сек., $\varphi_z = 7,5^\circ$; 2 — $m = 0,36$, $t_z = 0,00618$ сек., $\varphi_z = 63^\circ$.

Фиг. 11. Опытные точки характеристики выгорания топлива в предкамерном дизеле и теоретическая характеристика выгорания.



Фиг. 12. Опытные точки характеристик выгорания газойля в дизеле с наддувом и теоретические кривые $x = F(\varphi)$:

1 — $\rho_k = 2,0$ кг/см²; 2 — $\rho_k = 2,5$ кг/см².

На фиг. 13 вместе с опытными точками характеристик выгорания при работе автомобильного дизеля по внешней характеристике показаны теоретические кривые, рассчитанные по формуле (79). В зависимости от числа оборотов дизеля были получены следующие значения параметров сгорания:

$$\begin{aligned} n=1600 \text{ об/мин.}; m=-0,16; t_z=0,0378 \text{ сек. и } \varphi_z=364^\circ; \\ n=1200 \text{ об/мин.}; m=-0,13; t_z=0,0383 \text{ сек. и } \varphi_z=276^\circ; \\ n=1000 \text{ об/мин.}; m=-0,08; t_z=0,0333 \text{ сек. и } \varphi_z=200^\circ. \end{aligned}$$

Анализ показывает, что в случае струйного смесеобразования показатель характера сгорания m практически не зависит от числа оборотов. То же самое можно сказать о продолжительности сгорания, выраженной в единицах времени (t_z). Продолжительность сгорания, выраженная в градусах угла поворота коленчатого вала φ_z , повышается с увеличением числа оборотов, что в сочетании с малой величиной m приводит к затяжному сгоранию, которое понижает экономичность и повышает тепловую напряженность дизеля.

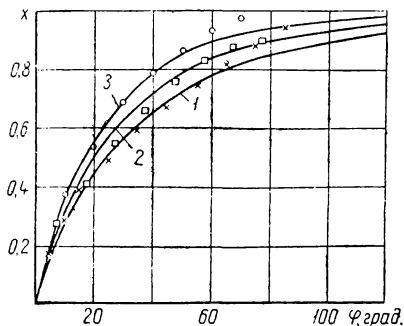
Следует отметить, что приведенные выше высокие численные значения продолжительности сгорания φ_z являются условными величинами, т. е. эти величины могли бы быть получены при условии не слишком большого падения температуры. В действительности в двигателях в конце процесса расширения (начале выпуска) температура газов значительно уменьшается и в случае затяжного горения последние стадии процессов сгорания обрываются, не доходя до своего теоретического конца. Часто именно этим следует объяснить появление сажи в отработанных газах дизеля в количестве тем большем, чем более растянута по той или иной причине процесс сгорания.

На фиг. 14 показаны опытные точки характеристик выгорания и теоретические кривые $x=F(\varphi)$ для автомобильного дизеля при работе его по нагрузочной характеристике, т. е. при постоянном числе оборотов ($n=1600$ об/мин.) и переменной нагрузке. Были выявлены параметры сгорания: при нагрузке 100% $m=-0,16$; $t_z=0,0379$ сек. и $\varphi_z=364^\circ$; при нагрузке 25% $m=-0,16$; $t_z=0,02615$ сек. и $\varphi_z=251^\circ$.

Из анализа следует, что показатель m с изменением нагрузки не изменяется. Продолжительность сгорания с повышением нагрузки увеличивается, причем прямо пропорционально продолжительности впрыскивания.

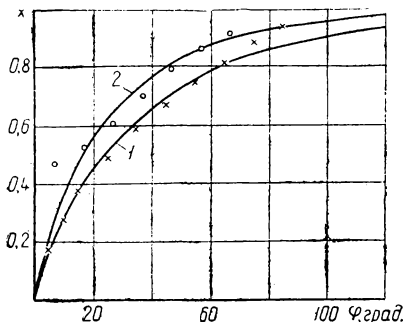
Графики фиг. 15 характеризуют процесс сгорания в том же дизеле при переменном угле впрыскивания газойля и постоянном числе оборотов ($n=1600$ об/мин.). Кривая 1 соответствует углу опережения впрыскивания $\theta_{впр}=18^\circ$, а кривая 2 $\theta_{впр}=13^\circ$. Параметры сгорания:

$$\begin{aligned} \theta_{впр}=18^\circ; m=0,08; t_z=0,0221 \text{ сек. и } \varphi_z=212^\circ; \\ \theta_{впр}=13^\circ; m=-0,06; t_z=0,0301 \text{ сек. и } \varphi_z=289^\circ. \end{aligned}$$



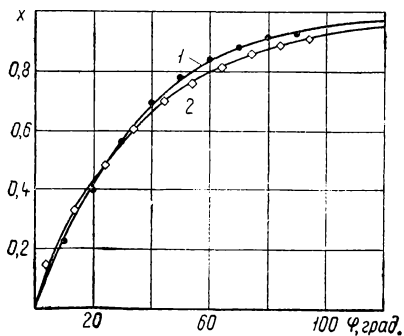
Фиг. 13. Опытные точки характеристик выгорания газойля в автомобильном дизеле со струйным смесеобразованием при его работе по внешней характеристике и теоретические кривые $x = F(\varphi)$:

1 — $n = 1600$ об/мин.; 2 — $n = 1200$ об/мин.;
3 — $n = 1000$ об/мин.

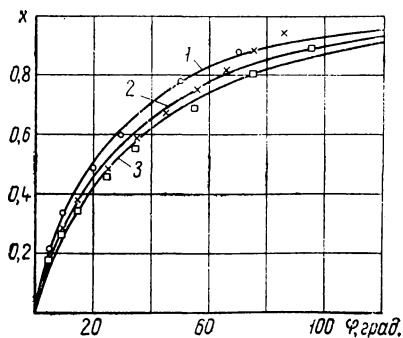


Фиг. 14. Опытные точки характеристик выгорания газойля в автомобильном дизеле со струйным смесеобразованием при его работе по нагрузочной характеристике и теоретические кривые $x = F(\varphi)$:

1 — при нагрузке 100%; 2 — при нагрузке 25%.

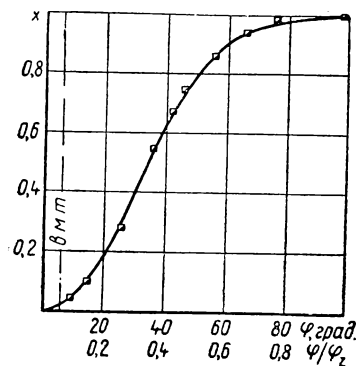


Фиг. 15. Опытные точки характеристик выгорания газойля в автомобильном дизеле со струйным смесеобразованием при его работе с переменным углом опережения впрыскивания и теоретические кривые $x = F(\varphi)$.



Фиг. 16. Опытные точки характеристик выгорания различного топлива в автомобильном дизеле со струйным смесеобразованием и теоретические кривые $x = F(\varphi)$.

Наконец, графики фиг.16 отображают процесс сгорания в автомобильном дизеле при работе на различных сортах топлива при постоянном положении рейки топливного насоса и постоянном числе оборотов ($n=1600$ об/мин.). Кривая 1 соответствует процессу сгорания керосина, кривая 2 — газойля и кривая 3 — тяжелого дизельного топлива. Параметры сгорания: для керосина $m=-0,16$; $t_z=0,0315$ сек. и $\varphi_z=302^\circ$; для газойля $m=-0,16$; $t_z=0,0378$ сек. и $\varphi_z=364^\circ$; для тяжелого дизельного топлива $m=-0,16$; $t_z=0,0425$ сек. и $\varphi_z=408^\circ$.



Фиг. 17. Опытные точки характеристики выгорания топлива в компрессорном дизеле и теоретическая кривая $x = F(\varphi)$.

Для более тяжелого топлива продолжительность сгорания увеличивается, что можно объяснить более медленным испарением топлива при увеличении его удельного веса.

На фиг. 17 нанесены опытные точки характеристики выгорания топлива в компрессорном дизеле. Характеристика была получена К. Нейманом по методу, основанному на анализе проб газов, взятых из цилиндра в различные моменты времени. Характеристика приведена в статье Г. Фишера [56]. Кинетические параметры процесса сгорания оказались равными: $\varphi_z=97,7^\circ$ и $m=1,2$. На опытные

точки фиг. 17 наложена теоретическая кривая выгорания топлива, вычисленная по уравнению (56). Очень интересно отметить высокое значение показателя характера сгорания по сравнению с бескомпрессорными дизелями. Вдувание топлива в камеру сгорания сжатом воздухом обеспечивает не только мелкое распыливание, но и особый тип смесеобразования и сгорания.

Сопоставим часть характеристик выгорания рассмотренных выше дизелей, отличающихся различными способами смесеобразования и разными условиями работы. На фиг. 18 приведены логарифмические анаморфозы соответствующих характеристик выгорания. Анаморфоза характеристики выгорания, полученная для тракторного газогенераторного двигателя ХТЗ Д2Г, сопоставлена с анаморфозами характеристик выгорания дизелей, потому что, как показало исследование (см. стр. 72), процесс сгорания в газогенераторном двигателе по характеру сгорания, определяемого показателем m , подобен процессам сгорания в дизелях.

Прямые 6 дизеля ЮМО-4 и 3 — стационарного дизеля отсекают на оси наименьшие ординаты. Значит, в этих двух дизелях относительная продолжительность сгорания φ_z , выражаемая в градусах поворота коленчатого вала, наименьшая. Прямые

4 и 5 автомобильного дизеля со струйным смесеобразованием и прямая 7 газогенераторного двигателя отсекают на оси наибольшие ординаты. Значит, в этих двигателях относительная продолжительность сгорания φ_z наибольшая.

Максимальный угол наклона имеет прямая 5 автомобильного дизеля со струйным распыливанием, а минимальный — прямая 8 компрессорного дизеля. Значит, для первого дизеля показатель характера сгорания m имеет наименьшую, а для второго — наибольшую величину.

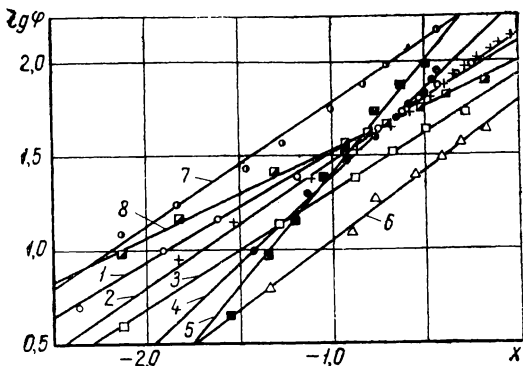
На фиг. 19 и 20 для тех же двигателей показаны опытные точки характеристик выгорания, а также соответственно кривые $x=F(\varphi^\circ)$ и $x=F(t)$, полученные расчетом. Наименьшую продолжительность сгорания как в относительных, так и абсолютных единицах времени, имеет дизель ЮМО-4. Как известно, в этом дизеле осуществляется энергичное завихрение свежего заряда в процессе продувки. В газогенераторном двигателе, наоборот, процесс сгорания очень растянут как во времени, так и в градусах поворота коленчатого вала.

Во всех рассмотренных случаях опытная проверка уравнения выгорания (56) показала его несомненную пригодность для описания развития во времени процессов сгорания в дизелях.

Опытные данные по сгоранию топлива в двигателях с воспламенением от электрической искры. На фиг. 21 приведены опытные точки характеристики выгорания керосина в карбюраторном тракторном двигателе ХТЗ с воспламенением от электрической искры ($D=115$ мм; $S=152$ мм; $n=1100$ об/мин.; $\epsilon=4,2$; $p_i=4,71$ кг/см²; $\alpha=1,16$). Точки $x=F(\varphi)$ построены по опытным данным Иноземцева и Кошкина [8].

Доля сгоревшего топлива за время поворота коленчатого вала на угол φ определялась условно по формуле

$$x = \frac{x_i}{x_{i\max}}, \quad (81)$$



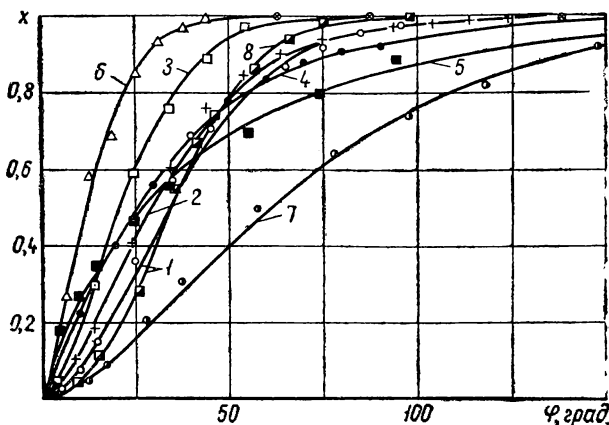
Фиг. 18. Логарифмические анаморфозы характеристик выгорания топлива в разных дизелях и газогенераторном двигателе:

1 — экспериментальный одноцилиндровый дизель с наддувом; 2 — предкамерный дизель; 3 — стационарный четырехтактный бескомпрессорный дизель с непосредственным впрыском топлива; 4, 5 — автомобильные дизели со струйным смесеобразованием; 6 — двухтактный авиационный дизель ЮМО-4; 7 — тракторный газогенераторный двигатель ХТЗ Д2Г; 8 — компрессорный дизель.

где x_i — доля теплотворности топлива, затраченная в процессе сгорания на повышение внутренней энергии рабочего тела и работу за время от момента зажигания до данного момента времени;

$x_{i\max}$ — доля теплотворности топлива, затраченная в процессе сгорания на повышение внутренней энергии рабочего тела и работу за весь процесс сгорания; для рассматриваемого случая $x_{i\max}=0,95$.

Приведенный метод определения x предполагает, что потеря теплоты в стенки составляет неизменную на всем протяжении процесса сгорания долю теплоты сгорания топлива, что приблизительно соответствует данным опыта.



Фиг. 19. Опытные точки характеристик выгорания топлива в разных дизелях и газогенераторном двигателе в зависимости от угла поворота коленчатого вала и теоретические кривые $x=F(\varphi)$ (позиции те же, что и для фиг. 18).

Была построена анаморфоза опытной характеристики выгорания керосина. Методом натянутой нити по формулам (70) и (72) были найдены кинетические параметры сгорания

$$m=3,3; t_z=0,0158 \text{ сек. и } \varphi_z=104^\circ.$$

По этим параметрам была вычислена по формуле (79) теоретическая кривая $x=F(\varphi)$, которая построена на фиг. 21.

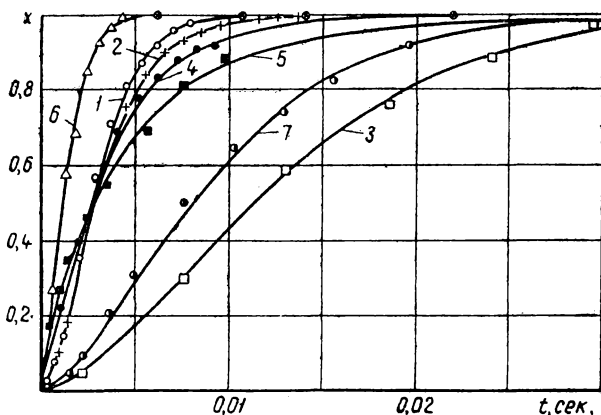
На фиг. 22 изображены опытные точки характеристики выгорания легкого топлива в одноцилиндровом двигателе с воспламенением от электрической искры. Опытные данные взяты из статьи А. С. Соколика [48]. При обработке логарифмической анаморфозы получены значения $m=2,2$ и $\varphi_z=45,3^\circ$. На фиг. 22 показаны опытные точки характеристики выгорания при нормальном режиме работы двигателя (угол опережения зажигания $\theta=25^\circ$). Кружочками отмечены опытные точки, определенные по массе

сгоревшего заряда, а крестиками — по росту давления газов от сгорания. Кривая найдена расчетом по уравнению (79).

И. А. Плешанов [53] провел на одноцилиндровой установке исследование процесса сгорания в цилиндре авиационного двигателя М-17 ($D=160$ мм; $S=190$ мм; $n=1600$ об/мин.; степень сжатия $\varepsilon=6,35$; угол опережения зажигания $\theta=25^\circ$). При исследовании переменным параметром являлся коэффициент избытка воздуха α . Характеристики процесса выгорания были выявлены обработкой индикаторных диаграмм.

Доли сгоревшего топлива x определялись (придерживаясь обозначений И. А. Плешанова) по формуле

$$x = \frac{\xi'}{\xi'_{\max}} \quad (81a)$$



Фиг. 20. Опытные точки характеристик выгорания топлива в разных дизелях и газогенераторном двигателе в зависимости от времени t и теоретические кривые $x=F(t)$ (позиции те же, что и для фиг. 18, без позиции 8).

Эта формула тождественна формуле (81); в ней ξ' и ξ'_{\max} имеют тот же смысл, что x_i и $x_{i\max}$ в формуле (81). Анализ логарифмических анаморфоз характеристик выгорания позволил установить, что показатель характера сгорания m для всех значений α равен 3,8, продолжительность же сгорания φ_z , как это видно из табл. 3, различна. По показателю $m=3,8$ и найденным величинам φ_z были вначале вычислены по формуле (79) значения $x=F(\varphi)$, а затем определены величины $\xi'=\Phi(\varphi)$ по формуле

$$\xi' = \xi'_{\max} x. \quad (82)$$

Значения ξ'_{\max} в зависимости от коэффициента избытка воздуха α приведены в табл. 3.

Параметры процесса сгорания в авиационном двигателе М-17

Коэффициент избытка воздуха α	Вычисленная продолжительность сгорания φ_z , град.	Продолжительность сгорания φ_z по опытным данным И. А. Плешанова, град.	Коэффициент использования тепла ϵ' max (по опытам И. А. Плешанова)
0,572	54,7	55	0,500
0,627	52	52	0,565
0,760	48,4	50	0,710
0,849	46,1	48	0,865
0,980	50,1	52,5	0,885
1,076	59,6	62	0,895
1,13	70,8	70	0,900

На фиг. 23 и 24 приведены опытные точки характеристик выгорания в цилиндре двигателя М-17, построенные по доле ξ' теплотворности топлива, затраченной в процессе сгорания на повышение внутренней энергии рабочего тела и работу, а также теоретические кривые $\xi' = \Phi(\varphi)$.

Графики фиг. 25 отображают процесс сгорания изооктана в Г-образной камере сгорания двигателя с воспламенением от электрической искры ($D=73$ мм; $S=120,65$ мм; $n=900$ об/мин.; $\epsilon=4,6$; $\theta=25^\circ$). Точки, отмеченные на этих графиках, соответствуют опытным данным по сгоранию массы заряда в функции угла поворота коленчатого вала для трех значений коэффициента избытка воздуха α [43]. Перенесенные в логарифмическую координатную систему опытные точки $x=F(\varphi)$ хорошо укладываются в прямые. Методом натянутой нити были определены кинетические параметры сгорания для трех значений α :

$$\alpha=0,865; m=2,6; t_z=0,00907 \text{ сек. и } \varphi_z=49^\circ;$$

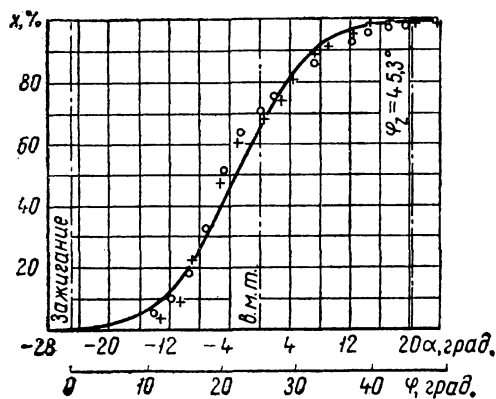
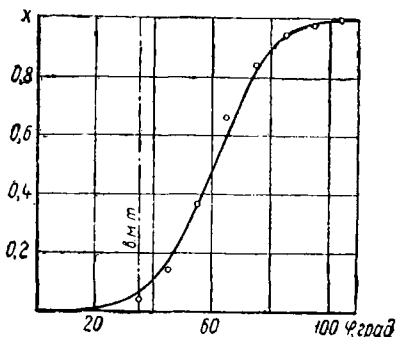
$$\alpha=1,07; m=4,3; t_z=0,00810 \text{ сек. и } \varphi_z=43,7^\circ;$$

$$\alpha=1,27; m=3,4; t_z=0,01270 \text{ сек. и } \varphi_z=68,6^\circ.$$

По этим параметрам при помощи уравнения (79) были рассчитаны теоретические кривые $x=F(\varphi)$, которые построены на фиг. 25.

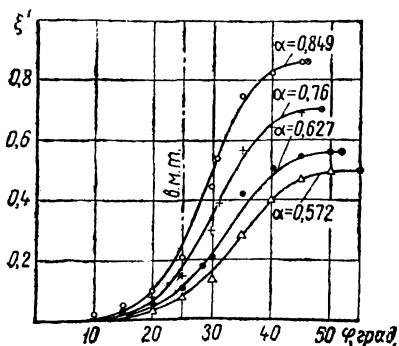
Графики фиг. 26 характеризуют процесс сгорания бензина в Г-образной камере сгорания опытного одноцилиндрового двигателя с воспламенением от электрической искры ($D=102$ мм; $S=152$ мм; $n=1300$ об/мин.; $\epsilon=5$; $\theta=55^\circ$). Этот четырехтактный карбюраторный двигатель был изготовлен в лаборатории тепловых двигателей МАИ специально для исследования процессов сгорания.

Фиг. 21. Опытные точки характеристики выгорания керосина в карбюраторном двигателе и теоретическая кривая $x = F(\varphi)$.



Фиг. 22. Опытные точки характеристики выгорания легкого топлива в одноцилиндровом двигателе с воспламенением от электрической искры и теоретическая кривая $x = F(\varphi)$.

Фиг. 23. Опытные точки характеристик выгорания бензина в авиационном двигателе М-17 и теоретические кривые для значений α от 0,572 до 0,849.



Опытные точки фиг. 26 заимствованы из труда Иноземцева и Кошкина [8] для случая работы двигателя при переменном коэффициенте избытка воздуха α . По формуле Иноземцева

$$x' = \frac{Q_x}{B_0 H_u},$$

где x' — отношение теплоты, выделившейся к данному моменту времени, ко всей теплоте топлива;

Q_x — теплота сгорания топлива, выделившаяся к данному моменту времени, ккал;

B_0 — количество топлива, подаваемого на каждый цикл, кг;

H_u — теплотворность топлива, ккал/кг.

Иноземцев обозначает величину x' буквой x . Смысл величины x' не тождественен смыслу величины, обозначаемой автором буквой x (см. формулу 64). Автор определяет долю сгоревшего топлива x как отношение Q_x к общей теплоте, выделившейся при сгорании топлива к концу процесса сгорания, а не ко всей теплоте топлива. Поскольку в данных опытах отношение теплоты, выделившейся к концу процесса сгорания, к теплоте топлива значительно меньше единицы, значения x определялись по формуле

$$x = \frac{x'}{x_{\max}}. \quad (83)$$

Метод определения x по формуле (83) предполагает, что потери от неполноты сгорания составляют неизменную на всем протяжении процесса сгорания долю от теплоты сгорания топлива ($\delta = \text{const}$).

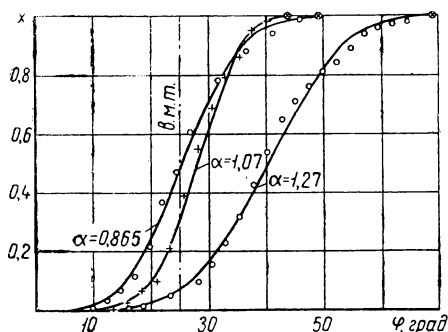
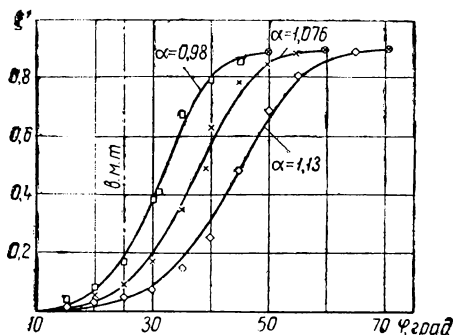
Для коэффициента избытка воздуха $\alpha = 0,93$ было принято значение $x'_{\max} = 0,91$, а для $\alpha = 1,22$ — значение $x'_{\max} = 0,95$. По полученным значениям x были построены логарифмические анаморфозы опытных характеристик выгорания двигателя МАИ для двух значений коэффициента α . В результате были установлены кинетические параметры сгорания:

$$\begin{aligned} \alpha = 0,93; \quad m = 3,6; \quad t_z = 0,01205 \text{ сек. и } \varphi_z = 94^\circ; \\ \alpha = 1,22; \quad m = 4,2; \quad t_z = 0,01540 \text{ сек. и } \varphi_z = 120^\circ. \end{aligned}$$

По этим параметрам с помощью уравнения (79) были вычислены теоретические кривые $x = F(\varphi)$, которые построены на фиг. 26.

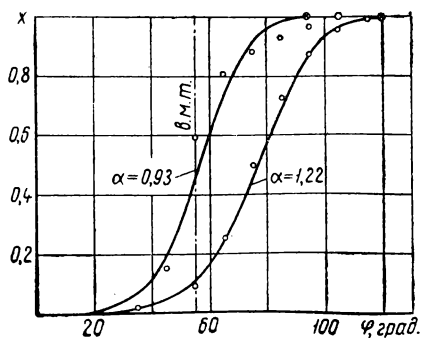
В труде докт. техн. наук Н. М. Глаголева [19] приводятся характеристики тепловыделения газогенераторного двигателя ХТЗ Д2Г ($D = 125$ мм; $S = 152$ мм; $n = 1250$ об/мин.). Одна из этих характеристик (степень сжатия $\varepsilon = 8,14$ и угол опережения зажигания $\theta = 37,5^\circ$) была использована автором для проверки уравнения выгорания (56). Обработка логарифмической анаморфозы опыт-

Фиг. 24. Опытные точки характеристик выгорания бензина в авиационном двигателе М-17 и теоретические кривые для значений α от 0,98 до 1,13.



Фиг. 25. Опытные точки характеристик выгорания изооктана в двигателе с принудительным зажиганием и теоретические кривые $x = F(\varphi)$ для трех значений коэффициента избытка воздуха α .

Фиг. 26. Опытные точки характеристик выгорания бензина в опытном двигателе МАИ с принудительным зажиганием и теоретические кривые $x = F(\varphi)$ для двух значений коэффициента избытка воздуха α .



ной характеристики выгорания дала следующие значения параметров сгорания:

$$m=0,5; t_z=0,0376 \text{ сек. и } \varphi_z \approx 282^\circ$$

По этим данным была рассчитана по уравнению (79) теоретическая кривая, показанная вместе с опытными точками на фиг. 27.

Проверка уравнения (56) опытными данными показала его пригодность также для описания развития процесса сгорания во времени в двигателях с воспламенением от электрической искры.

Опытные данные по сгоранию топлива в газовом потоке. В своем труде Н. В. Иноземцев и В. К. Кошкин [8] приводят экспериментальные исследования процессов сгорания в стационарном и пульсирующем газовых потоках. Эти исследования имеют прямое отношение к проблеме интенсификации процессов сгорания в газовых турбинах и реактивных двигателях. Раскрытие закономерностей в развитии процессов сгорания во времени в газовых потоках представляет несомненный теоретический и практический интерес. На фиг. 28 показаны графики, характеризующие процесс сгорания бензина в непрерывном газовом потоке в цилиндрической камере сгорания (длина рабочей части $l=1195$ мм и диаметр $d \approx 230$ мм). Опытные точки графиков взяты из труда Иноземцева и Кошкина [8]. Камера не имела турбулизирующих устройств. Графики соответствуют двум режимам сгорания:

1) сопло истечения газов закрыто; выходное сечение $f_{con} = 38 \text{ см}^2$; среднее давление в камере $p_k = 1,277 \text{ кг/см}^2$; температура входящего воздуха $T_1 = 766^\circ\text{К}$; коэффициент избытка воздуха $\alpha = 1,94$;

2) сопло истечения газов открыто; выходное сечение $f_{con} = 196 \text{ см}^2$; среднее давление в камере $p_k = 1,044 \text{ кг/см}^2$; температура входящего воздуха $T = 741^\circ\text{К}$; коэффициент избытка воздуха $\alpha = 1,94$.

Доли сгоревшего топлива к данному моменту времени t определялось по формуле (81). При этом, поскольку значения $x_{i_{max}}$ не были известны, тепловые потери в стенки были оценены в 10% и доля $x_{i_{max}}$ была принята равной 0,9. По найденным значениям x были построены логарифмические анаморфозы опытных характеристик выгорания и выявлены кинетические параметры

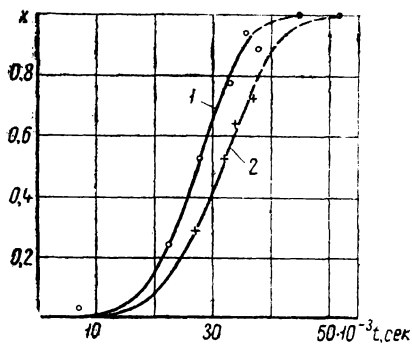
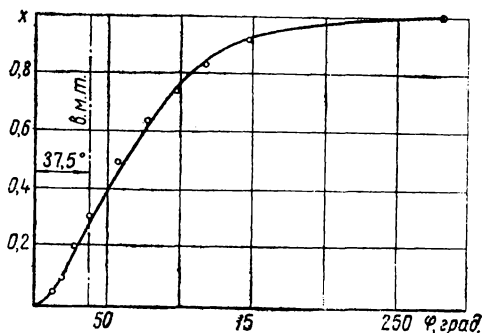
$$p_k = 1,277 \text{ кг/см}^2; m = 3,6 \text{ и } t_z = 0,045 \text{ сек.};$$

$$p_k = 1,044 \text{ кг/см}^2; m = 3,6 \text{ и } t_z = 0,052 \text{ сек.}$$

Значения этих параметров были вставлены в уравнение (56), по которому вычислялись теоретические кривые $x = F(t)$, показанные на фиг. 28.

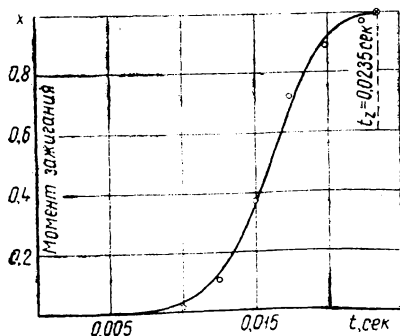
На фиг. 29 приведен график, отображающий процесс сгорания бензина в пульсирующем газовом потоке. Опытные данные для этих графиков также позаимствованы из труда Иноземцева

Фиг. 27. Опытные точки характеристики выгорания генераторного газа в двигателе ХТЗ ДГ и теоретическая кривая $x = F(\varphi)$.



Фиг. 28. Опытные точки характеристик выгорания бензина в стационарном газовом потоке и теоретические кривые $x = F(t)$ для двух значений давления газов p_K :
 1 — $p_K = 1,277 \text{ кг/см}^2$; 2 — $p_K = 1,044 \text{ кг/см}^2$.

Фиг. 29. Опытные точки характеристики выгорания бензина в пульсирующем газовом потоке и теоретическая кривая $x = F(t)$.



и Кошкина [8]. Размеры камеры сгорания: $l=700$ мм, $d=150$ мм. Сопло истечения имело диаметр $d_{\text{con}}=41,5$ мм.

Для проверки справедливости уравнения выгорания для пульсирующего газового потока была использована опытная кривая $x=F(t)$, полученная при следующем режиме: число циклов $n=660$ цикл/мин., коэффициент избытка воздуха $\alpha=1,14$. Значения x определялись по формуле (83). Опытное значение $x_{\text{max}}=0,8$. Логарифмическая анаморфоза опытной характеристики выгорания позволила определить кинетические параметры. Для указанного режима они оказались равными:

$$m=5,2 \text{ и } t_z=0,0235 \text{ сек.}$$

По этим параметрам с использованием уравнения (56) была определена теоретическая кривая $x=F(t)$, которая вместе с опытными точками приведена на фиг. 29.

Проверка уравнений выгорания (56) и (79) была произведена на материале, охватывающем тридцать пять опытных характеристик тепловыделения и выгорания. Эти характеристики были получены рядом экспериментаторов, работавших независимо друг от друга. Из тридцати пяти характеристик тепловыделения и выгорания шестнадцать приходится на долю бескомпрессорных дизелей пяти различных конструктивных типов, одна — на долю компрессорного дизеля, пятнадцать — на долю двигателей с воспламенением от электрической искры шести различных конструктивных типов и три — на процессы сгорания в стационарном и пульсирующем газовых потоках.

Опытные характеристики были получены при сгорании различного топлива: газойля, керосина, тяжелого дизельного топлива (в дизелях) и бензина, изооктана, генераторного газа (в двигателях с воспламенением от электрической искры). Во всех случаях уравнения выгорания (56) и (79) хорошо отражают фактическое протекание процессов сгорания во времени. Случайность совпадения опытных данных с теоретическими кривыми при таком разнообразии опытного материала исключается. Поэтому приходится допустить, что степенная зависимость относительной плотности эффективных центров от времени, выраженная уравнением (43), а также определяемые этой зависимостью уравнения выгорания и скорости сгорания отображают объективную закономерность, присущую процессам сгорания углеводородного топлива и генераторного газа в двигателях внутреннего сгорания и газовых потоках.

6. АНАЛИЗ ПАРАМЕТРОВ И УРАВНЕНИЙ СКОРОСТИ СГОРАНИЯ

Из уравнений выгорания (50), (56), (79) и скорости сгорания (51), (53), (54), (57), (80) следует, что ход развития процесса сгорания во времени в двигателях может быть однозначно описан, если известны два параметра: показатель характера сгорания

m и продолжительность сгорания t_z . Эти два параметра можно рассматривать как особые кинетические константы, определяющие скорость данного процесса сгорания в двигателях. Они входят во все упомянутые уравнения выгорания и скорости сгорания. Проанализируем более подробно кинетические параметры m и t_z , играющие такую важную роль в уравнениях автора.

Предварительно дадим некоторые пояснения по вопросу об относительной плотности эффективных центров ρ , входящей в общие уравнения скорости цепных реакций (39) и (40). Математический анализ этих уравнений и анализ опытных данных, главным образом по сгоранию углеводородного топлива в двигателях, позволили выявить степенную зависимость ρ от времени:

$$\rho = kt^m. \quad (43)$$

Из всех основных элементарных функций степенная функция оказалась наиболее приемлемой для описания этой зависимости. В данном случае достоинства степенной функции заключаются в хорошей воспроизводимости ею результатов опытов, в ее простоте и, что очень важно, в возможности описания целой гаммы закономерностей сгорания путем простого изменения одного постоянного параметра m , который однозначно определяет характер развития реакции во времени (см. фиг. 5 и 6).

Коэффициент пропорциональности k в уравнении (43) можно выразить через кинетические параметры t_z и m . Используя уравнение (46), после перенесения членов и логарифмирования получим

$$-\frac{K}{m+1} t_z^{m+1} = \ln(1-x_z) = C,$$

откуда, учитывая равенство $K = nk$, найдем формулу

$$k = -\frac{C(m+1)}{nt_z^{m+1}}. \quad (84)$$

Подставляя значение, полученное для k из формулы (84), в уравнение (43), будем иметь

$$\rho = -\frac{C(m+1)}{nt_z^{m+1}} t^m. \quad (85)$$

Для иллюстрации уравнения (85) на фиг. 30 приведены графики ρ в функции времени t для нескольких значений m . Там же пунктирными кривыми нанесены значения доли невыгоревшего топлива $1-x$ и скорости сгорания $w = \frac{dx}{dt} = \frac{w_0}{t_z}$, вычисленные по уравнениям (56) и (57).

При значении $m=0$ величина $\rho = -\frac{C}{nt_z} = \text{const}$. Постоянство ρ соответствует кинетическому механизму сгорания, при ко-

тором на протяжении всего процесса химического превращения скорость генерации эффективных центров $\frac{dN_e}{dt}$ прямо пропорциональна числу молекул исходного вещества N

$$\frac{dN_e}{dt} = \rho N = \text{const } N.$$

Примером химических реакций этого типа могут служить мономолекулярные реакции, для которых эффективными центрами следует считать распадающиеся во время свободного полета молекулы исходного вещества.

Можно показать, что реакции $\rho = \text{const}$ представляют собой реакции первого порядка, скорость которых, как известно, прямо пропорциональна концентрации реагирующего вещества.

Доля прореагировавшего вещества к моменту времени t равна

$$x = \frac{\chi}{a},$$

значит,

$$\chi = ax, \quad (86)$$

где a — число молей исходного реагирующего вещества;

χ — число молей вещества, прореагировавшего за время t .

Число молей реагента, не успевшего прореагировать к моменту времени t , равно

$$a - \chi = a(1 - x),$$

а концентрация

$$c = \frac{a - \chi}{V} = \frac{a}{V}(1 - x), \quad (87)$$

где V — объем, занимаемый реагирующей смесью;

c — концентрация реагирующего вещества к моменту времени t .

Скорость реакции получаем дифференцированием уравнения (87) по времени

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{1}{V} \cdot \frac{d\chi}{dt} = -\frac{a}{V} \cdot \frac{dx}{dt}. \quad (88)$$

Подставляя в уравнение (88) найденное ранее выражение (40) для удельной скорости реакции, получим

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{a}{V} \cdot \frac{dx}{dt} = -\frac{a}{V} n \rho (1 - x) = -n \rho \frac{a - \chi}{V}$$

или, учитывая выражение (87),

$$\frac{dc}{dt} = -n \rho c. \quad (89)$$

Если показатель $m=0$, то, согласно уравнению (85), имеем

$$p\rho = -\frac{c}{t_z} = k = \text{const}, \quad (90)$$

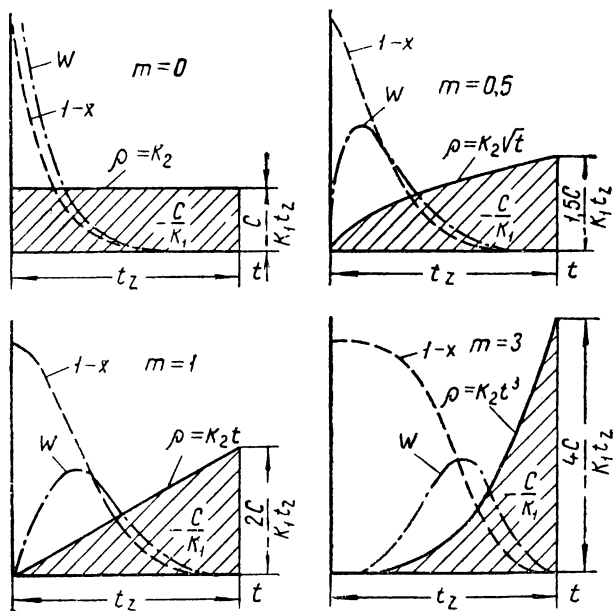
и уравнения (89), (88), (86) после соответствующих подстановок (90), (40) и (50) преобразуются в известные из химической кинетики классические уравнения мономолекулярных реакций (реакций первого порядка):

$$\frac{dc}{dt} = -kc;$$

$$\frac{dx}{dt} = a \frac{dx}{dt} = k(a - x);$$

$$\chi = ax = a(1 - e^{-kt}).$$

Следовательно, последние три классических уравнения являются частными случаями выведенных в данной работе уравнений.



Фиг. 30. Кривые, показывающие изменение во времени t плотности эффективных центров ρ , доли невыгоревшего топлива $1-x$ и скорости сгорания w в зависимости от показателя характера сгорания m .

Этот факт может служить одним из доводов в пользу реальности закономерности, отображаемой уравнением (44).

Из фиг. 30 видно, что для показателей характера реакции $m > 0$ величина ρ является возрастающей функцией времени. Ха-

ракет возрастания функции ρ определяется численным значением показателя m . При $m=0,5$ относительная плотность эффективных центров ρ растет по закону параболы симметричной оси времени; при $m=1$ плотность ρ возрастает по закону прямой; при $m=2$ — по закону параболы второй степени; при $m=3$ — по закону параболы третьей степени и т. д. Тот или иной характер изменения ρ по времени определяется главным образом механизмами элементарных химических превращений, зависящими, как уже было отмечено, от многих физико-химических факторов.

Заштрихованные площади фиг. 30 под кривыми $\rho=\psi(t)$ одинаковы по величине. В самом деле, интегрируя функцию $\rho=\psi(t)$ в пределах $0-t_z$ и подставляя в интеграл из уравнения (85) значения для ρ , получим:

$$\int_0^{t_z} \rho dt = -\frac{C(m+1)}{nt_z^{m+1}} \int_0^{t_z} t^m dt = -\frac{C}{n}.$$

Если $x_z=0,999$ и $n=1$, то

$$\int_0^{t_z} \rho dt = 6,908.$$

Кривые $\rho=\psi(t)$ представляют собой семейство кривых распределения относительной плотности эффективных центров во времени. В сложных случаях возможны другие кривые распределения. Однако кривые, основанные на степенной зависимости ρ от t , дают самое простое решение для нашей задачи и, как это было показано выше, хорошо подтвердились опытными данными по сгоранию топлива в двигателях.

Удельная скорость сгорания

$$w = \frac{w_m}{N_0} \frac{1}{\text{сек}}, \quad (91)$$

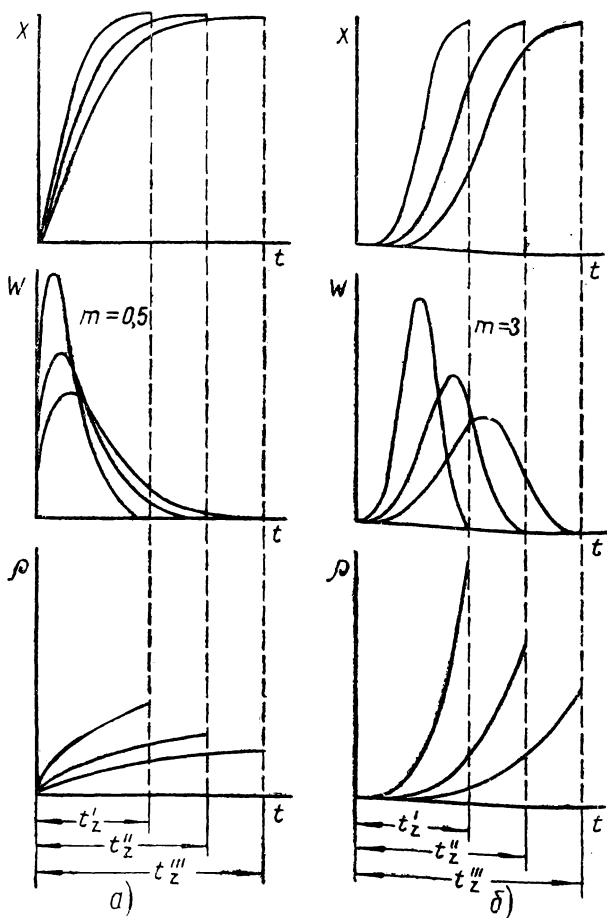
где w_m — массовая скорость сгорания, моль/сек.;

N_0 — начальное число молекул главного исходного вещества (в нашем случае — топлива) в данной реагирующей системе, моль.

Кривая $w_m = \varphi(t)$ представляет собой кривую распределения молекул, вступающих в химическую реакцию в данный бесконечно малый промежуток времени от t до $t+dt$ с образованием конечных продуктов. Учитывая соотношение (91), приходим к выводу, что кривые $w=\theta(t)$ дают представление о том же самом распределении молекул, лишь выраженном в удельной форме. Эти функции распределения представляют собой удобные модели, с помощью которых в наглядной форме описывается протекание процесса сгорания во времени. Эти модели могут быть использованы не только при теоретических исследова-

дованиях, но и для описания экспериментальных данных по процессам сгорания в двигателях.

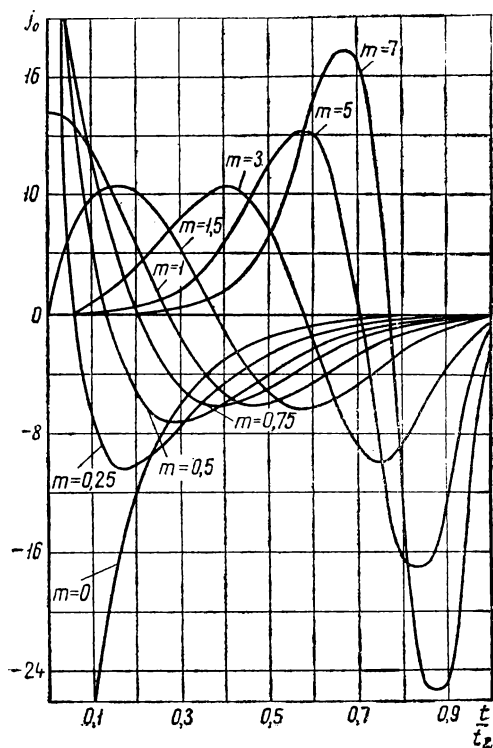
Введение в уравнение выгорания (44) отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ позволило привести процессы сгорания разной продолжительности



Фиг. 31. Однотипные кривые характеристики выгорания x , скорости сгорания w и плотности эффективных центров для двух значений показателя характера сгорания m , отличающиеся только продолжительностью сгорания t_z .

к определенным типам, характеризуемым параметром m . Для иллюстрации этого положения на фиг. 31 приведены однотипные кинетические кривые, построенные по уравнениям (50), (51) и (85) для двух показателей характера сгорания $m=0,5$ и $m=3$ ($C=$

— 6,908). На фиг. 31, *a* кинетические кривые отображают одинаковый характер протекания сгорания, соответствующий показателю $m=0,5$, но отличаются друг от друга общей продолжительностью реакции ($t'_z < t''_z < t'''_z$). На фиг. 31, *b* кинетические кривые также подобны, но соответствуют другому показателю $m=3$ и также отличаются друг от друга общей продолжительностью реакций. Нетрудно сообразить, что откладывая по оси абсцисс отвлеченное время $\frac{t}{t_z}$, каждые



Фиг. 32. Графики уравнения (93), показывающие изменение отвлеченного ускорения сгорания j_0 в зависимости от отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ для разных показателей характера сгорания m (безразмерные характеристики ускорения сгорания).

при котором скорость сгорания достигает максимума. Это особенно наглядно видно по семейству кривых отвлеченной скорости сгорания на фиг. 6. Докажем, что показатель m однозначно определяет величину $\frac{t_m}{t_z}$. Если продифференцировать уравнение удельной скорости сгорания (51), получим уравнение удельного ускорения сгорания:

$$j \equiv \frac{d^2x}{dt^2} = 6,908 (m+1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m e^{-6,908 \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} \frac{1}{t_z^2} \left[m \frac{t_z}{t} - 6,908 (m+1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m \right]. \quad (92)$$

Уравнение отвлеченного ускорения сгорания будет иметь следующий вид:

$$j_0 \equiv \frac{d^2x}{d\left(\frac{t}{t_z}\right)^2} = 6,908 (m+1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m e^{-6,908 \left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} \left[m \frac{t_z}{t} - 6,908 (m+1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m \right], \quad (93)$$

или, учитывая уравнение отвлеченной скорости сгорания (57), получим

$$j_0 = w_0 \left[m \frac{t_z}{t} - 6,908 (m+1) \left(\frac{t}{t_z}\right)^m \right]. \quad (93a)$$

Графики уравнения отвлеченного ускорения сгорания (93) для разных значений m показаны на фиг. 32.

Для момента максимума скорости сгорания уравнение (92) приравняем нулю, в результате будем иметь

$$m \frac{t_z}{t_m} - 6,908 (m+1) \left(\frac{t_m}{t_z}\right)^m = 0,$$

или

$$\frac{6,908 (m+1)}{m} \left(\frac{t_m}{t_z}\right)^m = \frac{t_z}{t_m}$$

откуда

$$\frac{t_m}{t_z} = \left[\frac{m}{6,908 (m+1)} \right]^{\frac{1}{m+1}}. \quad (94)$$

График уравнения (94) показан на фиг. 33 (кривая 1). Из полученного уравнения и его графика видно, что каждому значению m соответствует одно определенное значение $\frac{t_m}{t_z}$. Уравнение (94)

раскрывает физический смысл показателя характера сгорания m . Если две величины однозначно зависят одна от другой, то они могут отражать только одно и то же свойство рассматриваемого процесса. В данном случае показатель характера сгорания m однозначно определяет величину отвлеченного времени $\frac{t_m}{t_z}$, при котором скорость сгорания имеет максимум или ускорение сгорания равно нулю; с повышением m это время увеличивается.

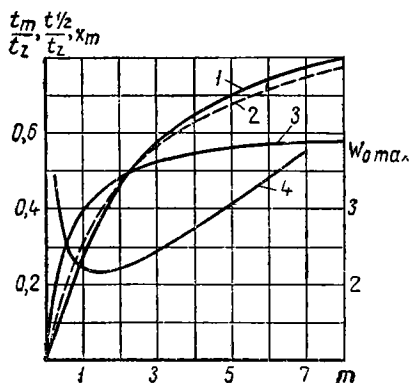
Но этим не исчерпывается характеристика параметра m . Выше было получено для времени сгорания половинной доли топлива уравнение (59), которое напомним в форме отвлеченного времени «полусгорания»:

$$\frac{t_{1/2}}{t_z} = 0,1003 \frac{1}{m+1}. \quad (95)$$

График последнего уравнения приведен на фиг. 33 (кривая 2) Уравнение (95) показывает, что m однозначно устанавливает также относительное время «полусгорания».

Далее, для доли топлива x_m , сгорающего к моменту максимума скорости сгорания, уравнение (56) примет вид

$$x_m = 1 - e^{-6,908 \left(\frac{t_m}{t_z}\right)^{m+1}}$$



Фиг. 33. Зависимость $\frac{t_m}{t_z}$, $\frac{t_{1/2}}{t_z}$, x_m и $w_{0 \max}$ от показателя сгорания m :
1 — $\frac{t_m}{t_z}$; 2 — $\frac{t_{1/2}}{t_z}$; 3 — x_m ; 4 — $w_{0 \max}$.

После подстановки из уравнения (94) выражения, полученного для $\frac{t_m}{t_z}$, уравнение приобретает простой вид

$$x_m = 1 - e^{-\frac{m}{m+1}}. \quad (96)$$

График уравнения (96) показан на фиг. 33 (кривая 3). Из уравнения (96) и его графика следует, что показатель характера сгорания m однозначно определяет также долю топлива x_m , сгорающего к моменту наибольшей скорости сгорания. При повышении величины показателя m эта доля увеличивается.

Подставим в уравнение отвлеченной скорости сгорания (57) отвлеченное время $\frac{t_m}{t_z}$, в результате получим уравнение для максимума скорости сгорания

$$w_{0 \max} = 6,908 (m+1) \left(\frac{t_m}{t_z}\right)^m e^{-6,908 \left(\frac{t_m}{t_z}\right)^{m+1}},$$

где $w_{0 \max}$ — наибольшая отвлеченная скорость сгорания.

После подстановки вместо $\frac{t_m}{t_z}$ его выражения из уравнения (94) и простых преобразований будем иметь

$$w_{0 \max} = 6,908 (m+1) \left[\frac{m}{6,908 (m+1) e} \right]^{\frac{m}{m+1}}. \quad (97)$$

График уравнения (97) приведен на фиг. 33 (кривая 4). Из уравнения (97) и его графика видно, что показатель характера сгорания m однозначно определяет также наибольшую величину отвлеченной скорости сгорания.

Из уравнений (94), (95), (96) и (97) следует, что одному значению величины параметра m соответствуют определенные значения четырех величин: отвлеченного времени максимума скорости сгорания $\frac{t_m}{t_z}$ (оно же время положительного ускорения процесса сгорания), отвлеченного времени «полусгорания» $\frac{t_{1/2}}{t_z}$, доли топлива x_m , сгорающего к моменту максимума скорости сгорания или окончания положительного ускорения процесса сгорания и наибольшей отвлеченной скорости сгорания $w_{0 \max}$ (см. фиг. 33). Все четыре величины $\frac{t_m}{t_z}$, $\frac{t_{1/2}}{t_z}$, x_m и $w_{0 \max}$ имеют ясный физический смысл, и этим самым раскрывается физическая сущность параметра m . Поскольку величины $\frac{t_m}{t_z}$, $\frac{t_{1/2}}{t_z}$ и x_m однозначно определяют величину параметра m , его можно было бы назвать показателем отвлеченного времени максимальной скорости или положительного ускорения процесса сгорания, или показателем отвлеченного времени «полусгорания», или, наконец, показателем доли топлива, сгорающего к моменту максимума скорости сгорания. Однако сущность параметра m шире. Он определяет не только величины отвлеченных времен $\frac{t_m}{t_z}$, $\frac{t_{1/2}}{t_z}$ и частные значения x_m и $w_{0 \max}$, но

и все текущие значения величин x , w и j .

Параметр m создает модельные представления о «кинематической» стороне механизма реакции. Как известно, в разделе механики — кинематике — изучается движение тел без учета сил, обуславливающих это движение. Не рассматривая на первом этапе физико-химические причины, обуславливающие тот или иной характер кинетической кривой выгорания, можно по аналогии говорить о кинематической стороне скорости сгорания в двигателях. Согласно экспериментальным данным (см. п. 5) для процессов сгорания в дизелях и газогенераторных двигателях численные значения параметра m лежат в пределах от 0 до 0,7, а в двигателях жидкого топлива с воспламенением от электрической искры — в пределах от 3 до 4 (исключая сгорание изооктана). В соответствии с этими значениями m скорость сгорания для дизелей и газогенераторных двигателей сразу же после воспламенения быстро возрастает, достигая максимума при значениях $\frac{t_m}{t_z} = 0 \div 0,2$, а половина топлива успевает сгореть за время от 0,1 до 0,25 всего периода процесса сгорания (фиг. 5 и 6). Для двигателей с воспламенением от электрической искры скорость сгорания в самом начале до значений $\frac{t}{t_z} \approx 0,2$ нарастает очень медленно, затем все быстрее прогрессирует и достигает максимума при значениях

$\frac{tm}{t_z} = 0,55 \div 0,65$; за это же время успевает сгореть около половины введенного в цилиндр топлива. Из практики давно известен факт более жесткой работы дизелей по сравнению с двигателями с воспламенением от электрической искры. Параметр m связан с фактом жесткой работы двигателей. Малые значения m , наблюдаемые в дизелях, означают бурное развитие сгорания в самом начале процесса, что не может не повлечь за собой большую быстроту нарастания давления газов, которая, как известно, обуславливает степень жесткости работы двигателя. Величина параметра m позволяет довольно точно оценить процесс сгорания с качественной стороны, его характер.

После всего сказанного естественно приписать параметру m смысл *качественной* кинетической константы реакции. Приведенные соображения послужили основанием для автора назвать параметр m показателем характера сгорания.

Второй кинетический параметр — условная продолжительность реакции t_z имеет также большое значение. Это понятие позволяет судить одновременно о длительности и средней скорости реакции. На фиг. 34 показаны кривые абсолютной скорости сгорания w , подсчитанные по уравнению (51) для четырех значений параметра $m=0; 0,5; 1,5; 3,0$ и одинаковой продолжительности реакции t_z . Площади под кривыми одинаковы по величине, так как пропорциональны доле прореагировавшего вещества x_z к моменту практического окончания реакции t_z . Площадь под любой кривой скорости реакции определяется интегрированием уравнения (51) в пределах от 0 до t_z :

$$x_z = -\frac{C(m+1)}{t_z} \int_0^{t_z} \left(\frac{t}{t_z}\right)^m e^{C\left(\frac{t}{t_z}\right)^{m+1}} dt = 1 - e^C.$$

Средняя скорость реакции получается из формулы

$$\bar{w} = \frac{x_z}{t_z} = \frac{1 - e^C}{t_z};$$

если по-прежнему $C = -6,908$, получаем

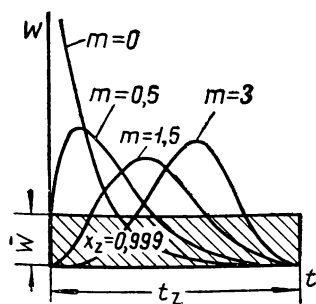
$$\bar{w} = \frac{1 - 0,001}{t_z} = \frac{0,999}{t_z} \approx \frac{1}{t_z}, \quad (98)$$

т. е. средняя скорость реакции обратно пропорциональна условной продолжительности ее.

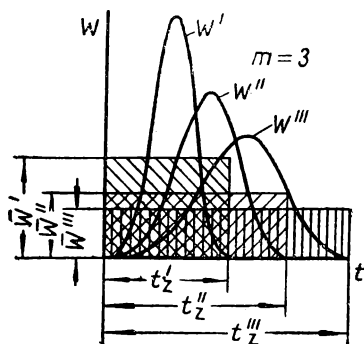
На фиг. 35 показаны графики абсолютных скоростей сгорания w и соответствующие им средние скорости сгорания при разной продолжительности процессов сгорания t_z . Кривые скоростей сгорания вычерчены для параметра $m=3$, но поскольку средняя

скорость реакции зависит только от t_z , кривые фиг. 35 могли бы быть вычерчены для любого другого значения параметра m .

Условную продолжительность реакции t_z можно рассматривать как физико-химическую константу, характеризующую среднюю скорость реакции.



Фиг. 34. Графики скоростей сгорания w для нескольких значений m и средней скорости сгорания \bar{w} при одинаковой продолжительности сгорания t_z .



Фиг. 35. Графики истинных w и средних \bar{w} скоростей сгорания при разной продолжительности сгорания.

Перепишем уравнение (50) в виде

$$x = 1 - e^{-kt^{m+1}},$$

где постоянная $k = -\frac{C}{t_z^{m+1}}$ представляет собой сложную величину, зависящую от t_z и m .

Только для частного случая $m=0$, соответствующего реакциям первого порядка, постоянная k является обратной величиной продолжительности реакции t_z .

$$k = -\frac{C}{t_z} \frac{1}{\text{сек}}$$

и может быть применена для оценки средней скорости реакции. Однако оценка средней скорости реакции временем продолжительности реакции t_z является более естественной и обладает преимуществом наглядности и практического удобства сравнения (например, при исследовании влияния различных факторов на продолжительность реакции). По этой причине должно быть отдано предпочтение кинетической константе t_z перед константой k . Тем более это справедливо для реакций с показателями $m > 0$.

Для этих реакций время t_z является единственной рациональной константой, позволяющей судить о средней скорости реакции.

По константе t_z можно судить о времени, которое требуется для практического завершения реакции. Так, например, разобранные в п. 5 опытные характеристики тепловыделения и сгорания показывают, что продолжительность сгорания t_z колеблется в пределах 0,006—0,048 сек. для дизелей и 0,005—0,016 сек. для карбюраторных двигателей. Нижний предел t_z для этих двух родов двигателей примерно одинаков. Предельные же значения t_z относятся между собой как 1:8 для дизелей и как 1:3 для карбюраторных двигателей. Более широкие пределы значений t_z для дизелей объясняются тем, что в дизелях по сравнению с двигателями с электрическим зажиганием значительно труднее добиться высокой средней скорости сгорания.

После всего сказанного можно приписать параметру t_z смысл *количественной* кинетической константы реакции.

Параметры скорости процесса сгорания представляют собой константы, величины которых зависят от конкретных физико-химических условий осуществления процесса сгорания в двигателе. Поскольку параметрами скорости сгорания учитывается суммарное влияние этих физико-химических условий, они имеют сложную природу. Поэтому одной из ближайших задач должно явиться экспериментальное исследование рабочих циклов двигателей внутреннего сгорания при самых разных условиях с целью выявления влияния отдельных физико-химических, а также конструктивных факторов на величину параметров скорости процесса сгорания. В первую очередь следует накапливать опытные данные по влиянию на кинетические константы таких факторов, как степень сжатия, наддув, число оборотов двигателя, нагрузка, впрыск воды, род и сорт топлива, коэффициент избытка воздуха, угол опережения воспламенения (впрыскивания), род зажигания, расположение и число свечей, форма камеры сгорания, способ смесеобразования в дизелях (давление распыливания, форма струи, степень и характер завихрений воздуха, предварительный кратковременный впрыск и др.) и т. д. Когда в этом направлении будет накоплен достаточный опытный материал, можно будет направленно воздействовать на процесс сгорания в нужную сторону.

7. ДРУГИЕ ФОРМЫ УРАВНЕНИЯ ВЫГОРАНИЯ

Основное уравнение выгорания (56) может быть представлено в других формах, если воспользоваться уравнениями, выведенными в предыдущем параграфе.

Решим уравнение (96) относительно m . Для этого перепишем его в следующем виде:

$$e^{-\frac{m}{m+1}} = 1 - x_m;$$

после логарифмирования уравнение примет вид

$$\frac{m}{m+1} = -\ln(1-x_m) \quad (99)$$

или

$$\frac{m+1}{m} = -\frac{1}{\ln(1-x_m)},$$

откуда

$$\frac{1}{m} = -\frac{1}{\ln(1-x_m)} - 1,$$

и после решения относительно m будем иметь

$$m = -\frac{\ln(1-x_m)}{1 + \ln(1-x_m)}. \quad (100)$$

Произведя подстановку в уравнение (56) значения m согласно формуле (100), получим

$$x = 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{t}{t_z} \right)^{-\frac{\ln(1-x_m)}{1 + \ln(1-x_m)} + 1} \right],$$

или

$$x = 1 - \exp \left[-6,908 \left(\frac{t}{t_z} \right)^{\frac{1}{1 + \ln(1-x_m)}} \right]. \quad (101)$$

В выведенном уравнении выгорания (101) вместо показателя характера сгорания m появилась величина доли топлива x_m , сгорающего к моменту времени максимума скорости сгорания или окончания положительного ускорения процесса сгорания. Величину x_m можно рассматривать как среднюю вероятность того, что молекулы топлива прореагируют к моменту максимума скорости сгорания.

В уравнениях скорости сгорания (51), (53), (54) и (57) можно заменить m величиной x_m .

Выведем другую форму уравнения выгорания. Прологарифмируем уравнение отвлеченного времени «полусгорания» (95), в результате будем иметь

$$\frac{1}{m+1} \ln 0,1003 = \ln \left(\frac{t_{1/2}}{t_z} \right);$$

решим уравнение относительно m

$$-\frac{2,3}{m+1} = \ln \left(\frac{t_{1/2}}{t_z} \right)$$

и

$$m+1 = -\frac{2,3}{\ln\left(\frac{t_{1/2}}{t_z}\right)},$$

откуда

$$m = -\frac{2,3}{\ln\left(\frac{t_{1/2}}{t_z}\right)} - 1.$$

После подстановки из последнего уравнения значения m в уравнение выгорания (56) получим

$$x = 1 - \exp\left[-6,908\left(\frac{t}{t_z}\right)^{-\frac{2,3}{\ln\left(\frac{t_{1/2}}{t_z}\right)}}\right]. \quad (102)$$

В уравнении (102) вместо параметра m появилось время сгорания половинной доли топлива $t_{1/2}$. Аналогичную замену m на $t_{1/2}$ можно произвести в уравнениях скорости сгорания.

Произвести замену параметра m в уравнении выгорания (56) отвлеченным временем $\frac{tm}{t_z}$ невозможно, поскольку, как это видно из уравнения (94), параметр m не может быть в явном виде выражен через $\frac{tm}{t_z}$.

Заменим в уравнении (56) время t_z его выражением согласно формуле (94), тогда будем иметь

$$x = 1 - \exp\left\{-6,908\left[\frac{t}{t_m}\left(\frac{m}{6,908(m+1)}\right)^{\frac{1}{m+1}}\right]^{m+1}\right\},$$

откуда

$$x = 1 - \exp\left[-\frac{m}{m+1}\left(\frac{t}{t_m}\right)^{m+1}\right]. \quad (103)$$

Интересно сравнить полученное уравнение (103) с эмпирическим уравнением (5) Б. М. Гончара (см. стр. 12). Уравнение (103) содержит помимо кинетического параметра t_m второй параметр m .

Можно получить еще одну форму уравнения выгорания, в котором отсутствуют параметры m и t_z . В уравнение (103) вместо $\frac{m}{m+1}$ и $m+1$ подставим их значения из уравнений (99) и (100), таким образом получим

$$x = 1 - \exp\left[\ln(1-x_m)\left(\frac{t}{t_m}\right)^{\frac{1}{1+\ln(1-x_m)}}\right] \quad (104)$$

или

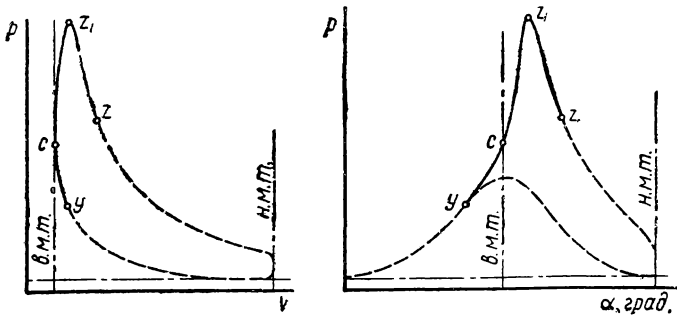
$$x = 1 - (1 - x_m) \frac{1}{\left(\frac{t}{t_m}\right)^{1 + \ln(1 - x_m)}} \quad (104a)$$

В уравнениях выгорания (104) и (104a) вместо параметров m и t_z появились доля топлива x_m и время максимума скорости сгорания t_m , к моменту которого эта доля топлива сгорает. Последние два уравнения еще тем интересны, что в них отсутствует константа C и, следовательно, отпадает необходимость улавливать относительно величины доли топлива, сгорающего к концу процесса сгорания.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

РАСЧЕТ РАБОЧЕГО ЦИКЛА ДВИГАТЕЛЯ С УЧЕТОМ СКОРОСТИ СГОРАНИЯ И УГЛА ОПЕРЕЖЕНИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ

Дальнейшее развитие теории рабочих циклов двигателей внутреннего сгорания возможно только при условии, если производить расчет переменного давления газов в процессе сгорания с учетом угла опережения воспламенения, а также скорости сгорания. Характер изменения давления газов p в цилиндре двигателя на протяжении всего процесса сгорания в зависимости от изменения объема V или угла поворота коленчатого вала α определяется в основном закономерностями термодинамики и химической кинетики.



Фиг. 36. Типичные кривые сгорания usc_1z на индикаторных диаграммах $p-V$ и $p-\alpha$.

На фиг. 36 показана типичная кривая сгорания usc_1z , получаемая на индикаторных диаграммах $p-V$ и $p-\alpha$. В точке u топливо воспламеняется, а в точке z процесс сгорания топлива заканчивается. На участке uc давление газов повышается вследствие уменьшения их объема и начавшегося сгорания; первая причина имеет физическую природу, вторая — химическую. На участке cz_1z действуют те же два фактора, причем на участке cz_1 из-за большой скорости сгорания и малой скорости возрастания объема действие сгорания оказывается решающим, и давление газов увеличивается, а на участке z_1z ввиду снижения скорости сгора-

ния и повышения скорости возрастания объема решающим становится физический фактор, и давление газов уменьшается. Точка максимального давления газов z_1 отражает момент мгновенного равнодействия этих факторов: на сколько скорость сгорания «стремится» повысить давление газов, на столько же скорость увеличения объема «стремится» его понизить.

В процессе сгорания топлива происходит теплообмен между рабочим телом и стенками цилиндра и в большей или меньшей степени диссоциация продуктов сгорания, что также отражается на кривой сгорания uz . Однако опыт показывает, что вид линии uz определяется в основном мгновенными значениями скоростей сгорания и изменения объема. Поэтому при расчете линии сгорания необходимо учитывать в первую очередь закономерности термодинамики и химической кинетики. Второстепенное влияние теплообмена и диссоциации на линию сгорания может быть учтено усредненными поправочными коэффициентами, подобно тому, как принято учитывать неполноту сгорания.

В настоящей главе выведенные выше уравнения скорости сгорания используются для построения нового теоретического цикла. В этом цикле учитываются угол опережения воспламенения, характер развертывания во времени и продолжительность (средняя скорость) процесса сгорания.

8. РАСЧЕТ ПРОЦЕССОВ ВПУСКА И СЖАТИЯ

Объем рабочего тела в конце такта впуска или в начале такта сжатия может быть определен по уравнению Д. И. Менделеева

$$p_a V_a = 848 M T_a, \quad (105)$$

где V_a — объем рабочего тела, выраженный в m^3 и приходящийся на 1 кг топлива;

p_a — давление рабочего тела в начале такта сжатия, $кг/м^2$;

T_a — абсолютная температура рабочего тела в начале такта сжатия;

M — число килограмм-молей рабочего тела в начале такта сжатия на 1 кг топлива, определяемое по формуле:

$$M = (1 + \gamma) M_0, \quad (106)$$

где γ — коэффициент остаточных газов;

M_0 — число килограмм-молей свежего заряда на 1 кг топлива.

Для карбюраторных двигателей:

$$M_0 = \alpha L_0 + M_m = \frac{\alpha L_0'}{\mu_a} + \frac{1}{\mu_m} \quad (107)$$

и для дизелей

$$M_0 = \alpha L_0 = \frac{\alpha L_0'}{\mu_a}, \quad (107a)$$

где L_0 и L'_0 — теоретически необходимое количество воздуха для полного сгорания 1 кг топлива соответственно в кг моль/кг и кг/кг;

α — коэффициент избытка воздуха;

M_m — число килограмм-молей паров 1 кг легкого топлива;

μ_s — кажущийся молекулярный вес воздуха;

μ_m — кажущийся молекулярный вес топлива.

Удельный объем рабочего тела в начале такта сжатия v_a получим после деления объема V_a на вес рабочего тела

$$v_a = \frac{V_a}{G_0 + G_z} \approx \frac{V_a}{(1 + \gamma) G_0}, \quad (108)$$

где G_0 — вес свежего заряда на 1 кг топлива;

G_z — вес остаточных газов.

Учитывая уравнения (105), (106) и (107), получим для карбюраторных двигателей

$$v_a = \frac{848 M T_a}{(1 + \gamma) G_0 p_a} = 848 \frac{M_0}{G_0} \cdot \frac{T_a}{p_a} = 848 \frac{\left(\frac{\alpha L'_0}{\mu_s} + \frac{1}{\mu_m} \right) T_a}{(1 + \alpha L'_0) p_a} \quad (109)$$

и для дизелей

$$v_a = 848 \frac{M_0}{G_0} \cdot \frac{T_a}{p_a} = \frac{848}{\mu_s} \cdot \frac{T_a}{p_a}. \quad (109a)$$

Температура рабочего тела в начале такта сжатия определяется по формуле

$$T_a = \frac{T_0 + \Delta T + \gamma T_z}{1 + \gamma}, \quad (110)$$

где T_0 — абсолютная температура окружающей среды;

ΔT — повышение температуры свежего заряда вследствие нагрева от горячих стенок впускной системы и цилиндра;

T_z — абсолютная температура остаточных газов.

Коэффициент остаточных газов (для четырехтактных двигателей) вычисляется по формуле

$$\gamma = \frac{1}{(\varepsilon - 1) \eta_V} \cdot \frac{p_z}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T_z}, \quad (111)$$

где ε — степень сжатия;

η_V — коэффициент наполнения;

p_0 — давление окружающей среды;

p_s — давление остаточных газов.

Коэффициент наполнения (для четырехтактных двигателей) находится из формулы

$$\eta_V = \left[\frac{p_a}{p_0} - \frac{1}{\varepsilon - 1} \left(\frac{p_z}{p_0} - \frac{p_a}{p_0} \right) \right] \frac{T_0}{T_0 + \Delta T}. \quad (112)$$

Обычно весь процесс сжатия (до в. м. т.) приближенно считают политропным. Тем более это допущение оправдывается для процесса сжатия до момента воспламенения, т. е. для «чистого» процесса сжатия. Текущие давление p и температура T рабочего тела в цилиндре двигателя в зависимости от удельного объема v определяются по известным формулам:

$$p = \left(\frac{v_a}{v} \right)^{n_1} p_a \quad (113)$$

и

$$T = \left(\frac{v_a}{v} \right)^{n_1 - 1} T_a. \quad (114)$$

В частности, давление p_y и температура T_y рабочего тела в момент воспламенения топлива вычисляются по формулам:

$$p_y = \left(\frac{v_a}{v_y} \right)^{n_1} p_a \quad (115)$$

и

$$T_y = \left(\frac{v_a}{v_y} \right)^{n_1 - 1} T_a, \quad (116)$$

где n_1 — показатель политропы «чистого» сжатия;

v_y — удельный объем рабочего тела в момент воспламенения топлива.

Выведем формулу для вычисления объема рабочего тела V по заданному углу поворота коленчатого вала α .

Очевидно, что

$$V = V_c + \frac{\pi d^2}{4} s, \quad (117)$$

где V_c — объем камеры сжатия;

d — диаметр цилиндра;

s — величина перемещения поршня от в. м. т., определяемая для нормального кривошипно-шатунного механизма по уравнению:

$$s = r \left[\left(1 + \frac{1}{\lambda} \right) - \left(\cos \alpha + \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha} \right) \right] = r \sigma, \quad (118)$$

где α — угол поворота коленчатого вала, отсчитываемый от в. м. т.;

r — радиус кривошипа;

λ — отношение радиуса кривошипа r к длине шатуна l ;

σ — сокращенное обозначение функции в квадратных скобках уравнения (118).

Обозначая полный ход поршня через S и замечая, что $r = \frac{S}{2}$, можем формулу (117) с учетом уравнения (118) переписать в следующем виде:

$$V = V_c + \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{S}{2} \sigma = V_c + \frac{V_h}{2} \sigma, \quad (119)$$

где V_h — рабочий объем цилиндра.

Учитывая, что $V_c = \frac{V_a}{\varepsilon}$

и

$$V_h = V_a - V_c = (\varepsilon - 1) V_c,$$

где ε — степень сжатия,

уравнение (119) напомним в следующем виде:

$$V = \frac{V_a}{\varepsilon} \left(1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \sigma \right) \quad (120)$$

или

$$v = \frac{v_a}{\varepsilon} \left(1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \sigma \right). \quad (120a)$$

Удельный объем рабочего тела в момент воспламенения топлива v_y определяется величиной угла опережения воспламенения θ

$$v_y = \frac{v_a}{\varepsilon} \left(1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \sigma_y \right) = \frac{v_a}{\varepsilon} \left\{ 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{\lambda} \right) - \left(\cos \theta + \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \theta} \right) \right] \right\}. \quad (121)$$

Численные значения σ для соответствующих углов поворота коленчатого вала в зависимости от величины λ можно брать из таблицы приложения 2, помещенной в конце книги.

9. РАСЧЕТ ОТНОШЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТЕЙ РАБОЧЕГО ТЕЛА

Для большей точности расчета процесса сгорания следует учитывать зависимость теплоемкости рабочего тела как от температуры, так и от его химического состава. В данном параграфе приводятся эмпирические уравнения, позволяющие непосредственно вычислять отношение теплоемкостей рабочего тела $k \equiv \frac{\mu_{Cp}}{\mu_{Cv}}$ по температуре, коэффициенту избытка воздуха и доле сгоревшего топлива.

Приближенные формулы отношения теплоемкостей k для воздуха и продуктов сгорания. Формулы В. Шюле [4] утверждают линейную зависимость k от температуры. Для воздуха и двухатомных газов (O_2 , N_2 , H_2 , CO) в пределах температур между 0 и 2000° приближенно (формула В. Шюле)

$$k_e = 1,41 - \frac{0,5}{10000} T, \quad (122)$$

где T — абсолютная температура.

Для среднего состава технических продуктов полного сгорания без избытка воздуха в пределах температур между 0 и 2000° приближенно (формула В. Шюле)

$$k_e = 1,365 - \frac{0,55}{10000} T. \quad (123)$$

В начале процесса сгорания рабочее тело в большей своей массе состоит из двухатомных газов, и для определения k можно пользоваться формулой (122). В конце процесса сгорания рабочее тело состоит из продуктов сгорания, и можно для определения k пользоваться формулой (123). В течение процесса сгорания состав рабочего тела изменяется от двухатомных газов в начале процесса до продуктов сгорания в конце его, и соответственно этому будет изменяться k . Для любого промежуточного состояния состав рабочего тела зависит от доли топлива x , сгоревшего к данному моменту времени. Можно принять, что разность $k_e - k_e$ будет меняться в процессе сгорания пропорционально доле сгоревшего топлива x , т. е.

$$k_e - k_e = ax, \quad (124)$$

где a — коэффициент пропорциональности, учитывающий коэффициент избытка воздуха, при котором осуществляется сгорание топлива.

Таким образом, приближенная формула для вычисления k для любого момента процесса сгорания напишется в следующем виде:

$$k \approx 1,405 - \frac{0,5}{10000} T - ax, \quad (125)$$

где значение a для разных типов двигателей внутреннего сгорания может быть взято из табл. 4.

Уточненные формулы отношения теплоемкостей k для продуктов сгорания и воздуха. В настоящее время имеются гораздо более точные данные по теплоемкостям газов, чем те, которыми располагал в свое время В. Шюле. Этому способствовали успехи в области спектроскопического эксперимента и разработки точных методов определения теплоемкостей с использованием квантовой механики и статистической термодинамики [57, 58].

Коэффициент пропорциональности для приближенной формулы (125)

Тип двигателя	Коэффициенты	
	избытка воздуха α	пропорциональности a
Карбюраторные	0,8—1,1	0,05
Дизели быстроходные	1,2—1,6	0,04±0,005
Дизели тихоходные	1,7—2	0,03

Уточненные сведения по теплоемкостям газов дают возможность получить более точные формулы для определения отношения теплоемкостей рабочего тела тепловых машин.

Известное уравнение разности мольных теплоемкостей имеет вид

$$\mu c_p - \mu c_v = A \mu R, \quad (126)$$

где μc_p — мольная теплоемкость при постоянном давлении, *ккал/моль град*;

μc_v — мольная теплоемкость при постоянном объеме, *ккал/моль град*;

$A \mu R$ — мольная газовая постоянная, которая в дальнейшем принимается равной 1,9858 *ккал/моль град* [58].

Разделив уравнение (126) на μc_v , получим формулу для определения величины отношений теплоемкостей любого газа

$$k = 1 + \frac{1,9858}{\mu c_v}. \quad (127)$$

Отношение теплоемкостей рабочего тела для любого момента процесса сгорания зависит от температуры, коэффициента избытка воздуха и доли выгоревшего к данному моменту времени топлива. Во время процесса сгорания состав рабочего тела изменяется от воздуха (остаточными газами пренебрегаем) в самом начале процесса до соответствующих данному избытку воздуха продуктов сгорания в конце его. Следовательно, значение k будет меняться от k_g — воздуха до k_2 — продуктов сгорания. Можно принять, что в процессе сгорания, как уже отмечалось, разность $k_g - k_2$ изменяется пропорционально доле выгоревшего топлива x к рассматриваемому моменту времени. Таким образом, в общем виде формула отношения теплоемкостей k для любого промежуточного состояния рабочего тела будет иметь вид

$$k = k_g - (k_g - k_2) x. \quad (128)$$

Формулы для продуктов сгорания дизельного топлива и воздуха. Мольную теплоемкость продуктов полного сгорания дизельного топлива при постоянном объеме можно определить как

сумму произведений объемных долей r_k на мольную теплоемкость соответствующего компонента продуктов сгорания:

$$\mu c_v = r_{\text{CO}_2} \mu c_{v\text{CO}_2} + r_{\text{H}_2\text{O}} \mu c_{v\text{H}_2\text{O}} + r_{\text{N}_2} \mu c_{v\text{N}_2} + r_{\text{O}_2} \mu c_{v\text{O}_2}. \quad (129)$$

Объемные доли соответствующих компонентов r_k определяются по формуле

$$r_k = \frac{M_k}{M}, \quad (130)$$

где M_k — число килограмм-молей соответствующего компонента;

M — число килограмм-молей продуктов сгорания.

Обозначив через С, Н и О элементарный химический состав (по весу) углерода, водорода и свободного кислорода дизельного топлива, число килограмм-молей газов в продуктах полного сгорания 1 кг топлива определим по известным формулам

$$\left. \begin{aligned} M_{\text{CO}_2} &= \frac{C}{12} \\ M_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{H}{2} \\ M_{\text{N}_2} &= 0,79 \alpha L_0 \\ M_{\text{O}_2} &= 0,21 (\alpha - 1) L_0 \end{aligned} \right\}, \quad (131)$$

где α — коэффициент избытка воздуха ($\alpha \geq 1$);

L_0 — теоретически необходимое количество воздуха в килограмм-молях для полного сгорания 1 кг дизельного топлива, которое определяется по формуле

$$L_0 = \frac{\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O}{32}}{0,210}. \quad (132)$$

Число килограмм-молей продуктов сгорания вычисляется по формуле

$$M = \alpha L_0 + \frac{H}{4} + \frac{O}{32}. \quad (133)$$

В качестве исходного дизельного топлива было принято топливо с относительным химическим составом по весу

$$C = 0,86; H = 0,13 \text{ и } O = 0,01.$$

Согласно уравнению (132)

$$L_0 = \frac{\frac{0,86}{12} + \frac{0,13}{4} - \frac{0,01}{32}}{0,210} = 0,4948 \text{ кг моль/кг.}$$

Объемный состав продуктов сгорания был найден по уравнениям (130), (131) и (133) для пяти значений коэффициента избытка воздуха α и приведен в табл. 5.

Таблица 5

Объемный состав продуктов полного сгорания дизельного топлива в зависимости от коэффициента избытка воздуха

r_k	α				
	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00
r_{CO_2}	0,1359	0,1101	0,0925	0,0798	0,07010
r_{H_2O}	0,1232	0,0998	0,0839	0,0723	0,0636
r_{N_2}	0,7409	0,7502	0,7565	0,7612	0,7647
r_{O_2}	0,0000	0,0399	0,0671	0,0867	0,1016

По уравнению (129) были вычислены для тех же пяти значений α истинные мольные теплоемкости продуктов полного сгорания дизельного топлива при постоянном объеме μ_{c_v} , причем теплоемкости компонентов газов и воздуха были взяты из соответствующих таблиц М. П. Вукаловича и др. [58]. Вычисленные значения μ_{c_v} продуктов сгорания приведены в табл. 6. Там же приведена истинная мольная теплоемкость воздуха при постоянном объеме.

По формуле (127) были вычислены отношения теплоемкостей k продуктов полного сгорания дизельного топлива для тех же пяти значений α , а также воздуха. Рассчитанные значения k для продуктов сгорания и воздуха приведены в табл. 7.

На фиг. 37 по данным табл. 7 построены графики $k=f(T)$ продуктов полного сгорания дизельного топлива для $\alpha=1$ и для воздуха. Для сравнения на той же фигуре нанесены графики формул Шюле (122) и (123) соответственно для воздуха и среднего состава технических продуктов полного сгорания при $\alpha=1$.

Из фиг. 37 видно, что кривые $k=f(T)$ как для воздуха, так и для продуктов сгорания дизельного топлива, имеют гиперболический вид, а не линейный, как это следует из эмпирических формул Шюле. Только при сравнительно низких температурах, меньших $1000^\circ K$, можно истинное протекание кривых $k=f(T)$ аппроксимировать прямыми, но с большим угловым коэффициентом по сравнению с формулами Шюле (122) и (123).

Для воздуха в пределах температур $300-1000^\circ K$ была получена эмпирическая формула

$$k=1,438 - 1,05 \cdot 10^{-4}T. \quad (134)$$

Вычисленные значения k по этой формуле отличаются от значений, вычисленных по данным теплоемкостей табл. 6 и формулы (127) не более чем на 0,2% для пределов температур $350-1000^\circ K$ и не более чем на 0,5% для пределов температур $300-350^\circ$ и

Зависимость истинных мольных теплоемкостей продуктов полного сгорания.
дизельного топлива и воздуха при постоянном объеме от температуры
коэффициента избытка воздуха

T, °K	α					Воздух $\alpha = \infty$
	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	
273	5,298	5,233	5,189	5,158	5,134	4,958
373	5,470	5,382	5,321	5,278	5,245	5,004
473	5,658	5,553	5,481	5,429	5,389	5,102
573	5,866	5,748	5,667	5,609	5,565	5,243
673	6,085	5,956	5,868	5,805	5,756	5,406
773	6,302	6,163	6,064	6,000	5,946	5,571
873	6,509	6,361	6,259	6,187	6,132	5,729
973	6,700	6,543	6,436	6,359	6,300	5,872
1073	6,874	6,708	6,595	6,513	6,451	5,999
1173	7,030	6,855	6,737	6,651	6,586	6,112
1273	7,169	6,987	6,863	6,774	6,706	6,210
1373	7,293	7,103	6,975	6,882	6,811	6,297
1473	7,403	7,207	7,074	6,978	6,905	6,374
1573	7,500	7,299	7,162	7,064	6,989	6,443
1673	7,586	7,380	7,240	7,140	7,063	6,504
1773	7,663	7,453	7,310	7,208	7,129	6,558
1873	7,731	7,518	7,372	7,268	7,188	6,607
1973	7,794	7,577	7,428	7,323	7,242	6,653
2073	7,849	7,630	7,480	7,373	7,291	6,695
2173	7,899	7,678	7,527	7,418	7,336	6,734
2273	7,943	7,720	7,568	7,459	7,375	6,769
2373	7,984	7,760	7,607	7,497	7,413	6,803
2473	8,021	7,796	7,642	7,532	7,447	6,834
2573	8,054	7,828	7,674	7,563	7,479	6,864
2673	8,084	7,858	7,704	7,592	7,508	6,892
2773	8,111	7,884	7,730	7,619	7,534	6,918

1000—1100°. Эмпирическое уравнение (134) может найти применение при расчетах политропных и адиабатных процессов сжатия воздуха в двигателях и компрессорах с учетом влияния температуры на значение k .

Сравнивая графики на фиг. 37 и учитывая большой масштаб, принятый для величин k , следует отметить, что формулы Шюле (122) и (123) являются аппроксимацией первого приближения более точных значений $k=f(T)$. Поэтому они могут быть использованы при расчетах, не требующих особо большой точности.

Для проверки гиперболической закономерности значения $k=f(T)$ были перестроены в функции $\frac{1}{T}$. На фиг. 38 кружками отмечены вычисленные значения $k=F\left(\frac{1}{T}\right)$, которые в широких пределах температур хорошо укладываются в параллельные прямые линии.

Зависимость отношения теплоемкостей k продуктов полного сгорания дизельного топлива, а также воздуха от температуры и коэффициента избытка воздуха

Т, °К	α					Воздух α = ∞
	1,00	1,25	1,50	1,75	2,00	
273	1,3748	1,3794	1,3827	1,3850	1,3868	1,4006
373	1,3630	1,3690	1,3732	1,3762	1,3786	1,3969
473	1,3510	1,3576	1,3623	1,3658	1,3685	1,3893
573	1,3385	1,3455	1,3504	1,3540	1,3568	1,3788
673	1,3263	1,3334	1,3384	1,3421	1,3450	1,3674
773	1,3151	1,3222	1,3275	1,3309	1,3339	1,3565
873	1,3051	1,3122	1,3173	1,3210	1,3239	1,3467
973	1,2964	1,3035	1,3085	1,3123	1,3152	1,3382
1073	1,2889	1,2961	1,3011	1,3049	1,3078	1,3311
1173	1,2825	1,2897	1,2948	1,2986	1,3015	1,3249
1273	1,2770	1,2842	1,2893	1,2932	1,2961	1,3198
1373	1,2723	1,2796	1,2847	1,2885	1,2915	1,3154
1473	1,2683	1,2755	1,2807	1,2846	1,2876	1,3116
1573	1,2648	1,2721	1,2773	1,2811	1,2841	1,3082
1673	1,2618	1,2691	1,2743	1,2781	1,2812	1,3053
1773	1,2592	1,2664	1,2716	1,2755	1,2786	1,3028
1873	1,2569	1,2642	1,2694	1,2732	1,2763	1,3006
1973	1,2548	1,2621	1,2673	1,2712	1,2742	1,2985
2073	1,2530	1,2603	1,2655	1,2693	1,2724	1,2966
2173	1,2514	1,2586	1,2638	1,2677	1,2707	1,2949
2273	1,2500	1,2572	1,2624	1,2662	1,2692	1,2934
2373	1,2487	1,2559	1,2611	1,2649	1,2679	1,2919
2473	1,2476	1,2547	1,2598	1,2637	1,2666	1,2906
2573	1,2466	1,2537	1,2588	1,2626	1,2655	1,2893
2673	1,2456	1,2527	1,2578	1,2616	1,2645	1,2882
2773	1,2448	1,2519	1,2569	1,2606	1,2636	1,2871

Общее уравнение $k = \Phi(T, \alpha, x)$ было получено следующим образом. Учитывая параллельность прямых (угловые коэффициенты одинаковы) на фиг. 38, можем написать уравнение (128) в виде

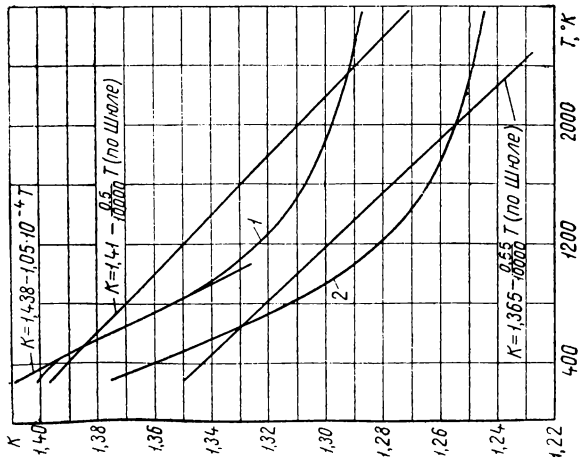
$$k = a + \frac{b}{T} - (a - a_\alpha) x, \quad (135)$$

где a и b — константы прямой для воздуха;

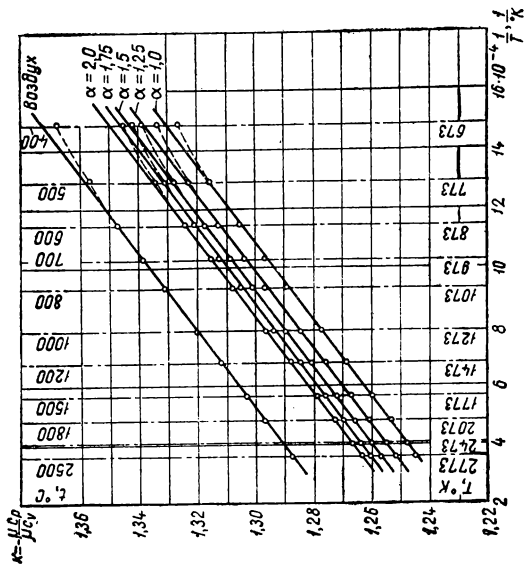
a_α — ордината, отсекаемая прямой, соответствующей данному коэффициенту избытка воздуха, на оси ординат.

Ордината a_α является функцией коэффициента избытка воздуха. На фиг. 39 нанесены значения a_α в зависимости от обратной величины коэффициента избытка воздуха $\frac{1}{\alpha}$. Как видно, точки хорошо ложатся на прямую и поэтому можно принять, что

$$a_\alpha = a_1 - \frac{b_1}{\alpha}. \quad (136)$$



Фиг. 37. Графики зависимости отношения теплоемкостей $k \equiv \frac{\mu_{Cp}}{\mu_{Cv}}$ от абсолютной температуры T :
 1 — воздуха; 2 — продуктов полного сгорания дизельного топлива при $\alpha = 1$.



Фиг. 38. Графики зависимости отношения теплоемкостей $k \equiv \frac{\mu_{Cp}}{\mu_{Cv}}$ продуктов полного сгорания дизельного топлива для разных значений коэффициента избытка воздуха α , а также воздуха от обратной величины абсолютной температуры $\frac{1}{T}$.

Уравнение (135) после подстановки значения a_1 из формулы (136) напишется так:

$$k = a + \frac{b}{T} - \left(a - a_1 + \frac{b_1}{a} \right) x. \quad (137)$$

По графикам, вычерченным в большом масштабе, было найдено, что $a=1,259$, $b=76,7$, $a_1=1,254$ и $b_1=0,0372$. Подставляя эти численные значения коэффициентов в уравнение (137), получим в окончательном виде искомое эмпирическое уравнение для продуктов сгорания дизельного топлива

$$k = 1,259 + \frac{76,7}{T} - \left(0,005 + \frac{0,0372}{a} \right) x. \quad (138)$$

Для конечных продуктов сгорания дизельного топлива, т. е. для $x=1$, уравнение (138) примет вид:

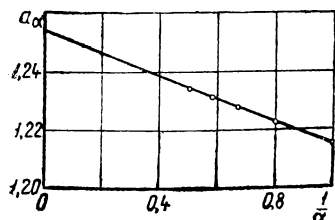
$$k = 1,254 - \frac{0,0372}{a} + \frac{76,7}{T}. \quad (139)$$

Проверка уравнения (139) показала, что точность определения k составляет по сравнению с данными табл. 7 в пределах температур $850-2800^\circ \text{K}$ величину порядка $\pm 0,05\%$, а в пределах температур $750-850^\circ \text{K}$ — около $\pm 0,2\%$.

Формулы для продуктов сгорания бензино-воздушной смеси. Мольная теплоемкость продуктов сгорания легкого топлива (бензин, лигроин, керосин и т. п.) при постоянном объеме для коэффициентов избытка воздуха $\alpha \leq 1$ определяется как сумма произведений объемных долей r_k на мольную теплоемкость соответствующего компонента продуктов сгорания по уравнению:

$$\mu_{C_v} = r_{\text{CO}_2} \mu_{C_v \text{CO}_2} + r_{\text{H}_2\text{O}} \mu_{C_v \text{H}_2\text{O}} + r_{\text{N}_2} \mu_{C_v \text{N}_2} + r_{\text{CO}} \mu_{C_v \text{CO}} + r_{\text{H}_2} \mu_{C_v \text{H}_2}. \quad (140)$$

Для определения объемных долей соответствующих компонентов r_k по формуле (130) необходимо вычислить число молей каждого компонента продуктов сгорания легкого топлива по формулам



Фиг. 39. График уравнения (136) для продуктов сгорания дизельного топлива.

$$\left. \begin{aligned} M_{\text{CO}_2} &= \frac{C_{\text{CO}_2}}{12} \\ M_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{H_{\text{H}_2\text{O}}}{2} \\ M_{\text{N}_2} &= 0,79 \alpha L_0 \\ M_{\text{CO}} &= \frac{C - C_{\text{CO}_2}}{12} \\ M_{\text{H}_2} &= \frac{H - H_{\text{H}_2\text{O}}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (141)$$

где С — весовая доля углерода, содержащегося в топливе;

Н — весовая доля водорода, содержащегося в топливе;

C_{CO_2} — часть углерода С, сгоревшего в CO_2 ;

H_{H_2O} — часть водорода Н, сгоревшего в H_2O ;

$C - C_{CO_2}$ — часть углерода С, сгоревшего в СО;

$H - H_{H_2O}$ — несгоревшая часть водорода Н.

Число молей продуктов сгорания топлива может быть вычислено по формуле

$$M = \frac{C_{CO_2}}{12} + \frac{H_{H_2O}}{2} + 0,79 \alpha L_0 + \frac{C - C_{CO_2}}{12} + \frac{H - H_{H_2O}}{2}. \quad (142)$$

Для решения уравнений (141) и (142) необходимо вначале найти значения величин C_{CO_2} и H_{H_2O} , определяемых величиной коэффициента избытка воздуха α и элементарным химическим составом топлива.

Количество кислорода воздуха, поданного на сгорание 1 кг топлива,

$$O_s = 0,21 \alpha L_0 = \alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} \right). \quad (143)$$

С другой стороны, по формулам химических реакций сгорания C_{CO_2} в CO_2 , $C - C_{CO_2}$ в СО и H_{H_2O} в H_2O :

$$O_s = \frac{C_{CO_2}}{12} + \frac{C - C_{CO_2}}{24} + \frac{H_{H_2O}}{4}. \quad (144)$$

После приравнивания уравнений (144) и (143) получим

$$\frac{C_{CO_2}}{12} + \frac{C - C_{CO_2}}{24} + \frac{H_{H_2O}}{4} = \alpha \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} \right). \quad (145)$$

Принимаем на основании опытных данных [59], что

$$M_{H_2} \approx 0,5 M_{CO}. \quad (146)$$

После подстановки соответствующих значений из уравнений (141) в уравнение (146) будем иметь:

$$\frac{H - H_{H_2O}}{2} = 0,5 \frac{C - C_{CO_2}}{12},$$

откуда

$$H_{H_2O} = H - \frac{C - C_{CO_2}}{12}. \quad (147)$$

Подставляя полученное значение для H_{H_2O} в уравнение (145) и решая последнее относительно C_{CO_2} , после некоторых простых преобразований получим

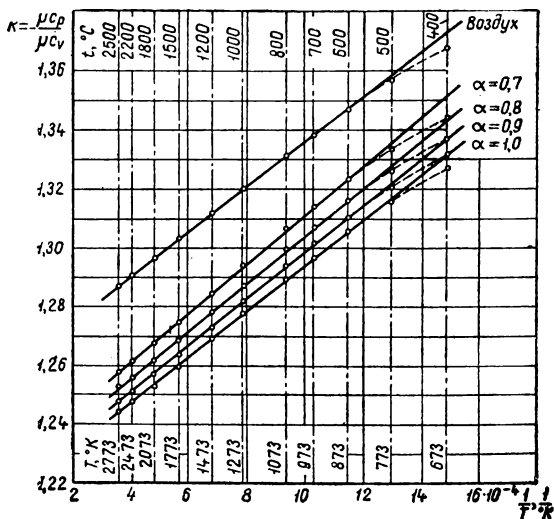
$$C_{CO_2} = \frac{(4\alpha - 1)C + 12(\alpha - 1)H}{3}. \quad (148)$$

Для расчетов в качестве исходного легкого топлива был

принят бензин с элементарным химическим составом (по весу $C=0,855$ и $H=0,145$. По уравнению (132):

$$L_0 = \frac{\frac{0,855}{12} + \frac{0,145}{4}}{0,21} = 0,5119 \text{ кг моль/кг.}$$

Объемный состав продуктов сгорания бензина был найден для четырех значений коэффициента избытка воздуха $\alpha \leq 1$ при помощи уравнений (130), (141), (142) и (148), а для двух значений $\alpha > 1$ — по уравнениям (130), (131) и (133). Найденные значения объемных долей компонентов продуктов сгорания бензина приведены в табл. 8 (с округлением до 0,001).



Фиг. 40. Графики зависимости отношения теплоемкостей $k \equiv \frac{\mu_{Cp}}{\mu_{Cv}}$ продуктов сгорания бензина для значений коэффициента избытка воздуха $\alpha \leq 1$, а также воздуха от обратной величины абсолютной температуры $\frac{1}{T}$.

По уравнениям (140) и (129) были вычислены для этих шести значений α истинные мольные теплоемкости продуктов сгорания бензина при постоянном объеме μ_{Cv} , причем теплоемкости компонентов газов были взяты из соответствующих таблиц М. П. Вукаловича и др. [58]. Вычисленные значения μ_{Cv} продуктов сгорания бензина приведены в табл. 9 (с округлением до 0,001).

По формуле (127) были вычислены отношения теплоемкостей k продуктов сгорания бензина для тех же значений α . Рассчитанные величины k приведены в табл. 10.

Объемный состав продуктов сгорания бензина в зависимости от состава смеси

r_k	α					
	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
r_{CO_2}	0,0662	0,0911	0,1121	0,1300	0,1189	0,1095
r_{H_2O}	0,1195	0,1245	0,1287	0,1323	0,1210	0,1115
r_{N_2}	0,6632	0,6924	0,7169	0,7377	0,7422	0,7460
r_{CO}	0,1007	0,0613	0,0282	0,0000	0,0000	0,0000
r_{H_2}	0,0504	0,0307	0,0141	0,0000	0,0000	0,0000
r_{O_2}	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0179	0,0331

Таблица 9

Зависимости истинных молярных теплоемкостей продуктов сгорания бензина при постоянном объеме от температуры и состава смеси

Т, °К	α					
	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
273	5,179	5,226	5,265	5,297	5,270	5,245
373	5,286	5,356	5,416	5,466	5,427	5,393
473	5,421	5,511	5,586	5,651	5,604	5,565
573	5,587	5,692	5,781	5,857	5,804	5,760
673	5,773	5,891	5,990	6,075	6,017	5,969
773	5,964	6,092	6,199	6,291	6,229	6,178
873	6,150	6,286	6,400	6,498	6,432	6,377
973	6,324	6,467	6,587	6,690	6,622	6,561
1073	6,485	6,633	6,758	6,864	6,790	6,728
1173	6,631	6,783	6,912	7,021	6,945	6,878
1273	6,762	6,918	7,050	7,162	7,080	7,012
1373	6,880	6,039	7,172	7,286	7,202	7,131
1473	6,985	7,146	7,282	7,397	7,310	7,236
1573	7,080	7,242	7,379	7,496	7,406	7,330
1673	7,163	7,328	7,466	7,583	7,491	7,413
1773	7,239	7,404	7,543	7,662	7,567	7,488
1873	7,306	7,472	7,612	7,731	7,635	7,554
1973	7,368	7,535	7,675	7,794	7,696	7,613
2073	7,423	7,590	7,731	7,850	7,751	7,668
2173	7,474	7,641	7,781	7,902	7,802	7,717
2273	7,519	7,686	7,826	7,947	7,846	7,761
2373	7,560	7,727	7,868	7,988	7,887	7,801
2473	7,599	7,766	7,906	8,026	7,924	7,838
2573	7,633	7,800	7,940	8,060	7,957	7,871
2673	7,665	7,831	7,971	8,086	7,988	7,901
2773	7,694	7,860	7,999	8,118	8,015	7,929

Вычисленные значения k для $\alpha \leq 1$ в функции $\frac{1}{T}$ нанесены в виде кружочков на фиг. 40. Там же нанесены значения k для воздуха. Как видно из фиг. 40, графики $k = F\left(\frac{1}{T}\right)$ для всех зна-

Зависимость отношения теплоемкостей k продуктов сгорания бензина от температуры и состава смеси

T, °K	α					
	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
273	1,3835	1,3800	1,3772	1,3749	1,3768	1,3786
373	1,3757	1,3707	1,3667	1,3633	1,3659	1,3682
473	1,3663	1,3604	1,3555	1,3514	1,3543	1,3569
573	1,3554	1,3489	1,3435	1,3391	1,3421	1,3447
673	1,3440	1,3371	1,3315	1,3269	1,3300	1,3327
773	1,3330	1,3260	1,3203	1,3157	1,3188	1,3215
873	1,3229	1,3159	1,3103	1,3056	1,3087	1,3114
973	1,3140	1,3071	1,3015	1,2968	1,2999	1,3027
1073	1,3062	1,2994	1,2939	1,2893	1,2925	1,2952
1173	1,2995	1,2927	1,2873	1,2828	1,2859	1,2887
1273	1,2937	1,2870	1,2817	1,2773	1,2805	1,2832
1373	1,2886	1,2821	1,2769	1,2725	1,2757	1,2785
1473	1,2843	1,2779	1,2727	1,2684	1,2717	1,2744
1573	1,2805	1,2742	1,2691	1,2649	1,2681	1,2709
1673	1,2772	1,2710	1,2660	1,2619	1,2651	1,2679
1773	1,2743	1,2682	1,2633	1,2592	1,2624	1,2652
1873	1,2718	1,2658	1,2609	1,2569	1,2601	1,2629
1973	1,2695	1,2636	1,2589	1,2548	1,2580	1,2609
2073	1,2675	1,2616	1,2569	1,2530	1,2562	1,2590
2173	1,2657	1,2599	1,2552	1,2513	1,2545	1,2573
2273	1,2641	1,2584	1,2537	1,2499	1,2531	1,2559
2373	1,2627	1,2570	1,2524	1,2486	1,2518	1,2545
2473	1,2613	1,2557	1,2512	1,2474	1,2506	1,2533
2573	1,2602	1,2546	1,2501	1,2464	1,2496	1,2523
2673	1,2591	1,2636	1,2491	1,2456	1,2488	1,2513
2773	1,2581	1,2527	1,2483	1,2446	1,2477	1,2504

чений $\alpha \leq 1$ в широком интервале температур хорошо укладываются в прямые линии, чем подтверждается гиперболическая зависимость $k=f(T)$.

Чтобы найти для продуктов сгорания бензина эмпирическое уравнение $k=\Phi_1(T, \alpha \leq 1, x)$, применим общую формулу отношения теплоемкостей k для любого промежуточного состояния рабочего тела (128), которую, учитывая непараллельность прямых $k=F\left(\frac{1}{T}\right)$ на фиг. 40, напишем в следующем виде:

$$k = a + \frac{b}{T} - \left(a + \frac{b}{T} - a_\alpha - \frac{b_\alpha}{T} \right) x$$

или после простых преобразований

$$k = a + [b + (b_\alpha - b)x] \frac{1}{T} - (a - a_\alpha)x, \quad (149)$$

где a_α — ордината, отсекаемая прямой, соответствующей данному коэффициенту избытка воздуха α , на оси ординат;
 b_α — угловой коэффициент этой же прямой.

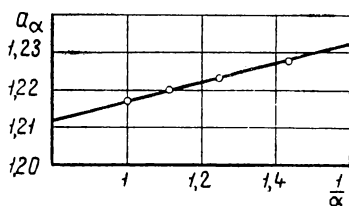
Численные значения обеих констант a_α и b_α зависят только от величины коэффициента избытка воздуха α .

На фиг. 41 и фиг. 42 нанесены значения a_α и b_α в функции обратной величины $\frac{1}{\alpha}$. Как видно из этих фигур, точки хорошо ложатся на прямые. По графикам, вычерченным в большом масштабе, были найдены константы этих прямых:

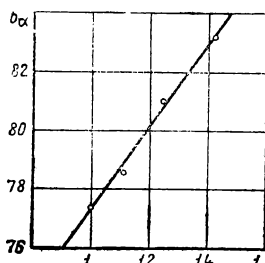
$$a_\alpha = 1,1925 + \frac{0,0245}{\alpha}, \quad (150)$$

$$b_\alpha = 63,1 + \frac{14,2}{\alpha}. \quad (151)$$

Подставляя в уравнение (149) ранее найденные для воздуха значения $a=1,259$ и $b=76,7$, а также значения a_α и b_α из фор-



Фиг. 41. График уравнения (150) для продуктов сгорания бензина при $\alpha \leq 1$.



Фиг. 42. График уравнения (151) для продуктов сгорания бензина при $\alpha \leq 1$.

мул (150) и (151), после некоторых простых преобразований получим в окончательном виде искомое для $\alpha \leq 1$ эмпирическое уравнение для продуктов сгорания бензино-воздушных смесей

$$k = 1,259 + \left[76,7 - \left(13,6 - \frac{14,2}{\alpha} \right) x \right] \frac{1}{T} - \left(0,0665 - \frac{0,0245}{\alpha} \right) x. \quad (152)$$

Для конечных продуктов сгорания бензино-воздушных смесей, т. е. для $x=1$, уравнение (152) примет вид:

$$k = 1,1925 + \frac{0,0245}{\alpha} + \left(63,1 + \frac{14,2}{\alpha} \right) \frac{1}{T}. \quad (153)$$

Наибольшее отклонение величин k , вычисленных по уравнению (153), по сравнению с данными табл. 10 составляет в пределах температур 750—2800°К величину, меньшую 0,2%, а в пределах температур 650—750°К — 0,6%.

Вычисленные для $\alpha \geq 1$ значения k в функции $\frac{1}{T}$ (см. табл. 10) нанесены в виде кружочков на фиг. 43. Там же нанесены значе-

ния k для воздуха. Как видно из фиг. 43, графики $k = F\left(\frac{1}{T}\right)$ для значений $\alpha > 1$ также в широком интервале температур хорошо укладываются в прямые линии.

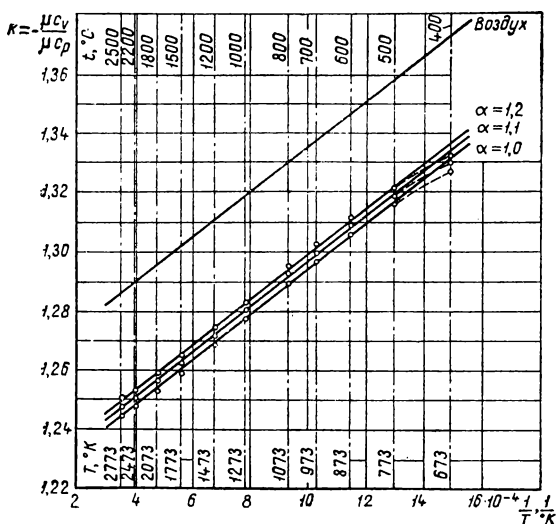
Для составления эмпирической формулы $k = \Phi_2(T, \alpha \geq 1, x)$ было использовано уравнение (149). Применяя метод, подробно изложенный выше, были найдены значения констант:

$$a_\alpha = 1,247 - \frac{0,03}{\alpha}$$

и

$$b_\alpha = 77,3.$$

Подставляя найденные значения констант a_α и b_α , а также численные значения $a = 1,259$ и $b = 76,7$ для воздуха в уравнение



Фиг. 43. Графики зависимостей отношения теплоемкостей $k \equiv \frac{\mu c_p}{\mu c_v}$ продуктов сгорания бензина для значений коэффициента избытка воздуха $\alpha \geq 1$, а также воздуха от обратной величины абсолютной температуры $\frac{1}{T}$.

(149) после упрощений получим в окончательном виде искомое для продуктов сгорания бензино-воздушных смесей при $\alpha \geq 1$ эмпирическое уравнение:

$$k = 1,259 + (76,7 + 0,6x) \frac{1}{T} - \left(0,012 + \frac{0,03}{\alpha}\right) x. \quad (154)$$

Для конечных продуктов сгорания бензино-воздушных смесей, т. е. для $x=1$, уравнение (154) примет вид

$$k=1,247 - \frac{0,03}{a} + \frac{77,3}{T}. \quad (155)$$

Наибольшее отклонение величин k , вычисленных по уравнению (155), по сравнению с данными табл. 10, составляет в пределах температур 750—2800° К величину меньшую 0,11%, а в пределах температур 650—750° К — 0,4%.

Выведенные эмпирические уравнения позволяют с большой точностью вычислять отношения теплоемкостей рабочего тела тепловых машин $k \equiv \frac{c_p}{c_v}$ в зависимости от температуры, коэффициента избытка воздуха и степени выгорания.

Отметим, что выведенные уравнения $k = \Phi(T, a, x)$ облегчают возможность использовать электронные вычислительные машины для термодинамических расчетов тепловых машин.

10. РАСЧЕТ ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ

В итоге расчета процесса сгорания в первую очередь должны быть получены численные значения давлений и температур газов в цилиндре двигателя для любого момента процесса сгорания. Расчет процесса сгорания должен быть произведен с учетом угла опережения воспламенения, характера и средней скорости сгорания. Такой метод расчета изменения давления и температуры рабочего тела позволит определить с наибольшим приближением к действительному рабочему циклу двигателя максимальные давления, температуру и соответствующие им углы поворота коленчатого вала, максимальную быстроту нарастания давления газов в цилиндре двигателя и работу газов в процессе сгорания. В результате уточненного расчета процесса сгорания могут быть вычислены с наибольшим приближением к реальным условиям давление и температура газов в конце процесса расширения, среднее индикаторное давление, индикаторный к. п. д. и другие показатели цикла.

Для наиболее точного отражения расчетными кривыми $p=f(V)$ и $T=\Phi(V)$ истинного изменения этих параметров в течение процесса сгорания необходимо связать закономерности термодинамики с закономерностью тепловыделения.

Коэффициенты процесса сгорания и использованная теплота сгорания. Можно считать, что освобождающаяся в процессе сгорания теплота прямо пропорциональна количеству прореагировавшего топлива, тогда

$$Q_x = \delta H_u G_{mц} x, \quad (156)$$

где Q_x — теплота, выделившаяся в процессе сгорания за время t ;
 $G_{mц}$ — количество топлива, подаваемого в цилиндр двигателя за один цикл;
 x — доля топлива, сгоревшего за время t ;
 H_u — низшая теплотворность топлива;
 δ — коэффициент выделения теплоты, учитывающий потерю части теплотворности вследствие неполноты сгорания (недостаток воздуха, несовершенное сгорание).

Очевидно,

$$Q = Q_x - Q_{пот}, \quad (157)$$

где Q — количество теплоты, используемое для повышения внутренней энергии рабочего тела и осуществления внешней работы за период от начала сгорания до любого момента времени процесса сгорания; назовем Q использованной теплотой сгорания;

$Q_{пот}$ — потери теплоты в стенки, на дросселирование (в разделенных камерах сгорания дизелей) и на диссоциацию за время t .

Потери теплоты $Q_{пот}$ в течение процесса сгорания изменяются по законам теплопередачи, гидродинамики и диссоциации, но, учитывая их относительно небольшую величину по сравнению с Q_x , можно допустить, что $Q_{пот}$ составляет одну и ту же часть $1 - \psi$ теплоты сгорания Q_x , т. е.

$$Q_{пот} \approx (1 - \psi) Q_x. \quad (158)$$

Подставляя это значение в уравнение (157), будем иметь

$$Q = \psi Q_x, \quad (159)$$

где ψ — коэффициент использования теплоты.

Учитывая уравнение (156), получим

$$Q = \psi \delta H_u G_{mц} x = \xi H_u G_{mц} x, \quad (160)$$

где $\xi = \psi \delta$ — коэффициент эффективности сгорания.

Напишем уравнение (160) для 1 кг рабочего тела; в результате получим уравнение удельной использованной теплоты сгорания

$$q = \frac{Q}{G_{mц} G}, \quad (161)$$

причем для карбюраторных двигателей

$$q = \frac{Q}{G_{mц} (G_0 + G_2)} = \frac{Q}{G_{mц} (1 + \gamma) (1 + \alpha L'_0)} = \frac{\xi H_u}{(1 + \gamma) (1 + \alpha L'_0)} x; \quad (161a)$$

для дизелей

$$q \approx \frac{Q}{G_{mц} (G_0 + G_2 + 1)} = \frac{Q}{G_{mц} [(1 + \gamma) \alpha L'_0 + 1]} = \frac{\xi H_u}{(1 + \gamma) \alpha L'_0 + 1} x, \quad (161б)$$

где G — вес рабочего тела на 1 кг топлива;
 G_0 — вес свежего заряда на 1 кг топлива;
 G_s — вес остаточных газов;
 γ — коэффициент остаточных газов.

Общее количество теплоты, используемое в течение всего процесса сгорания для увеличения внутренней энергии и осуществления работы 1 кг рабочего тела,

$$q_z = \frac{Q_z}{G_{мц}G}, \quad (162)$$

где Q_z — общая использованная теплота сгорания, причем для карбюраторных двигателей

$$q_z = \frac{\xi H_u}{(1+\gamma)(1+\gamma L'_0)}; \quad (162a)$$

для дизелей

$$q_z = \frac{\xi H_u}{(1+\gamma)\alpha L'_0 + 1}. \quad (162b)$$

Назовем q_z общей удельной использованной теплотой сгорания. На основе уравнений (161) и (162) можно написать

$$q = q_z x, \quad (163)$$

или в дифференциальной форме

$$dq = q_z dx, \quad (164)$$

где dq — бесконечно малое количество теплоты, используемое за бесконечно малый отрезок времени на увеличение внутренней энергии 1 кг рабочего тела и осуществления внешней работы;

dx — бесконечно малая доля топлива, сгоревшего за время dt .

Первый метод определения давлений процесса сгорания. Уравнение первого закона термодинамики для произвольного изменения состояния газов:

$$dq = c_v dT + A p dv;$$

для нашей задачи это уравнение можно записать следующим образом:

$$q_z dx = c_v dT + A p dv, \quad (165)$$

где c_v — теплоемкость рабочего тела при постоянном объеме;
 dT — бесконечно малое приращение температуры рабочего тела за время dt ;

$A = \frac{1}{427}$ — тепловой эквивалент единицы работы;

p — давление газов;

dv — бесконечно малое приращение удельного объема рабочего тела за время dt .

Преобразуем уравнение (165) с целью исключения из него dT и c_v . Для этого используем известные из термодинамики уравнения

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} &= \frac{dT}{T} \\ pv &= RT \\ A &= \frac{c_p - c_v}{R} \end{aligned} \right\}. \quad (166)$$

В результате преобразований получим дифференциальное уравнение процесса сгорания, выраженное через объемы

$$\frac{dp}{dv} + \frac{k}{v} p = \frac{(k-1) q_z}{Av} \cdot \frac{dx}{dv}, \quad (167)$$

где $k = \frac{c_p}{c_v}$ — отношение теплоемкостей;

$\frac{dx}{dv}$ — скорость сгорания по объему.

Если принять $k = \text{const}$, то уравнение (167) будет иметь вид линейного дифференциального уравнения первого порядка, решение которого напишется так:

$$p e^{k \int \frac{dv}{v}} = \frac{(k-1) q_z}{A} \int \left(\frac{1}{v} \cdot \frac{dx}{dv} e^{k \int \frac{dv}{v}} \right) dv + C;$$

интегрирующий множитель

$$e^{k \int \frac{dv}{v}} = v^k,$$

и после подстановки получим:

$$p = \frac{(k-1) q_z \int \left(v^{k-1} \frac{dx}{dv} \right) dv}{v^k} + C. \quad (168)$$

Для расчетов практически удобнее пользоваться уравнениями, в которых объемы выражены через соответствующие им углы поворота коленчатого вала.

Перепишем уравнение (120a) с учетом уравнения (118) в следующем виде

$$v = f(\alpha) = \frac{v_a}{\varepsilon} \left\{ 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{\lambda} \right) - \left(\cos \alpha + \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha} \right) \right] \right\}. \quad (169)$$

Скорость изменения объема по углу поворота коленчатого вала является производной от функции (169), т. е.

$$\frac{dv}{d\alpha} = f'(\alpha),$$

или, обозначив через φ угол поворота коленчатого вала, отсчитываемый от момента воспламенения топлива, имеем

$$\frac{dv}{d\varphi} = \frac{dv}{d\alpha} = f'(\alpha),$$

откуда

$$dv = f'(\alpha) d\varphi,$$

или, выразив dv через «отвлеченный» дифференциал, получим

$$dv = \varphi_z f'(\alpha) d\left(\frac{\varphi}{\varphi_z}\right),$$

где φ_z — продолжительность процесса сгорания, выраженная в углах поворота коленчатого вала.

После соответствующих подстановок в уравнение (167) и умножения левой и правой части уравнения на $f'(\alpha)$ получим дифференциальное уравнение процесса сгорания, выраженное через углы поворота коленчатого вала:

$$\frac{dp}{d\varphi} + k \frac{f'(\alpha)}{f(\alpha)} p = \frac{(k-1)q_z}{A\varphi_z f(\alpha)} \cdot \frac{dx}{d\left(\frac{\varphi}{\varphi_z}\right)}. \quad (170)$$

Интегрирование уравнения (170) производим аналогично предыдущему, в результате получим

$$p = \frac{\frac{(k-1)q_z}{A\varphi_z} \int_0^{\varphi} \left\{ [f(\alpha)]^{k-1} \frac{dx}{d\left(\frac{\varphi}{\varphi_z}\right)} \right\} d\varphi}{[f(\alpha)]^k} + C. \quad (171)$$

Постоянная интегрирования C определится из начальных условий. При $\alpha = \theta$ $v = v_y$, $p = p_y$, а относительная скорость сгорания (см. уравнение (57))

$$w_0 = \frac{dx}{d\left(\frac{t}{t_z}\right)} = \frac{dx}{d\left(\frac{\varphi}{\varphi_z}\right)} = 0;$$

таким образом

$$C = p_y [f(\theta)]^k.$$

Обозначим функцию, заключенную в фигурных скобках уравнения (169), через $\psi(\alpha)$:

$$\psi(\alpha) = 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{\lambda} \right) - \left(\cos \alpha + \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha} \right) \right] = 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \sigma \quad (172)$$

Теперь уравнение (171) после соответствующих подстановок примет вид

$$p = \frac{1}{[\psi(\alpha)]^k} \left\{ \frac{(k-1) \varepsilon q_z}{Av_a \varphi_z} \int_0^{\varphi} [\psi(\alpha)]^{k-1} w_0 d\varphi + p_y [\psi(\theta)]^k \right\}. \quad (173)$$

Полученное уравнение (173) может служить расчетной формулой для вычисления давления газов в процессе сгорания. Интеграл вычисляется одним из приближенных способов, поскольку в конечном виде он не берется.

При интегрировании уравнения (170) отношение теплоемкостей k было принято постоянным. В действительности в процессе сгорания по мере повышения температуры и изменения химического состава рабочего тела k несколько уменьшается. Это обстоятельство влияет на величины определяемых давлений. Однако, если величину k устанавливать исходя из средних значений температур и химического состава рабочего тела за весь процесс сгорания, то вычисленные значения p при постоянном k , как будет показано в п. 13, оказываются довольно близкими к значениям, получаемым при учете изменчивости k .

Для определения давления газов в процессе сгорания с учетом изменения величины k разбиваем весь процесс сгорания по времени, начиная с момента воспламенения (точка y) до конца сгорания (точка z), на отдельные элементарные участки 1—2 (фиг. 44). Считаем на данном участке $k_{1-2} = \text{const}$, тогда путем интегрирования уравнения (170) в пределах участка $\varphi_1 - \varphi_2$ получим формулу

$$p_2 = \frac{1}{[\psi(\alpha_2)]^{k_{1-2}}} \left\{ \frac{(k_{1-2}-1) \varepsilon q_z}{Av_a \varphi_z} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} [\psi(\alpha)]^{k-1} w_0 d\varphi + p_1 [\psi(\alpha_1)]^{k_{1-2}} \right\}. \quad (174)$$

Для каждого участка среднюю величину отношения теплоемкостей можно приближенно определить по формуле (см. формулу (125))

$$k_{1-2} \approx 1,405 - \frac{0,5}{10000} T_{1-2} - a x_{1-2}, \quad (175)$$

где T_{1-2} — средняя температура на данном участке 1—2;

x_{1-2} — среднее значение доли сгоревшего топлива для участка 1—2;

a — коэффициент, оцениваемый по табл. 4.

Более точное определение k_{1-2} возможно по эмпирическим формулам, составленным на основе новейших данных в п. 9: для продуктов сгорания дизельного топлива (см. формулу (138))

$$k_{1-2} = 1,259 + \frac{76,7}{T_{1-2}} - \left(0,005 + \frac{0,0375}{\alpha} \right) x_{1-2}; \quad (176)$$

где q_{1-2} — использованная теплота сгорания, приходящаяся на участок 1—2;
 $c_{v_{1-2}}$ — средняя теплоемкость рабочего тела на участке 1—2;
 T_1 и T_2 — абсолютные температуры в начале и конце участка 1—2.

Принимая разности аргумента $v_2 - v_1$ достаточно малыми, можем принять

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv \approx \frac{p_2 + p_1}{2} (v_2 - v_1). \quad (180)$$

Учитывая уравнение (163), получим:

$$q_{1-2} = q_z (x_2 - x_1) = q_z \Delta x_{1-2}, \quad (181)$$

где Δx_{1-2} — доля топлива, сгоревшего на участке 1—2.

Заменим температуры в уравнении (179) давлениями, используя для этого уравнение состояния газа $p v = R T$; в результате член уравнения, отражающий изменение внутренней энергии газа на участке 1—2, будет равен

$$c_{v_{1-2}} (T_2 - T_1) = \frac{c_{v_{1-2}}}{R} (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Используя уравнение $c_p - c_v = A R$, получим

$$c_{v_{1-2}} (T_2 - T_1) = \frac{A}{k_{1-2} - 1} (p_2 v_2 - p_1 v_1), \quad (182)$$

где $k_{1-2} = \frac{c_{p_{1-2}}}{c_{v_{1-2}}}$ — отношение средних теплоемкостей на участке 1—2.

Подставляя в исходное уравнение (179) полученные согласно уравнениям (180), (181) и (182) значения, имеем

$$427 q_z \Delta x_{1-2} = \frac{1}{k_{1-2} - 1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \frac{1}{2} (p_2 + p_1) (v_2 - v_1)$$

или после простых преобразований и решения уравнения относительно p_2 получим

$$p_2 = \frac{854 q_z \Delta x_{1-2} + p_1 \left(\frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1} v_1 - v_2 \right)}{\frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1} v_2 - v_1}. \quad (183)$$

Назовем отношение $\frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1}$ фактором теплоемкости и обозна-

чим его через K_{1-2} . Выражая давление в $\kappa\Gamma/\text{см}^2$, получим простую расчетную формулу:

$$p_2 = \frac{0,0854q_z \Delta x_{1-2} + p_1 (K_{1-2}v_1 - v_2)}{K_{1-2}v_2 - v_1} \kappa\Gamma/\text{см}^2. \quad (183a)$$

Если для всего процесса сгорания принять среднее значение фактора теплоемкости

$$K = \frac{k+1}{k-1} = \text{const},$$

то

$$p_2 = \frac{0,0854q_z \Delta x_{1-2} + p_1 (Kv_1 - v_2)}{Kv_2 - v_1} \kappa\Gamma/\text{см}^2. \quad (184)$$

Доля топлива, сгоревшего на участке $1-2$, определяется по уравнению (79):

$$\Delta x_{1-2} = e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z}\right)^{m+1}} - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z}\right)^{m+1}}, \quad (185)$$

где φ_1 и φ_2 — углы поворота коленчатого вала, отсчитываемые от момента воспламенения до начала или конца рассматриваемого участка.

Объемы v_1 и v_2 определяются по уравнению (120а).

Определение быстроты нарастания давления. Нагрузки на детали кривошипно-шатунного механизма двигателя имеют динамический характер и периодически меняют свою величину и знак. Это вызывает повышенные напряжения в деталях. Степень динамичности нагрузки зависит в первую очередь от быстроты нарастания давления газов в процессе сгорания. Таким образом, быстрота нарастания давления является важным показателем рабочего цикла двигателя.

Приведенные выше способы расчета давления рабочего тела в процессе сгорания позволяют также определить быстроту нарастания давления.

Средняя быстрота нарастания давления определяется по формуле (см. фиг. 44):

$$\omega_p = \frac{p_{\max} - p_y}{\varphi_{z_1}}, \quad (186)$$

где φ_{z_1} — угол поворота коленчатого вала от момента воспламенения топлива до момента максимального давления.

Максимальная быстрота нарастания давления определяется по наибольшему значению угла β_{\max} наклона касательной к линии сгорания, построенной в координатной системе $p - \alpha^\circ$

$$\omega_{p \max} = \text{tg } \beta_{\max}. \quad (187)$$

Можно также с достаточной для практики точностью вычислить

$w_{p \max}$ по максимальной разности двух значений давлений, определенных на участке 1—2:

$$w_{p \max} = \frac{(p_2 - p_1)_{\max}}{\varphi_2 - \varphi_1}. \quad (187a)$$

Определение температуры процесса сгорания. Переменная температура в процессе сгорания вычисляется одновременно с определением давлений. Для более точного определения величины температуры следует учесть, что в процессе сгорания изменяется число молекул газа. Для любого момента процесса сгорания с учетом молекулярного изменения рабочего тела справедливо уравнение состояния

$$pV = 848 (M_0 + M_z + \Delta M) T, \quad (188)$$

где M_0 — число молей свежего заряда;

M_z — число молей остаточных газов;

ΔM — приращение числа молей за время t , причем при $t=0$ приращение $\Delta M=0$, а при $t=t_z$ приращение $\Delta M = \Delta M_{\max}$.

Закономерность сгорания, выраженная уравнением (50), определяет не только характер освобождения теплоты, но и характер изменения химического состава рабочего тела во времени, поскольку выделение теплоты является следствием завершившихся элементарных химических реакций. Поэтому можно считать, что

$$\Delta M = \Delta M_{\max} x$$

и, учитывая уравнение (79),

$$\Delta M = \Delta M_{\max} \left[1 - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}} \right]. \quad (189)$$

Подставляя полученное значение ΔM в уравнение (188), получим формулу, позволяющую вычислить температуру рабочего тела в цилиндре двигателя для любого момента процесса сгорания:

$$T = \frac{pV}{848 \left\{ M_0 + M_z + \Delta M_{\max} \left[1 - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}} \right] \right\}}. \quad (190)$$

Формулу (190) удобнее выразить через коэффициент молекулярного изменения и остаточных газов.

Химический коэффициент молекулярного изменения

$$\beta_0 = \frac{M_0 + \Delta M}{M_0} = 1 + \frac{\Delta M}{M_0} = 1 + \frac{\Delta M_{\max} \left[1 - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}} \right]}{M_0}. \quad (191)$$

и колеблется в процессе сгорания от единицы до

$$\beta_{0 \max} = 1 + \frac{\Delta M_{\max}}{M_0},$$

откуда

$$\Delta M_{\max} = (\beta_{0 \max} - 1) M_0. \quad (192)$$

Подставляя выражение (192) в уравнение (191), получим

$$\beta_0 = 1 + (\beta_{0 \max} - 1) \left[1 - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}} \right]. \quad (193)$$

Максимальное значение химического коэффициента молекулярного изменения зависит от элементарного состава и кажущегося молекулярного веса топлива, а также от коэффициента избытка воздуха α и может быть вычислено по известным формулам [20, 60, 61, 62].

Для карбюраторных двигателей: при $0,7 \leq \alpha \leq 1$

$$\beta_{0 \max} = 1 + \frac{\frac{H}{4} + \frac{O}{32} + 0,21(1-\alpha)L_0 - \frac{1}{\mu_T}}{\alpha L_0 + \frac{1}{\mu_T}}, \quad (194)$$

при $\alpha \geq 1$

$$\beta_{0 \max} = 1 + \frac{\frac{H}{4} + \frac{O}{32} - \frac{1}{\mu_T}}{\alpha L_0 + \frac{1}{\mu_T}}. \quad (194a)$$

Для дизелей при $\alpha \geq 1$

$$\beta_{0 \max} = 1 + \frac{\frac{H}{4} + \frac{O}{32}}{\alpha L_0}. \quad (194b)$$

В последних трех формулах:

H — доля водорода в топливе;

O — доля кислорода в топливе.

Как известно, коэффициент остаточных газов

$$\gamma = \frac{M_z}{M},$$

а действительный коэффициент молекулярного изменения:

$$\beta = \frac{M_0 + M_z + \Delta M}{M_0 + M_z} = \frac{1 + \gamma + \frac{\Delta M}{M_0}}{1 + \gamma} = 1 + \frac{\Delta M}{(1 + \gamma) M_0}. \quad (195)$$

Учитывая уравнения (189) и (192), напомним формулу действительного коэффициента молекулярного изменения (195) в таком виде:

$$\beta = 1 + \frac{(\beta_{0 \max} - 1) \left[1 - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}} \right]}{1 + \gamma}. \quad (196)$$

Сравнивая уравнения (196) и (193), легко установить связь между коэффициентами молекулярного изменения:

$$\beta = \frac{\beta_0 + \gamma}{1 + \gamma}. \quad (197)$$

В уравнении (197) β и β_0 надо рассматривать как переменные количества. В теоретических курсах по двигателям выводится уравнение типа (197), поскольку имеется в виду конец процесса сгорания, т. е. частный случай

$$\beta_{\max} = \frac{\beta_0 \max + \gamma}{1 + \gamma}. \quad (198)$$

Решая уравнение (196) совместно с уравнением (198), получим

$$\beta = 1 + (\beta_{\max} - 1) \left[1 - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\tilde{r}z} \right)^{m+1}} \right]. \quad (199)$$

Выведем уравнение, позволяющее вычислить температуру для любого момента процесса сгорания, не прибегая к предварительному определению числа молей всех компонентов рабочего тела.

Уравнение состояния газа (188) для момента воспламенения представится в виде

$$\rho_y V_y = 848 (M_0 + M_2) T_y, \quad (200)$$

где ρ_y , v_y , T_y — параметры рабочего тела в момент воспламенения.

Решая совместно уравнения (188) и (200) и принимая во внимание уравнение (195), можно написать:

$$T = \frac{pv}{\rho_y v_y} \left(\frac{M_0 + M_2}{M_0 + M_2 + \Delta M} \right) T_y = \frac{T_y}{\rho_y v_y} \cdot \frac{pv}{\beta} = \frac{T_y}{\rho_y \psi(\alpha_y)} \cdot \frac{p\psi(\alpha)}{\beta}, \quad (201)$$

откуда температура в конце элементарного участка определится по формуле:

$$T_2 = \frac{T_y}{\rho_y \psi(\alpha_y)} \cdot \frac{p_2 \psi(\alpha_2)}{\beta_{1-2}}, \quad (202)$$

где β_{1-2} — средний на участке $\varphi_1 - \varphi_2$ коэффициент молекулярного изменения.

Выбор коэффициентов и параметров процесса сгорания. Чем точнее оцениваются и выбираются главные исходные величины, необходимые для расчета процесса сгорания, тем надежнее будут результаты расчетов этого процесса, тем лучше расчетная линия сгорания будет соответствовать действительной линии сгорания индикаторной диаграммы данного двигателя. К сожалению, в настоящее время приводимые ниже рекомендации в отношении выбора продолжительности сгорания (средней скорости сгорания) φ_2 , показателя характера сгорания m и коэффициента эффективности сгорания ξ являются лишь ориентировочными, ибо экспериментальных данных, характеризующих эти величины, мало. По мере накопления последних для разных типов двигателей и разных условий их работы рекомендации в отношении выбора величин φ_2 , m и ξ станут более точными и дифференцированными.

Для дизелей величины φ_z , m и ξ можно выбирать в зависимости от типа камеры сгорания и способа смесеобразования согласно данным табл. 11.

Таблица 11

Ориентировочные значения параметров сгорания в зависимости от способа смесеобразования в дизелях

Тип камеры сгорания и способ смесеобразования	Примеры дизелей, камер сгорания	φ_z	m	ξ
<p>Неразделенные камеры сгорания с непосредственным впрыском топлива:</p> <p>при слабо выраженных организованных воздушных вихрях . . .</p> <p>при создании организованного вихревого движения воздуха в процессе впрыска (продувки)</p> <p>при создании вихревого движения воздуха в процессе сжатия или при создании двойного завихрения в процессах впрыска и сжатия . . .</p> <p>то же, но с пленочным смесеобразованием (М-процесс)</p> <p>Разделенные камеры сгорания:</p> <p>вихревые</p> <p>предкамерные</p>	В-2, Д-6	90—150	0—0,15	0,80—0,90
	ЮМО-4	60—75	0,35—0,5	0,75—0,88
	ЦНИДИ-7 «Заурер»	50—75*	0,4—1*	0,75—0,85*
	МАН-М	50—75*	0,8—1,2*	0,75—0,85*
	Д-54, Д-35 КДМ-46	60—100 60—100	0,4—0,6 0,4—0,6	0,70—0,80 0,65—0,75

* Предположительно.

Следует иметь в виду, что с повышением числа оборотов дизеля φ_z увеличивается; наддув повышает значение величины m на 0,2—0,4. Значения ξ могут по мере улучшения процессов смесеобразования и сгорания повыситься.

Для карбюраторных двигателей с удовлетворительным процессом сгорания при слабо обогащенной смеси экспериментальные данные позволяют рекомендовать значения для φ_z от 45 до 55° поворота коленчатого вала, m от 3 до 4, ϕ от 0,88 до 0,92; значения ξ можно определить из равенства

$$\xi = \delta\phi, \quad (203)$$

где коэффициент выделения теплоты для значений $\alpha \leq 1$ определяется по известной формуле

$$\delta = \frac{H_u - 2440 \cdot 0,404 (1 - \alpha) L'_{0.}}{H_u} \quad (204)$$

Для значений $\alpha \geq 1$ можно принять $\delta = 1$. Для обедненной смеси продолжительность сгорания φ_z увеличивается до $60-70^\circ$ поворота коленчатого вала.

11. РАСЧЕТ ПРОЦЕССА РАСШИРЕНИЯ

Обычно весь процесс расширения от точки максимального давления рассчитывают как политропный процесс. В действительности сгорание продолжается и после точки максимального давления (догорание). Поэтому расчет всего процесса расширения по политропной схеме является условным.

Приведенный выше метод теплового расчета позволяет рассчитывать весь процесс сгорания, включая и ту его часть, которая выходит за пределы так называемого видимого сгорания. Таким образом, допущение о политропном характере «чистого» процесса расширения (после точки z — конца сгорания) ближе к истине.

Для расчета процесса расширения используем формулы политропного процесса:

$$p = \left(\frac{v_z}{v} \right)^{n_2} p_z \quad (205)$$

$$\text{и} \quad T = \left(\frac{v_z}{v} \right)^{n_2 - 1} T_z, \quad (206)$$

где n_2 — показатель политропы «чистого» расширения;

v_z — удельный объем рабочего тела в конце процесса сгорания, определяемый по формуле (169).

Не рассматривая вопрос о влиянии фазы предварения выпуска на рабочий цикл двигателя, условно будем считать, что расширение продолжается при постоянном количестве рабочего тела до н. м. т. Тогда вычисление параметров рабочего тела для условного конца расширения можно производить по формулам

$$p_b = \left(\frac{v_z}{v_b} \right)^{n_2} p_z = \left(\frac{v_z}{v_a} \right)^{n_2} p_z \quad (207)$$

$$\text{и} \quad T_b = \left(\frac{v_z}{v_b} \right)^{n_2 - 1} T_z = \left(\frac{v_z}{v_a} \right)^{n_2 - 1} T_z, \quad (208)$$

где $p_z, v_z, T_z, p_b, v_b, T_b$ — параметры рабочего тела, соответственно в конце процессов сгорания и расширения.

12. ВЫЧИСЛЕНИЕ РАБОТЫ, СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ, КОЭФФИЦИЕНТА ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ЦИКЛА И УДЕЛЬНОГО РАСХОДА ТОПЛИВА

Абсолютная работа газов в процессе «чистого» политропического сжатия (до момента воспламенения топлива) определяется по формуле

$$l_{ay} = \frac{1}{n_1 - 1} (p_y v_y - p_a v_a). \quad (209)$$

Абсолютная работа газов в процессе сжатия при сгорании

$$l_{yc} = \int_{\sigma_y}^{\sigma_c} p dv.$$

Объемы рабочего тела и соответствующие им давления считаем вычисленными, поэтому для определения величины работы l_{yc} проще всего применить численное интегрирование методом трапеций (фиг. 46)

$$l_{yc} \approx \frac{1}{2} [(p_y + p_{y+1})(v_y - v_{y+1}) + (p_{y+1} + p_{y+2})(v_{y+1} - v_{y+2}) + \dots + (p_{c-1} + p_c)(v_{c-1} - v_c)].$$

После простых преобразований получим

$$l_{yc} = \frac{1}{2} \left[(p_y + p_{y+1}) v_y + \sum_{i=y}^{i=c-2} (p_{i+2} - p_i) v_{i+1} - (p_c + p_{c-1}) v_c \right]. \quad (210)$$

Заменив объемы согласно уравнению (120а) и произведя простые преобразования, получим

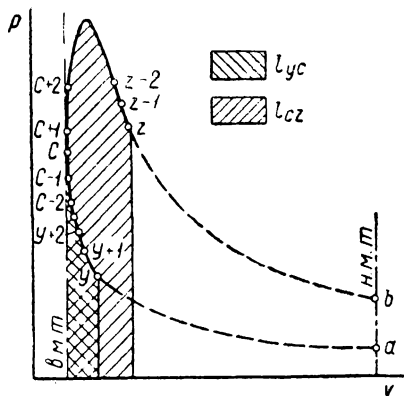
$$l_{yc} = \frac{(\epsilon - 1) v_a}{4\epsilon} \left[(\sigma_y - \sigma_{y+1}) p_y + \sum_{i=y}^{i=c-2} (\sigma_i - \sigma_{i+2}) p_{i+1} + \sigma_{c-1} p_c \right]. \quad (211)$$

Абсолютная работа процесса расширения при сгорании

$$l_{cz} = \int_{v_c}^{v_z} p dv.$$

Как и ранее, применяем численное интегрирование методом трапеций (фиг. 46)

$$l_{cz} \approx \frac{1}{2} [(p_c + p_{c+1})(v_{c+1} - v_c) + (p_{c+1} + p_{c+2})(v_{c+2} - v_{c+1}) + \dots + (p_{z-1} + p_z)(v_z - v_{z-1})]$$



Фиг. 46. Определение работы газов в процессе сгорания.

и после преобразований получим

$$l_{cz} = \frac{1}{2} \left[-(p_c + p_{c+1}) v_c + \sum_{i=c}^{i=z-2} (p_i - p_{i+2}) v_{i+1} + (p_{z-1} + p_z) v_z \right]. \quad (212)$$

Последнее уравнение с учетом уравнения (120а) после подстановки и преобразований примет вид:

$$l_{cz} = \frac{(\varepsilon - 1) v_a}{4\varepsilon} \left[\sigma_{c+1} p_c + \sum_{i=c}^{i=z-2} (\sigma_{i+2} - \sigma_i) p_{i+1} + (\sigma_z - \sigma_{z-1}) p_z \right]. \quad (213)$$

Абсолютная работа газов в процессе «чистого» политропического расширения определяется по формуле

$$l_{zb} = \frac{1}{n_z - 1} (p_z v_z - p_b v_b). \quad (214)$$

Величина работы теоретического цикла $l_{i, теор}$ равна работе расширения, уменьшенной на работу сжатия газов,

$$l_{i, теор} = l_{cz} + l_{zb} - l_{ay} - l_{yc}. \quad (215)$$

Среднее давление цикла

$$p_{i, теор} = \frac{l_{i, теор}}{v_h} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \cdot \frac{l_{i, теор}}{v_a}. \quad (216)$$

Коэффициент полезного действия цикла

$$\eta_{i, теор} = \frac{A l_{i, теор}}{h_u} = \frac{\xi l_{i, теор}}{427 q_z}, \quad (217)$$

где h_u — теплотворность 1 кг рабочей смеси, причем в соответствии с формулами (162) и (162а) $h_u = \frac{q_z}{\xi}$.

Удельный расход топлива

$$g_{i, теор} = \frac{632}{\eta_{i, теор} H_u}. \quad (218)$$

Вычисление эффективных параметров двигателя (p_e , η_e и g_e) производится обычными способами.

13. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА РАБОЧЕГО ЦИКЛА

Расчет теоретического цикла четырехтактного карбюраторного двигателя. Принимаем давление наружного воздуха $p_0 = 1,033 \text{ кг/см}^2$; температуру наружного воздуха $T_0 = 288^\circ\text{К}$.

Удельный объем, давление и температуру рабочего тела в момент воспламенения вычислим по уравнениям (121), (115) и (116):

$$v_y = \frac{1,24}{6} \left\{ 1 + \frac{6-1}{2} \left[(1+3,7) - (0,9063 + \right. \right. \\ \left. \left. + 3,7 \sqrt{1 - \left(\frac{1}{3,7}\right)^2 0,4226^2} \right] \right\} = 0,2676 \text{ м}^3/\text{кг}; \\ \rho_y = \left(\frac{1,24}{0,2676}\right)^{1,35} 0,8 = 6,34 \text{ кг/см}^3; \\ T_y = \left(\frac{1,24}{0,2676}\right)^{1,35-1} 358 = 612^\circ\text{К}.$$

По формуле (204) определим коэффициент выделения теплоты:

$$\delta = \frac{10500 - 2440 \cdot 0,404(1 - 0,85)14,8}{10500} = 0,79.$$

Оценим потери от теплопередачи в стенки в период сгорания в 4% и потери от диссоциации в 7% от H_u , т. е. примем коэффициент использования теплоты $\psi = 0,89$.

Определим коэффициент эффективного сгорания:

$$\xi = \delta\psi = 0,79 \cdot 0,89 = 0,70.$$

Общую удельную использованную теплоту сгорания вычислим по формуле (162)

$$q_z = \frac{0,7 \cdot 10500}{(1 + 0,088) \cdot (1 + 0,85 \cdot 14,8)} = 497,5 \text{ ккал/кг}.$$

Определим постоянную величину в уравнении (174)

$$E_1 = \frac{\varepsilon q_z}{10^4 A v_z v_a} = \frac{6 \cdot 497,5 \cdot 427}{10^4 \cdot 0,8727 \cdot 1,24} = 117,78 \text{ кг/см}^2. \quad (219)$$

Вначале построим кривую давления газов процесса сгорания с учетом изменения величины k . Расчет произведем двумя методами.

Согласно первому методу используем уравнение (174). Интеграл решаем численно способом трапеций (фиг. 47).

Обозначив

$$F(\varphi) = [\psi(\alpha)]^{k-1} \omega_0,$$

получим

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} [\psi(\alpha)]^{k-1} \omega_0 d\varphi = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} F(\varphi) d\varphi \approx \frac{h}{2} [F(\varphi_1) + F(\varphi_2)]. \quad (220)$$

Для большей точности выбираем h достаточно малым:

$$h = \varphi_2 - \varphi_1 = 2,5^\circ = 0,04363 \text{ рад}.$$

Для облегчения расчетов сведем основные результаты вычислений в табл. 12. В графе 1 приведены значения углов поворота коленчатого вала φ , отсчитываемые от момента воспламенения. В графе 2 — углы поворота коленчатого вала $\pm\alpha$, отсчитываемые от в. м. т.; очевидно, что при $\varphi=0$ угол α равен углу опережения воспламенения θ .

В графе 3 проставлены значения k_{1-2} , определенные по формуле (174), при этом средняя температура T_{1-2} и среднее значение доли сгоревшего топлива x_{1-2} для данного участка были найдены из величин температуры T_2 (графа 25) и доли сгоревшего топлива (графа 22). Значения x рассчитаны непосредственно по уравнению (79), температура же T_2 определена методом пробных подстановок. Для быстрого определения истинных значений T_2 рекомендуется строить график приращений температуры ΔT и методом экстраполяции оценивать ближайшее приращение температуры. Определив k_{1-2} , производят все вычисления для определения ρ_2 , а затем вычисляют по формуле (202) температуру T_2 . Если вычисленное значение T_2 значительно отличается от температуры, определенной экстраполяцией, то повторяют расчет k_{1-2} . Обычно одного повторного вычисления k_{1-2} и ρ_2 достаточно для определения точного значения T_2 .

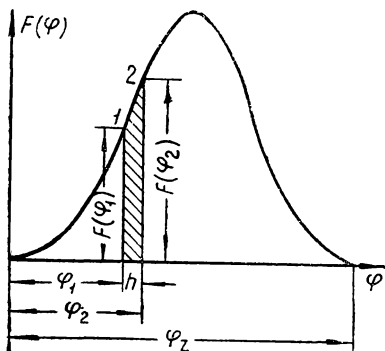
Для вычисления температуры T_2 необходимо знать среднее значение для данного участка действительного коэффициента молекулярного изменения β . Значения β были определены по уравнению (199), причем предварительно были вычислены по уравнениям (194) и (198) максимальные значения химического и действительного коэффициентов молекулярного изменения:

$$\beta_{0 \max} = 1 + \frac{\frac{0,145}{4} + 0,21(1-0,85) \frac{14,8}{28,95} - \frac{1}{114}}{\frac{0,85 \cdot 14,8}{28,95} + \frac{1}{114}} = 1,0985$$

и

$$\beta_{\max} = \frac{1,0985 + 0,088}{1 + 0,088} = 1,090.$$

В графе 4 проставлены значения функции $\psi(\alpha)$, определенные по формуле (172), а в графе 6 — значения отвлеченной скорости сгорания ω_0 , вычисленные по уравнению (57). Остальные графы понятны без пояснений.



Фиг. 47. Схема численного интегрирования уравнения (174) методом трапеций.

Расчет процесса сгорания карбюраторного

φ , град.	α , град.	k_{1-2}	$\psi(\alpha_1)$	$[\psi(\alpha_1)]^{k_{1-2}-1}$	w_{01}	$F(\varphi) =$ $[\psi(\alpha_1)]^{k_{1-2}-1} w_{01}$	$\psi(\alpha_2)$
1	2	3	4	5	6	7	8
0,0	$\theta = 25^\circ$	—	—	—	—	—	1,2947
2,5	-22,5	1,3741	1,2947	1,1014	0,0000	0,0000	1,2410
5	-20	1,3736	1,2410	1,0840	0,00345	0,00374	1,1905
7,5	-17,5	1,3727	1,1905	1,0671	0,0276	0,02945	1,1465
10	-15	1,3713	1,1465	1,0520	0,0929	0,09773	1,1078
12,5	-12,5	1,3686	1,1078	1,0385	0,2186	0,22702	1,0750
15	-10	1,3642	1,0750	1,0267	0,4204	0,43162	1,0482
17,5	-7,5	1,3572	1,0482	1,0170	0,7054	0,71739	1,0273
20	-5	1,3472	1,0273	1,0094	1,0684	1,07844	1,0120
22,5	-2,5	1,3340	1,0120	1,0040	1,4818	1,48773	1,0032
25	0	1,3182	1,0032	1,0010	1,8970	1,89890	1,0000
27,5	2,5	1,3007	1,0000	1,0000	2,2430	2,2430	1,0032
30	5	1,2828	1,0032	1,0009	2,4430	2,4452	1,0120
32,5	7,5	1,2663	1,0120	1,0032	2,4380	2,4458	1,0273
35	10	1,2523	1,0273	1,0068	2,2110	2,2260	1,0482
37,5	12,5	1,2415	1,0482	1,0114	1,8030	1,8236	1,0750
40	15	1,2341	1,0750	1,0171	1,3104	1,3328	1,1078
42,5	17,5	1,2300	1,1078	1,0238	0,8355	0,8554	1,1465
45	20	1,2282	1,1465	1,0317	0,4609	0,4755	1,1905
47,5	22,5	1,2280	1,1905	1,0406	0,2167	0,2255	1,2410
50	25	1,2286	1,2410	1,0506	0,0853	0,0896	1,2947

двигателя первым методом с учетом $k = \Phi(T, x)$

$[\psi(\alpha_2)]^{k_{1-2}} - 1$	$w_{0,2}$	$F(\varphi_2) \equiv [\psi(\alpha_2)]^{k_{1-2}} - 1 w_{0,2}$	$F(\varphi_1) + F(\varphi_2)$	$E_1 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} F(\varphi) d(\varphi) \approx E_{1,2} \frac{h}{2} [F(\varphi_1) + F(\varphi_2)]$	$k_{1-2} - 1$	$(k_{1-2} - 1) E_1 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} F(\varphi) d(\varphi) \approx (k_{1-2} - 1) E_{1,2} \frac{h}{2} [F(\varphi_1) + F(\varphi_2)]$
9	10	11	12	13	14	15
—	0,0000	—	—	—	—	—
1,0841	0,00345	0,00374	0,00374	0,00961	0,3741	0,00360
1,0673	0,0276	0,02946	0,03320	0,0853	0,3736	0,0319
1,0523	0,0929	0,09776	0,12721	0,3269	0,3727	0,1218
1,0387	0,2186	0,22706	0,32479	0,8346	0,3713	0,3099
1,0270	0,4204	0,43175	0,65877	1,6928	0,3686	0,6240
1,0173	0,7054	0,71760	1,14922	2,9530	0,3642	1,0755
1,0096	1,0684	1,07866	1,79605	4,6151	0,3572	1,6455
1,0042	1,4818	1,48802	2,56646	6,5948	0,3472	2,2897
1,0011	1,8970	1,89909	3,3868	8,7027	0,3340	2,9067
1,0000	2,2430	2,2430	4,1419	10,6430	0,3182	3,3866
1,0010	2,4430	2,4454	4,6884	12,0473	0,3007	3,6226
1,0034	2,4380	2,4463	4,8915	12,5692	0,2828	3,5546
1,0072	2,2110	2,2269	4,6727	12,0070	0,2663	3,1975
1,0120	1,8030	1,8246	4,0506	10,4084	0,2523	2,6260
1,0176	1,3104	1,3335	3,1571	8,1125	0,2415	1,9592
1,0243	0,8355	0,8558	2,1886	5,6238	0,2341	1,3165
1,0319	0,4609	0,4756	1,3310	3,4201	0,2300	0,7866
1,0406	0,2167	0,2255	0,7010	1,8013	0,2282	0,4111
1,0504	0,0853	0,0896	0,3151	0,8097	0,2280	0,1846
1,0608	0,0276	0,0293	0,1189	0,3055	0,2286	0,0698

Ф. град.	α , град.	$\kappa \Gamma / \text{см}^2$	$[\psi(\alpha_1)]^{k_{1-2}}$	$\rho_1 [\psi(\alpha_1)]^{k_{1-2}}$	$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} F(\varphi) d\varphi +$ $(k_{1-2} - 1) E_1 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2}$ $+ \rho_1 [\psi(\alpha_1)]^{k_{1-2}}$	$[\psi(\alpha_2)]^{k_{1-2}}$	ρ_2 , $\kappa \Gamma / \text{см}^2$
1	2	16	17	18	19	20	21
—	$0 = 25^\circ$	—	—	—	—	—	6,34
2,5	-22,5	6,34	1,4260	9,0408	9,0444	1,3454	6,722
5	-20	6,722	1,3452	9,0424	9,0743	1,2706	7,142
7,5	-17,5	7,142	1,2704	9,0732	9,1950	1,2064	7,622
10	-15	7,622	1,2062	9,1937	9,5036	1,1507	8,259
12,5	-12,5	8,259	1,1504	9,5012	10,1252	1,1041	9,171
15	-10	9,171	1,1037	10,1220	11,1975	1,0663	10,501
17,5	-7,5	10,501	1,0660	11,1940	12,8425	1,0373	12,381
20	-5	12,381	1,0370	12,8391	15,1288	1,0162	14,888
22,5	-2,5	14,888	1,0161	15,1277	18,0344	1,0043	17,957
25	0	17,957	1,0042	18,0324	21,4190	1,0000	21,419
27,5	2,5	21,419	1,0000	21,4190	25,0416	1,0042	24,937
30	5	24,937	1,0041	25,0392	28,5938	1,0154	28,160
32,5	7,5	28,160	1,0152	28,5880	31,7855	1,0347	30,720
35	10	30,720	1,0343	31,7737	34,3997	1,0607	32,431
37,5	12,5	32,431	1,0602	34,3833	36,3425	1,0939	33,223
40	15	33,223	1,0934	36,3260	37,6425	1,1347	33,174
42,5	17,5	33,174	1,1342	37,6260	38,4126	1,1831	32,468
45	20	32,468	1,1828	38,4032	38,8143	1,2388	31,332
47,5	22,5	31,332	1,2388	38,8141	38,9987	1,3036	29,916
50	25	29,916	1,3038	39,0045	39,0743	1,3734	28,451

x	β	β_{1-2}	$T_2, \text{ }^\circ\text{K}$	$T_{1-2}, \text{ }^\circ\text{K}$	$\frac{0,5}{10000} T_{1-2}$	x_{1-2}	$0,05x_{1-2}$
22	23	24	25	26	27	28	29
—	—	—	612	—	—	—	—
0,00004	1,000	1,0000	622	617	0,0309	0,00002	0,0000
0,0007	1,000	1,0000	634	628	0,0314	0,00037	0,0000
0,0035	1,000	1,0000	652	643	0,0322	0,0021	0,0001
0,0110	1,001	1,0005	682	667	0,0333	0,0072	0,0004
0,0266	1,002	1,0015	734	708	0,0354	0,0188	0,0010
0,0544	1,005	1,0035	818	776	0,0388	0,0405	0,0020
0,0985	1,009	1,0070	942	880	0,0440	0,0764	0,0038
0,1620	1,015	1,0120	1110	1026	0,0513	0,1302	0,0065
0,2467	1,022	1,0185	1319	1215	0,0608	0,2044	0,0102
0,3507	1,032	1,0270	1555	1437	0,0719	0,2987	0,0149
0,4686	1,042	1,0370	1799	1677	0,0838	0,4097	0,0205
0,5915	1,053	1,0475	2028	1914	0,0957	0,5300	0,0265
0,7086	1,067	1,0600	2220	2124	0,1062	0,6500	0,0325
0,8097	1,073	1,0700	2369	2295	0,1147	0,7592	0,0380
0,8876	1,080	1,0765	2474	2422	0,1211	0,8486	0,0424
0,9409	1,085	1,0825	2531	2503	0,1252	0,9142	0,0457
0,9728	1,088	1,0865	2554	2543	0,1272	0,9568	0,0478
0,9892	1,089	1,0885	2555	2555	0,1277	0,9810	0,0491
0,9964	1,090	1,0895	2541	2548	0,1274	0,9928	0,0496
0,9990	1,090	1,0900	2520	2531	0,1265	0,9978	0,0499

Вычисленные значения давлений и температур процесса сгорания использованы для построения линии сгорания в расчетной диаграмме теоретического цикла (фиг. 48).

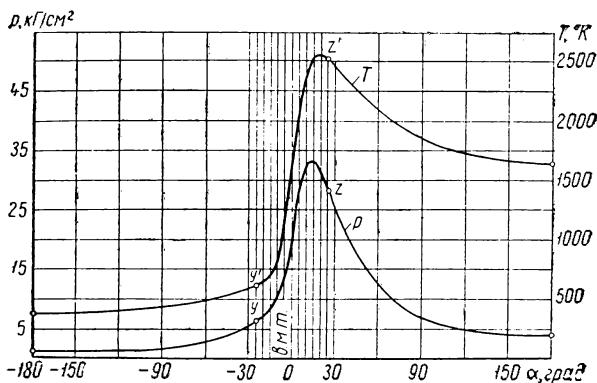
Как видно из фиг. 48, кривая линии сгорания соответствует действительному виду ее на индикаторных диаграммах карбюраторных двигателей. Расчетная кривая температур показывает, что максимум температур наступает позже максимума давлений, что находится также в полном соответствии с действительностью.

Средняя быстрота нарастания давления определяется по формуле (186)

$$\bar{\omega}_p = \frac{33,82 - 6,34}{37,5} \approx 0,72 \text{ кг/см}^2\text{град},$$

а максимальная — по формуле (187а)

$$\omega_{p \max} = \frac{24,94 - 21,42}{2,5} \approx 1,41 \text{ кг/см}^2\text{град}.$$



Фиг. 48. Расчетная диаграмма рабочего цикла карбюраторного двигателя.

Давление и температуру газов в конце расширения вычислим по формулам (207) и (208)

$$p_b = \left(\frac{0,2676}{1,24}\right)^{1,28} 28,45 = 4,00 \text{ кг/см}^2;$$

$$T_b = \left(\frac{0,2676}{1,24}\right)^{1,28-1} 2520 = 1640^\circ\text{K}.$$

Абсолютную работу «чистого» сжатия рабочего тела найдем по формуле (209):

$$l_{ay} = \frac{10^4}{1,35-1} (6,34 \cdot 0,2676 - 0,8 \cdot 1,24) = 2,013 \cdot 10^4 \text{ кгм/кг}.$$

Работу процесса сжатия при сгорании определим по формуле (211):

$$l_{yc} = \frac{(6-1) 1,24 \cdot 10^4}{4,6} [(0,1179-0,0964)6,34 + (0,1179-0,0762) \cdot 6,722 + \\ + (0,0964-0,0586) 7,142 + (0,0762-0,0431) 7,622 + \\ + (0,0586-0,0300) 8,259 + (0,0431-0,0193) 9,171 + \\ + (0,0300-0,0109) 10,501 + (0,0193-0,0048) 12,381 + \\ + (0,0109-0,00126) 14,888 + 0,0048 \cdot 17,957 + \\ + 0,00126 \cdot 21,4191] = 0,524 \cdot 10^4 \text{ кГм/кг.}$$

Работу процесса расширения при сгорании определим по формуле (213):

$$l_{cz} = \frac{(6-1) 1,24 \cdot 10^4}{4,6} [0,00126 \cdot 21,419 + 0,0048 \cdot 24,937 + \\ + (0,0109-0,00126) 28,160 + (0,0193-0,0048) 30,72 + \\ + (0,0300-0,0109) 32,431 + (0,0431-0,0193) 33,223 + \\ + (0,0586-0,0300) 33,174 + (0,0762-0,0431) 32,468 + \\ + (0,0964-0,0586) 31,332 + (0,1179-0,0762) 29,916 + \\ + (0,1179-0,0964) 28,451] = 1,896 \cdot 10^4 \text{ кГм/кг.}$$

Для вычисления работы «чистого» расширения необходимо предварительно найти величину v_2 ; замечаем, что $v_2 = v_y = 0,2676 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Работу «чистого» расширения вычислим по формуле (214)

$$l_{zb} = \frac{10^4}{1,28-1} (28,45 \cdot 0,2676 - 4,00 \cdot 1,24) = 9,476 \cdot 10^4 \text{ кГм/кг.}$$

Работу цикла найдем по формуле (215):

$$l_i \text{ теор} = (1,896 + 9,476 - 2,013 - 0,524) 10^4 = 8,835 \cdot 10^4 \text{ кГм/кг.}$$

Среднее давление цикла получим по формуле (216):

$$p_i \text{ теор} = \frac{6}{6-1} \cdot \frac{8,835}{1,24} = 8,55 \text{ кГ/см}^2.$$

Коэффициент полезного действия цикла определим по формуле (217):

$$\eta_i \text{ теор} = \frac{8,835 \cdot 10^4 \cdot 1,088(1+0,85 \cdot 14,8)}{427 \cdot 10500} = 0,291.$$

Индикаторный удельный расход топлива найдем по формуле (218):

$$g_i \text{ теор} = \frac{632}{\eta_i \text{ теор} p H_u} = \frac{632}{0,291 \cdot 10500} \approx 207 \text{ г/л. с. ч.}$$

Произведем расчет процесса сгорания вторым методом. Для этого уравнение (183а) перепишем в виде:

$$p_2 = \frac{E_2 \Delta x_{1-2} + p_1 [K_{1-2} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]}{K_{1-2} \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1)}, \quad (183б)$$

Расчет процесса сгорания карбюраторного двигателя

φ, град.	α, град.	k_{1-2}	$K_{1-2} = \frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1}$	$\psi (\alpha_1)$	$K_{1-2} \psi (\alpha_1)$	$\psi (\alpha_2)$
1	2	3	4	5	6	7
0,0	$\theta = 25^\circ$	—	—	—	—	1,2947
2,5	-22,5	1,3741	6,3462	1,2947	8,2164	1,2410
5	-20	1,3736	6,3533	1,2410	7,8844	1,1905
7,5	-17,5	1,3728	6,3648	1,1905	7,5773	1,1465
10	-15	1,3713	6,3865	1,1465	7,3221	1,1078
12,5	-12,5	1,3687	6,4245	1,1078	7,1171	1,0750
15	-10	1,3643	6,4900	1,0750	6,9768	1,0482
17,5	- 7,5	1,3574	6,5960	1,0482	6,9139	1,0273
20	- 5	1,3474	6,7571	1,0273	6,9416	1,0120
22,5	- 2,5	1,3343	6,9827	1,0120	7,0665	1,0032
25	0	1,3184	7,2814	1,0032	7,3047	1,0000
27,5	2,5	1,3007	7,6511	1,0000	7,6511	1,0032
30	5	1,2828	8,0721	1,0032	8,0979	1,0120
32,5	7,5	1,2662	8,5131	1,0120	8,6153	1,0273
35	10	1,2521	8,9334	1,0273	9,1773	1,0482
37,5	12,5	1,2413	9,2884	1,0482	9,7361	1,0750
40	15	1,2340	9,5470	1,0750	10,2630	1,1078
42,5	17,5	1,2299	9,6994	1,1078	10,7450	1,1465
45	20	1,2280	9,7719	1,1465	11,2035	1,1905
47,5	22,5	1,2279	9,7758	1,1905	11,6381	1,2410
50	25	1,2286	9,7489	1,2410	12,0984	1,2947

вторым методом с учетом $k = \Phi(T, x)$

$K_{1-2} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)$	$p_1, \text{ кг/см}^2$	$p_1 [K_{1-2} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]$	x	Δx_{1-2}	$E_2 \Delta x_{1-2}$	$E_2 \Delta x_{1-2} + p_1 [K_{1-2} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]$
8	9	10	11	12	13	14
—	—	—	—	—	—	—
6,9754	6,34	44,2240	0,00004	0,00004	0,0082	44,2322
6,6939	6,721	44,9897	0,0007	0,00066	0,1357	45,1254
6,4308	7,137	45,8966	0,0035	0,0028	0,5756	46,4722
6,2143	7,610	47,2908	0,0110	0,0075	1,5419	48,8327
6,0421	8,237	49,7688	0,0266	0,0156	3,2070	52,9758
5,9286	9,136	54,1637	0,0544	0,0278	5,7151	59,8788
5,8866	10,454	61,5385	0,0985	0,0441	9,0661	70,6046
5,9296	12,326	73,0882	0,1620	0,0635	13,0543	86,1425
6,0633	14,824	89,8824	0,2467	0,0847	17,4126	107,2950
6,3047	17,903	112,873	0,3507	0,1040	21,380	134,253
6,6479	21,384	142,159	0,4686	0,1179	24,238	166,397
7,0859	24,926	176,623	0,5915	0,1229	25,266	201,889
7,5880	28,174	213,784	0,7086	0,1171	24,073	237,857
8,1291	30,757	250,027	0,8097	0,1011	20,784	270,811
8,6611	32,484	281,347	0,8876	0,0779	16,015	297,362
9,1552	33,274	304,630	0,9409	0,0533	10,957	315,587
9,5985	33,215	318,814	0,9728	0,0319	6,5580	325,372
10,0130	32,496	325,382	0,9892	0,0164	3,3715	328,754
10,3971	31,349	325,939	0,9964	0,0072	1,4802	327,419
10,8037	29,925	323,301	0,9990	0,0026	0,5345	323,835

φ , град.	α , град.	$K_{1-2} \psi (\alpha_2)$	$K_{1-2} \psi (\alpha_2) - \psi (\alpha_1)$	p_2 , кг/см ²	β
1	2	15	16	17	18
0,0	$\theta = 25^\circ$	—	—	6,34	—
2,5	-22,5	7,8756	6,5809	6,721	1,000
5	-20	7,5636	6,3226	7,137	1,000
7,5	-17,5	7,2972	6,1067	7,610	1,000
10	-15	7,0750	5,9285	8,237	1,001
12,5	-12,5	6,9063	5,7985	9,136	1,002
15	-10	6,8028	5,7278	10,454	1,005
17,5	-7,5	6,7761	5,7279	12,326	1,009
20	-5	6,8382	5,8109	14,824	1,015
22,5	-2,5	7,0050	5,9930	17,903	1,022
25	0	7,2814	6,2782	21,384	1,032
27,5	2,5	7,6756	6,6756	24,926	1,042
30	5	8,1690	7,1658	28,174	1,053
32,5	7,5	8,7455	7,7335	30,757	1,067
35	10	9,3640	8,3367	32,484	1,073
37,5	12,5	9,9850	8,9368	33,274	1,080
40	15	10,5762	9,5012	33,215	1,085
42,5	17,5	11,1204	10,0126	32,496	1,088
45	20	11,6334	10,4869	31,349	1,089
47,5	22,5	12,1318	10,9413	29,925	1,090
50	25	12,6219	11,3809	28,454	1,090

β_{1-2}	$T_2, \text{ }^\circ\text{K}$	$T_{1-2}, \text{ }^\circ\text{K}$	$\frac{0,5}{10000} T_{1-2}$	x_{1-2}	$0,05 x_{1-2}$
19	20	21	22	23	24
—	612	—	—	—	—
1,0000	622	617	0,0309	0,00002	0,0000
1,0000	633	628	0,0314	0,00037	0,0000
1,0000	651	642	0,0321	0,0021	0,0001
1,0005	680	666	0,0330	0,0072	0,0004
1,0015	731	706	0,0353	0,0188	0,0010
1,0035	814	773	0,0387	0,0405	0,0020
1,0070	938	876	0,0438	0,0764	0,0038
1,0120	1105	1022	0,0511	0,1302	0,0065
1,0185	1315	1210	0,0605	0,2044	0,0102
1,0270	1552	1434	0,0717	0,2987	0,0149
1,0370	1798	1675	0,0838	0,4097	0,0205
1,0475	2029	1914	0,0957	0,5300	0,0265
1,0600	2222	2126	0,1063	0,6500	0,0325
1,0700	2373	2298	0,1149	0,7592	0,0380
1,0765	2477	2425	0,1213	0,8486	0,0424
1,0825	2534	2506	0,1253	0,9142	0,0457
1,0865	2557	2546	0,1273	0,9568	0,0478
1,0885	2556	2557	0,1279	0,9810	0,0491
1,0895	2541	2549	0,1275	0,9928	0,0496
1,0900	2520	2531	0,1265	0,9978	0,0499

где постоянная

$$E_z = 0,0854 \frac{\varepsilon}{\nu_a} q_z = 0,0854 \frac{6}{1,24} 497,5 = 205,58 \text{ кГ/см}^2,$$

а функция $\psi(\alpha)$ определится по формуле (172). Температура газов определяется по формуле (202) одновременно с вычислением p_2 , как объяснено на стр. 127. Результаты вычислений приведены в табл. 13.

Сравнивая результаты, полученные двумя методами расчета, замечаем, что значения давлений и температур практически совпадают.

В самом деле, максимальные давления (при угле поворота коленчатого вала $\varphi_z = 37,5^\circ$) отличаются на $33,274 - 33,223 = 0,051 \text{ кГ/см}^2$, т. е. всего лишь на 1,15%; максимальные температуры ($\varphi = 45^\circ$) на $2557 - 2555 = 2^\circ$, или на 0,078%. Давление в конце процесса сгорания отличается на $28,454 - 28,451 = 0,003 \text{ кГ/см}^2$, или на 0,011%. Наибольшая разница вычисленных давлений ($\varphi = 20^\circ$) составляет $14,888 - 14,824 = 0,064 \text{ кГ/см}^2$, или 0,43%.

Таким образом, оба метода расчета практически равноценны, но второй метод проще и требует меньше вычислительной работы.

Величины всех показателей расчетного цикла находятся в пределах числовых значений, получаемых экспериментально. Так, например, в табл. 14 приведены для сравнения с расчетными данными экспериментальные значения показателей двигателя ГАЗ-51 [21] при одинаковых α и близких значениях ε и θ . В данном случае не имелся в виду проверочный расчет рабочего цикла двигателя ГАЗ-51. В качестве исходных данных были выбраны примерно средние величины параметров автомобильных карбюраторных двигателей при работе на номинальном режиме. Этого оказалось достаточно, чтобы получить численные значения показателей, довольно близко соответствующие опытным данным. Можно ожидать, что при проведении поверочного расчета с использованием опытных значений φ_z , m и ξ будет достигнуто совпадение расчетных параметров цикла с данными опыта.

Таблица 14

Сравнение расчетных параметров теоретического цикла с действительными параметрами рабочего цикла двигателя ГАЗ-51

Источник	Исходные величины			Параметры цикла					
	ε	θ , град.	α	p_{\max} , кГ/см ²	$\alpha_{z_1}^\circ$, град.	\bar{w}_p , кГ/см ² , град	$w_{p_{\max}}$, кГ/см ² , град	p_i , кГ/см ²	g_i , г/л. с.ч.
Расчетный цикл	6	25	0,85	33,2	12,5	0,72	1,41	8,55	207
Действительный цикл двигателя ГАЗ-51	6,2	28	0,85	38	10	0,84	1,8	8,75	207

Отмеченное согласие расчетных величин с экспериментальными служит дополнительным доказательством правильности исходных положений, на основе которых построен новый теоретический цикл.

Теперь повторим расчет цикла при упрощающем предположении постоянства $k = \frac{c_p}{c_v}$, причем вычисления будем вести двумя способами. Примем среднее значение отношения теплоемкостей для процесса сгорания

$$k = 1,30,$$

тогда

$$K = \frac{k+1}{k-1} = 7,6667.$$

Расчет первым способом произведем по уравнению (184), которое перепишем так

$$p_2 = \frac{E_2 \Delta x_{1-2} + p_1 [K \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]}{K \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1)} \quad (184a)$$

Результаты расчета приведены в табл. 15.

Расчет вторым способом произведем по методу Адамса—Штермера—Крылова [63]. Соответствующие формулы имеют вид

$$\Delta p_2 = \gamma_{12} + \frac{1}{2} \Delta \eta_{11} + \frac{5}{12} \Delta^2 \eta_{12}, \quad (221)$$

где Δp_2 — приращение давления на участке $\varphi_1 - \varphi_2$

$$\eta_n = \left(\frac{dp}{d\varphi} \right)_n h^n \quad (222)$$

Производная от давления по углу поворота коленчатого вала определится по уравнению (170), которое, учитывая уравнения (169) и (172), перепишем так

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\varphi} &= \frac{1}{f(\alpha)} \left[\frac{(k-1) q_z}{10^4 A \varphi_z} \cdot \frac{dx}{d(\varphi/\varphi_z)} - kp f'(\alpha) \right] = \\ &= \frac{1}{\psi(\alpha)} \left[\frac{(k-1) q_z \varepsilon}{10^4 A \varphi_z v_a} \omega_0 - kp \psi'(\alpha) \right] = \\ &= \frac{1}{\psi(\alpha)} \left[(k-1) E_1 \omega_0 - kp \psi'(\alpha) \right]. \end{aligned} \quad (223)$$

Производную функцию $\psi'(\alpha)$ получим, продифференцировав уравнение (172):

$$\psi'(\alpha) = \frac{\varepsilon - 1}{2} \sin \alpha \left(1 - \frac{\lambda \cos \alpha}{\sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha}} \right). \quad (224)$$

Расчет процесса сгорания карбюраторного

φ, град.	α, град.	ψ(α ₁)	Kψ(α ₁)	ψ(α ₂)	Kψ(α ₂) - ψ(α ₂)	ρ ₁ , кг/см ²	$\frac{1}{\rho_1} [K\psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]$
1	2	3	4	5	6	7	8
0	θ = 25°	—	—	1,2947	—	—	—
2,5	-22,5	1,2947	9,9261	1,2410	8,6851	6,34	55,064
5	-20	1,2410	9,5144	1,1905	8,3239	6,700	55,770
7,5	-17,5	1,1905	9,1272	1,1465	7,9807	7,089	56,575
10	-15	1,1465	8,7899	1,1078	7,6821	7,520	57,769
12,5	-12,5	1,1078	8,4932	1,0750	7,4182	8,073	59,887
15	-10	1,0750	8,2417	1,0482	7,1935	8,844	63,619
17,5	-7,5	1,0482	8,0362	1,0273	7,0089	9,960	69,809
20	-5	1,0273	7,8760	1,0120	6,8640	11,552	79,293
22,5	-2,5	1,0120	7,7587	1,0032	6,7555	13,719	92,679
25	0	1,0032	7,6912	1,0000	6,6912	16,483	110,291
27,5	2,5	1,0000	7,6667	1,0032	6,6635	19,760	131,671
30	5	1,0032	7,6912	1,0120	6,6792	23,301	155,632
32,5	7,5	1,0120	7,7587	1,0273	6,7314	26,778	180,253
35	10	1,0273	7,8760	1,0482	6,8278	29,768	203,250
37,5	12,5	1,0482	8,0362	1,0750	6,9612	31,964	222,508
40	15	1,0750	8,2417	1,1078	7,1339	33,158	236,546
42,5	17,5	1,1078	8,4932	1,1465	7,3467	33,364	245,115
45	20	1,1465	8,7899	1,1905	7,5994	32,761	248,964
47,5	22,5	1,1905	9,1272	1,2410	7,8862	31,618	249,346
50	25	1,2410	9,5144	1,2947	8,2197	30,133	247,684

Расчет процесса сгорания карбюраторного двигателя

φ, град.	α, град.	ψ(α ₁)	ω ₀	ψ'(α ₁)	ρ, кг/см ²
1	2	3	4	5	6
0	θ = 25°	1,2947	0,0000	-1,3173	6,34
2,5	-22,5	1,2410	0,00345	-1,1967	6,7067
5	-20	1,1905	0,0276	-1,07311	7,0896
7,5	-17,5	1,1465	0,0929	-0,9465	7,5105
10	-15	1,1078	0,2186	-0,8167	8,0477
12,5	-12,5	1,0750	0,4204	-0,6839	8,8062
15	-10	1,0482	0,7054	-0,5494	9,9151
17,5	-7,5	1,0273	1,0684	-0,4135	11,5081
20	-5	1,0120	1,4818	-0,2766	13,6921
22,5	-2,5	1,0032	1,8970	-0,1388	16,4927
25	0	1,0000	2,243	0,0000	19,8131
27,5	2,5	1,0032	2,443	0,1388	23,4105
30	5	1,0120	2,438	0,2766	26,9122
32,5	7,5	1,0273	2,211	0,4135	29,9113
35	10	1,0482	1,803	0,5494	32,0541
37,5	12,5	1,0750	1,3104	0,6839	33,1704
40	15	1,1078	0,8355	0,8167	33,3110
42,5	17,5	1,1465	0,4609	0,9465	32,6678
45	20	1,1905	0,2167	1,0731	31,5149
47,5	22,5	1,2410	0,0853	1,1967	30,0818
50	25	1,2947	0,0276	1,3173	28,5263

x	Δx_{1-2}	$E_2 \Delta x_{1-2}$	$E_2 \Delta x_{1-2} + \frac{1}{\rho_1} [K \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]$	$K \psi(\alpha_2)$	$K \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1)$	$\rho_2, \text{ кг/см}^2$	$T_2, \text{ }^\circ\text{K}$
9	10	11	12	13	14	15	16
—	—	—	—	—	—	6,34	612
0,00004	0,00004	0,008	55,072	9,5144	8,2197	6,700	620
0,0007	0,00066	0,136	55,906	9,1272	7,8862	7,089	629
0,0035	0,0028	0,576	57,151	8,7899	7,5994	7,520	643
0,0110	0,0075	1,542	59,311	8,4932	7,3467	8,073	666
0,0266	0,0156	3,207	63,094	8,2417	7,1339	8,844	708
0,0544	0,0278	5,715	69,334	8,0362	6,9612	9,960	776
0,0985	0,0441	9,066	78,875	7,8760	6,8278	11,552	879
0,1620	0,0635	13,054	92,347	7,7587	6,7314	13,719	1023
0,2467	0,0847	17,413	110,092	7,6912	6,6792	16,483	1210
0,3507	0,1040	21,380	131,671	7,6667	6,6635	19,760	1435
0,4686	0,1179	24,238	155,909	7,6912	6,6912	23,301	1681
0,5915	0,1229	25,266	180,898	7,7587	6,7555	26,778	1929
0,7086	0,1171	24,073	204,326	7,8760	6,8640	29,768	2151
0,8097	0,1011	20,784	224,034	8,0362	7,0089	31,964	2335
0,8876	0,0779	16,015	238,523	8,2417	7,1935	33,158	2469
0,9409	0,0533	10,957	247,503	8,4932	7,4182	33,364	2546
0,9728	0,0319	6,558	251,673	8,7899	7,6821	32,761	2577
0,9892	0,0164	3,372	252,336	9,1272	7,9807	31,618	2569
0,9964	0,0072	1,480	250,826	9,5144	8,3239	30,133	2558
0,9990	0,0026	0,535	248,219	9,9261	8,6851	28,580	2531

Δp	η	$\Delta \eta$	$\Delta^2 \eta$	$\sim p, \text{ кг/см}^2$	$T, \text{ }^\circ\text{K}$
7	8	9	10	11	12
0,3667	0,36590	0,00523		6,34	612
0,3829	0,37113	0,02710	0,02187	6,71	621
0,4209	0,39823	0,07840	0,05130	7,09	629
0,5372	0,47663	0,16413	0,08573	7,51	642
0,7585	0,64076	0,27994	0,11581	8,05	664
1,1089	0,92070	0,41161	0,13176	8,81	706
1,5930	1,33231	0,53385	0,12224	9,92	772
2,1840	1,86616	0,60356	0,06971	11,51	875
2,8006	2,46972	0,57504	-0,02852	13,69	1021
3,3204	3,04476	0,41334	-0,16170	16,49	1211
3,5974	3,45810	0,11260	-0,30074	19,81	1438
3,5017	3,57070	-0,27377	-0,38637	23,41	1689
2,9991	3,29693	-0,66168	-0,38791	26,91	1939
2,1428	2,63525	-0,93632	-0,27464	29,91	2161
1,1163	1,69893	-1,01660	-0,08028	32,05	2341
0,1406	0,68233	-0,91255	0,10405	33,17	2470
-0,6432	-0,23022	-0,67976	0,23279	33,31	2542
-1,1529	-0,90998	-0,42072	0,25904	32,67	2570
-1,4331	-1,33070	-0,20875	0,21197	31,51	2570
-1,5555	-1,53945			30,08	2555
				28,53	2526

Вычисления произведем по следующей схеме:

$$\begin{array}{r|l}
 p_y & \eta_y \\
 \Delta p_y & \Delta \eta_y \\
 p_1 & \eta_{11} \\
 \Delta p_1 & \Delta \eta_{11} \\
 p_2 & \eta_{12} \\
 \Delta p_2 & \Delta \eta_{12} \\
 p_3 & \eta_{13}
 \end{array} \quad \begin{array}{l}
 \Delta^2 \eta_y \\
 \Delta^2 \eta_{11} \\
 \Delta^2 \eta_{12}
 \end{array} \quad (225)$$

и т. д.

Вычислив по формуле (221) Δp_2 , находим $p_3 = p_2 + \Delta p_2$, и по формуле (222)

$$\eta_{13} = \left(\frac{db}{d\varphi} \right)_3 h.$$

Затем можно найти разности $\Delta \eta_{12}$, $\Delta^2 \eta_{11}$ и т. д.

Определение трех начальных строк схемы (225) производим по формулам акад. А. Н. Крылова (63)

$$\Delta p_y = \eta_y + \frac{1}{2} \Delta \eta_y - \frac{1}{12} \Delta^2 \eta_y, \quad (226)$$

$$\Delta p_1 = \eta_{11} + \frac{1}{2} \Delta \eta_{11} + \frac{5}{12} \Delta^2 \eta_{11}. \quad (227)$$

Значения p_1 и p_2 определяем по формулам (226) и (227) в следующем порядке:

1. По известному p_y вычисляем η_y по формулам (222) и (223).
2. В первом приближении положим $\Delta p_y = \eta_y$.
3. $p_1 = p_y + \Delta p_y$.
4. По формулам (222) и (223) находим η_{11} , а затем $\Delta \eta_y = \eta_{11} - \eta_y$.
5. Исправляем Δp_y :

$$\Delta p_y = \eta_y + \frac{1}{2} \Delta \eta_y.$$

6. Исправляем p_1 , η_{11} и $\Delta \eta_y$ (см. пункты 3 и 4).
7. Находим Δp_1 по формуле:

$$\Delta p_1 = \eta_{11} + \frac{1}{2} \Delta \eta_{11}.$$

8. $p_2 = p_1 + \Delta p_1$; η_{12} ; $\Delta \eta_{11} = \eta_{12} - \eta_{11}$ и $\Delta^2 \eta_y = \Delta \eta_{11} - \Delta \eta_y$.

9. Проверяем выполнение формул (226) и (227).

10. Если формулы (226) и (227) не выполняются, производим перерасчет: определив Δp_y по формуле (226), а Δp_1 — по формуле (227), вновь находим η_{11} , η_{12} , $\Delta \eta_y$, $\Delta \eta_{11}$, $\Delta^2 \eta_y$ и опять проверяем выполнение формул (226) и (227) и т. д., пока формулы Крылова не будут выполнены с необходимой точностью.

С помощью описанного метода были вычислены значения давлений процесса сгорания. Результаты вычислений сведены в табл. 16, где представлены и вычисленные по уравнению (202) температуры.

Сравнивая вычисленные значения давлений и температур по уравнению (184а) и методу Адамса—Штермера—Крылова, замечаем, что практически они совпадают; следовательно, с этой стороны эти два метода равноценны.

Сравнивая, далее, значения p и T , вычисленные по точному и приближенному методу, т. е. с учетом $k = \Phi(T, x)$ и при $k = \text{const}$, замечаем, что p_{max} , T_{max} , p_z и T_z практически различаются мало.

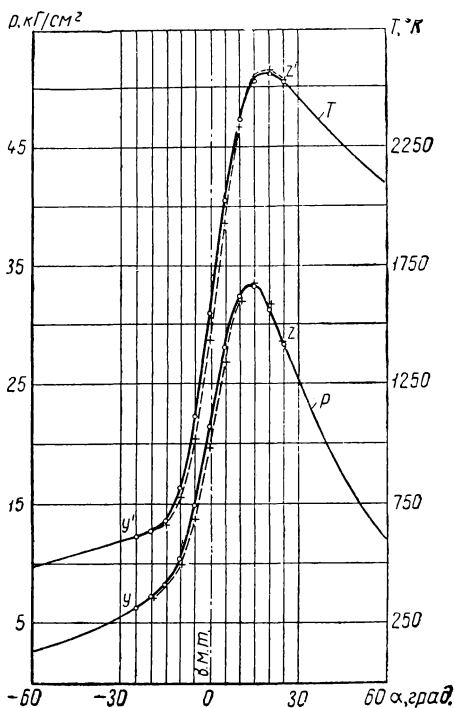
В самом деле, разница в p_{max} составляет $33,364 - 33,223 = 0,141 \text{ кг/см}^2$, или $0,42\%$; значения p_z отличаются на $28,58 - 28,451 = 0,129 \text{ кг/см}^2$, т. е. на $0,45\%$. Что же касается вычисленных в предположении $k = \text{const}$ значений давлений вблизи в. м. т., то они заметно меньше значений давлений, вычисленных по точному методу; так, например, давление меньше на $21,419 - 19,76 = 1,659 \text{ кг/см}^2$, т. е. на $7,7\%$.

На фиг. 49 вычерчены в увеличенном масштабе кривые сгорания теоретической диаграммы, рассчитанные точным с учетом переменного $k = \frac{c_p}{c_v}$ и приближенным при постоянном значении $k = 1,30$ методом.

Для сравнения точного и приближенного методов расчета в отношении значений $l_{i \text{ теор}}$, $p_{i \text{ теор}}$ и $\eta_{i \text{ теор}}$ произведем дополнительные вычисления, используя значения давлений, приведенных в табл. 15 (графа 15).

Работа процесса сжатия при сгорании по формуле (211):

$$l_{yc} = \frac{(6-1)1,24 \cdot 10^4}{4,6} [(0,1179 - 0,0964)6,34 + (0,1179 - 0,0762)6,7 + (0,0964 - 0,0586)7,089 + (0,0762 - 0,0431)7,52 + (0,0586 - 0,0300)8,073 + (0,0431 - 0,0193)8,844 + (0,0300 - 0,0109)9,96 + (0,0193 - 0,0048)11,552 + (0,0109 - 0,00126)13,719 + 0,0048 \cdot 16,483 + 0,00126 \cdot 19,76] = 0,508 \cdot 10^4 \text{ кгм/кг.}$$



Фиг. 49. Линии сгорания расчетной диаграммы, рассчитанные с учетом значений переменного $k \equiv \frac{\mu c_p}{\mu c_v}$ и постоянного $k = 1,30 (+)$.

Работа процесса расширения при сгорании по формуле (213):

$$l_{cz} = \frac{(6-1)1,24 \cdot 10^4}{4.6} [0,00126 \cdot 19,76 + 0,0048 \cdot 23,301 + \\ + (0,0109 - 0,00126)26,778 + (0,0193 - 0,0048)29,768 + \\ + (0,0300 - 0,0109)31,964 + (0,0431 - 0,0193)33,158 + \\ + (0,586 - 0,0300)33,364 + (0,0762 - 0,0431)32,761 + \\ + (0,0964 - 0,0586)31,618 + (0,1179 - 0,00762)30,133 + \\ + (0,1179 - 0,0964)28,58] = 1,894 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Давление в конце расширения по формуле (207):

$$p_b = \left(\frac{0,2676}{1,24}\right)^{1,28} 28,58 = 4,01 \text{ кг/см}^2.$$

Работа «чистого» расширения по формуле (214):

$$l_{zb} = \frac{10^4}{1,28-1} (28,58 \cdot 0,2676 - 4,01 \cdot 1,24) = 9,556 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Работа цикла по формуле (215):

$$l_{i \text{ теор}} = (1,894 + 9,556 - 2,013 - 0,508) 10^4 = 8,929 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Среднее давление цикла по формуле (216)

$$p_{i \text{ теор}} = \frac{6}{6-1} \cdot \frac{8,929}{1,24} = 8,64 \text{ кг/см}^2,$$

что на $8,64 - 8,55 = 0,09 \text{ кг/см}^2$, или на 1,05% больше, чем $p_{i \text{ теор}}$, определенное по точному методу.

Коэффициент полезного действия цикла по формуле (217)

$$\eta_{i \text{ теор}} = \frac{8,929 \cdot 10^4 \cdot 1,088(1 + 0,85 \cdot 14,8)}{427 \cdot 10500} = 0,294,$$

что на $0,294 - 0,291 = 0,003$, или на 1,03% больше, чем $\eta_{i \text{ теор}}$, определенное по точному методу.

Приходим к заключению, что если для процесса сгорания определено среднее значение k , и расчет ведется при $k = \text{const}$, то ошибка в отношении p_{max} , T_{max} , p_z , T_z , \bar{w}_p , $w_{p \text{ max}}$, $l_{i \text{ теор}}$, $p_{i \text{ теор}}$, $\eta_{i \text{ теор}}$ и $g_{i \text{ теор}}$, по сравнению с точным методом, составляет около 1% и менее. Однако вычисленные при $k = \text{const}$ давления вблизи в. м. т. оказываются примерно на 8% меньшими. Таким образом, если не требуется особенно большая точность, можно применять упрощенный метод расчета цикла.

Расчет рабочего цикла дизеля при разных углах опережения воспламенения. Учет влияния угла опережения воспламенения θ и закономерной скорости сгорания на показатели рабочего цикла намного приближает расчетный цикл к действительному и расчетную диаграмму к индикаторной диаграмме двигателя.

При проектировании двигателя, новой камеры сгорания, применения другого способа смесеобразования, наддува и т. д. пред-

ставляется возможным производить расчет рабочего цикла для нескольких углов опережения воспламенения. В результате такого расчета выявляются величины основных показателей рабочего цикла двигателя для разных θ . Анализ позволяет уже при проектировании двигателя установить оптимальное или наиболее выгодное значение угла опережения воспламенения θ для данных условий (тип камеры сгорания, способ смесеобразования и др.). Выбранное таким образом значение θ дает возможность, учитывая запаздывание впрыскивания и задержку воспламенения, наметить наиболее выгодный угол опережения подачи топлива.

Расчет показателей цикла для разных θ выполняется при неизменной продолжительности сгорания φ_z и постоянном показателе сгорания m . Принятые условия могут быть обоснованы следующим образом. Величина параметра сгорания φ_z или величина средней скорости сгорания для данного дизеля в основном определяется степенью турбулизации (завихренности) рабочего тела, которая, в свою очередь, зависит от числа оборотов двигателя. Так как расчет ведется для одного скоростного режима и затухание вихрей не может сколько-нибудь заметно проявиться при сдвиге момента воспламенения на $20-30^\circ$, естественно предположить при неизменном скоростном режиме, что φ_z практически постоянно. Опыты, правда, в небольшом числе, подтверждают данное предположение. Что касается показателя m , то он зависит в первую очередь от способа смесеобразования; следовательно, изменение θ не должно влиять на величину показателя m .

Надежность получаемых расчетом величин возрастает по мере уточнения выбора и оценки главных исходных данных, необходимых для расчета рабочего цикла.

Величины φ_z , m и ξ (коэффициент эффективности сгорания) можно выбирать согласно табл. 11.

Для расчета рабочего цикла дизеля при разных углах опережения воспламенения были приняты следующие исходные величины:

Давление наружного воздуха p_0 , кг/см ²	1,033
Температура наружного воздуха T_0 , °К	288
Степень сжатия ε	16
Давление рабочего тела в начале такта сжатия p_a , кг/см ²	0,85
Давление остаточных газов p_z , кг/см ²	1,1
Температура остаточных газов T_z , °К	750
Повышение температуры свежей смеси за счет нагрева от горячих стенок ΔT , град.	15
Элементарный состав топлива:	
С	0,86
Н	0,13
О	0,01
Коэффициент избытка воздуха α	1,43
Молекулярный вес воздуха μ_a	28,95
Отношение радиуса кривошипа к длине шатуна $\lambda = \frac{r}{l}$	1/4,0

Показатель политропы сжатия n_1	1,36
Теплотворность топлива H_u , ккал/кг	10000
Коэффициент эффективности сгорания ξ	0,85
Продолжительность сгорания φ_z , град.	50
	рад.
	0,8727
Показатель характера сгорания m	0,5
Углы опережения воспламенения θ , град	-10; 0;
	10 и 20
Показатель политропы расширения n_2	1,30

Коэффициент наполнения вычислим по уравнению (112):

$$\eta_V = \left[\frac{0,85}{1,033} - \left(\frac{1,1}{1,033} - \frac{0,85}{1,033} \right) \frac{1}{16-1} \right] \frac{288}{288+15} \approx 0,767.$$

Температуру газов в начале такта сжатия определим по известному уравнению:

$$T_a = \frac{\varepsilon p_a T_0 T_z}{p_z T_0 + \eta_V (\varepsilon - 1) p_0 T_z} = \frac{16 \cdot 0,85 \cdot 288 \cdot 750}{1,1 \cdot 288 + 0,767(16-1) \cdot 1,033 \cdot 750} = 318 \text{ }^\circ\text{K}.$$

Коэффициент остаточных газов найдем по уравнению (111):

$$\gamma = \frac{1}{(16-1)0,767} \cdot \frac{1,1}{0,033} \cdot \frac{288}{750} = 0,0355.$$

Удельный объем рабочего тела в начале такта сжатия вычислим по уравнению (109а)

$$v_a = \frac{848 \cdot 318}{28,95 \cdot 0,85 \cdot 10^4} = 1,096 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Давление p_y и температуру T_y рабочего тела в момент воспламенения топлива вычислим по формулам (115) и (116), при этом удельный объем рабочего тела в момент воспламенения v_y определим для всех θ по формуле (121).

В табл. 17 приведены результаты расчетов параметров рабочего тела для момента воспламенения топлива в зависимости от четырех значений угла опережения воспламенения.

Теоретически необходимое количество воздуха для полного сгорания 1 кг топлива найдем по известной формуле:

$$L'_0 \approx \frac{1}{0,23} \left(\frac{8}{3} C + 8H - O_2 \right) = \frac{1}{0,23} \left(\frac{8}{3} \cdot 0,86 + 8 \cdot 0,13 - 0,01 \right) = 14,45 \text{ кг/кг}.$$

Общую удельную использованную теплоту сгорания вычислим по формуле (162 а):

$$q_z = \frac{0,85 \cdot 10000}{(1+0,0355)1,3 \cdot 14,45+1} = 415,6 \text{ ккал/кг}.$$

Расчет параметров рабочего тела для момента воспламенения топлива

θ , град.	α	$\psi(\alpha)$	σ_y , м ³ /кг	$\frac{\sigma_a}{\sigma_y}$	$\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_y}\right)^{n_1}$	$\left(\frac{\sigma_a}{\sigma_y}\right)^{n_1-1}$	ρ_y , кг/см ³	T_y , °К
-10	0,0190	1,1425	0,07826	14,01	36,23	2,586	30,80	822
0	0,0000	1,0000	0,0685	16,00	43,41	2,713	36,90	863
10	0,0190	1,1425	0,07826	14,01	36,23	2,586	30,80	822
20	0,0750	1,5625	0,1070	10,24	23,66	2,311	20,11	735

Давление газов в процессе сгорания определим для каждого $2,5^\circ$ поворота коленчатого вала по формуле (183б) (см. стр. 133), причем

$$E_2 = 0,0854 \frac{\varepsilon}{v_a} q_2 = 0,0854 \frac{16}{1,096} 415,6 = 518,14 \text{ кг/см}^2.$$

Долю топлива, сгоревшего на участке, найдем по уравнению (185).

Среднюю величину фактора теплоемкости рабочего тела $K_{1-2} = \frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1}$ для каждого участка сгорания определим с использованием эмпирической формулы (176).

Температуру рабочего тела в конце каждого участка вычислим по формуле (202).

Максимальное значение действительного коэффициента молекулярного изменения определим по формуле

$$\beta_{\max} = \frac{1 + \gamma + \frac{\left(\frac{H}{4} + \frac{O}{32}\right) \mu_a}{\alpha L'_0}}{1 + \gamma} = \frac{1 + 0,0355 + \frac{\left(\frac{0,13}{4} + \frac{0,01}{32}\right) 28,95}{1,3 \cdot 14,45}}{1 + 0,0355} = 1,0487;$$

действительный коэффициент молекулярного изменения вычислим по формуле (199)

$$\beta = 1 + (\beta_{\max} - 1) x = 1 + (1,0487 - 1) x = 1 + 0,0487x.$$

Процесс сгорания был рассчитан для четырех принятых углов опережения воспламенения. В табл. 18 приведены данные по расчету процесса сгорания для угла опережения воспламенения $\theta = 10^\circ$ поворота коленчатого вала. На фиг. 50 показаны построенные в масштабе расчетные диаграммы рабочих циклов для всех четырех значений θ .

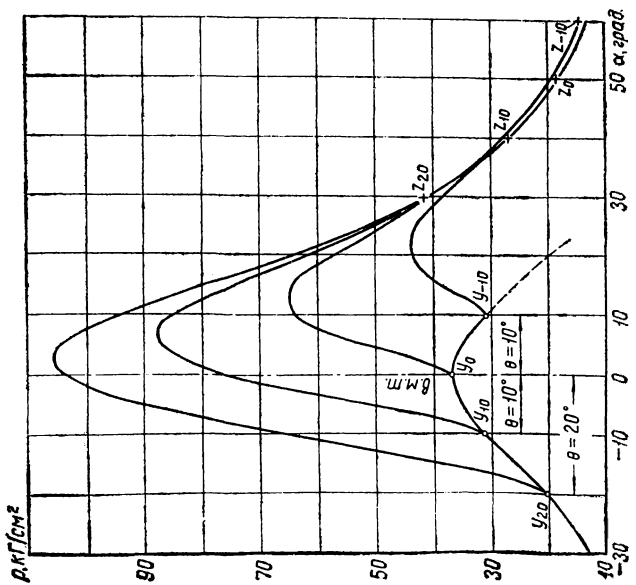
Подставленные ниже в формулы численные значения соответствуют $\theta = 10^\circ$ поворота коленчатого вала.

Расчет процесса сгорания дизеля

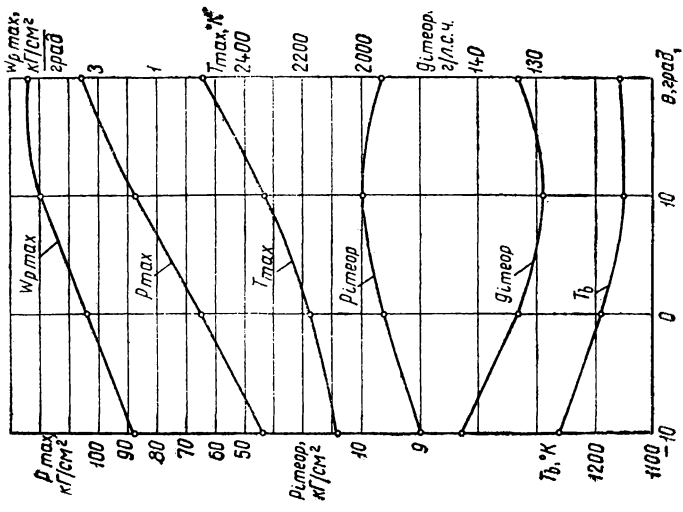
φ, град.	α, град.	K_{1-2}	$\frac{K_{1-2}}{K_{1-2}+1}$	$\psi(\alpha_1)$	$K_{1-2}\psi(\alpha_2)$	$\psi(\alpha_2)$	$K_{1-2}\psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)$	$p_{1-2} \cdot \kappa T / c m^3$	$p_1 [K_{1-2}\psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]$	x	Δx_{1-2}	$E_2 \Delta x_{1-2}$	$E_2 \Delta x_{1-2} + p_1 [K_{1-2}\psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
0	-10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,5	-7,5	1,3423	6,8428	1,1425	7,8179	1,1425	6,7376	30,80	207,52	0,0743	0,0743	38,50	246,02
5	-5	1,3232	7,1881	1,0803	7,7653	1,0360	6,7293	39,36	264,87	0,1962	0,1219	63,16	328,03
7,5	-2,5	1,3065	7,7962	1,0360	7,5945	1,0092	6,7870	51,52	349,67	0,3306	0,1344	69,638	419,30
10	0	1,2936	7,8120	1,0092	7,8839	1,0000	6,8839	63,93	440,09	0,4609	0,1303	67,514	507,60
12,5	2,5	1,2841	8,0398	1,0000	8,0398	1,0092	7,0306	74,62	524,62	0,5782	0,1173	60,778	585,4
15	5	1,2770	8,2202	1,0092	8,2958	1,0430	7,2598	82,29	597,41	0,6786	0,1004	52,021	649,43
17,5	7,5	1,2715	8,3665	1,0360	8,6677	1,0803	7,5874	86,51	656,39	0,7608	0,0822	42,591	698,98
20	10	1,2678	8,4683	1,0803	9,1483	1,1425	8,0058	87,35	699,31	0,8258	0,0650	33,679	732,99
22,5	12,5	1,2652	8,5415	1,1425	9,7587	1,222	8,5366	85,28	728,00	0,8756	0,0498	25,803	753,80
25	15	1,2633	8,5959	1,222	10,504	1,3188	9,1854	81,10	744,94	0,9130	0,0374	19,378	764,31
27,5	17,5	1,2623	8,6249	1,3188	11,375	1,4320	9,9425	75,57	751,35	0,9403	0,0273	14,145	765,5
30	20	1,2618	8,6394	1,4320	12,372	1,5625	10,809	69,39	750,04	0,9597	0,0194	15,052	760,09
32,5	22,5	1,2617	8,6423	1,5625	13,504	1,7088	11,795	62,99	742,97	0,9732	0,0135	6,995	749,96
35	25	1,2619	8,6365	1,7088	14,758	1,8708	12,887	56,79	731,85	0,9825	0,0093	4,8187	736,67
37,5	27,5	1,2623	8,6249	1,8708	16,135	2,0485	14,087	50,99	718,30	0,9888	0,0063	3,2643	721,56
40	30	1,2638	8,6104	2,0485	17,538	2,2398	15,399	45,68	703,43	0,9929	0,0041	2,1244	705,55
42,5	32,5	1,2635	8,5901	2,2398	19,240	2,4468	15,793	40,93	687,43	0,9956	0,0027	1,3990	688,74
45	35	1,2643	8,5672	2,4468	20,962	2,6665	18,296	36,68	669,10	0,9973	0,0017	0,8808	671,98
47,5	37,5	1,2651	8,5443	2,6665	22,783	2,8990	19,884	32,94	654,98	0,9983	0,0010	0,5181	655,50
50	40	1,2659	8,5216	2,8990	24,704	3,1443	11,560	29,66	639,47	0,9990	0,0007	0,3627	639,83

Таблица 18 (окончание)

φ, град.	α, град.	$K_{1-2} \psi(\alpha_2)$	$K_{1-2} \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1)$	$p_2, \text{кП/см}^2$	β	β_{1-2}	$T_2, \text{°К}$	$T_{1-2}, \text{°К}$	$\frac{76,7}{T_{1-2}}$	x_{1-2}	$\left(0,005 + \frac{0,032}{x_{1-2}}\right)$
1	2	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
0	-10	—	—	30,8	—	—	822	—	—	—	—
2,5	-7,5	7,3923	6,2498	39,36	1,0036	1,0018	992	907	0,08456	0,03715	0,001249
5	-5	7,4469	6,3666	51,52	1,0096	1,0067	1230	1116	0,06854	0,1353	0,00455
7,5	-2,5	7,5945	6,5585	63,93	1,0161	1,0128	1488	1364	0,05631	0,2634	0,008856
10	0	7,8120	6,8029	74,62	1,0224	1,0192	1710	1599	0,04794	0,3958	0,01331
12,5	2,5	8,1138	7,1138	82,29	1,0282	1,0253	1892	1801	0,04256	0,5196	0,01747
15	5	8,5161	7,5069	86,51	1,0330	1,0306	2031	1962	0,03911	0,6284	0,02113
17,5	7,5	9,0383	8,0023	87,35	1,0371	1,0351	2130	2081	0,03668	0,7197	0,02420
20	10	9,6750	8,5947	85,28	1,0402	1,0387	2191	2161	0,03549	0,7933	0,02667
22,5	12,5	10,438	9,2952	81,10	1,0426	1,0414	2223	2207	0,03477	0,8507	0,02860
25	15	11,336	10,114	75,57	1,0445	1,0436	2231	2227	0,03441	0,8943	0,03007
27,5	17,5	12,351	11,032	69,39	1,0458	1,0452	2221	2226	0,03446	0,9227	0,03116
30	20	13,499	12,067	62,99	1,0467	1,0463	2197	2209	0,03472	0,9500	0,03194
32,5	22,5	14,768	13,205	56,79	1,0474	1,0471	2165	2181	0,03517	0,9665	0,03249
35	25	16,158	14,448	50,99	1,0478	1,0476	2127	2146	0,03574	0,9779	0,03288
37,5	27,5	17,668	15,797	45,68	1,0482	1,0480	2086	2107	0,03642	0,9857	0,03314
40	30	19,286	17,237	40,93	1,0484	1,0483	2043	2065	0,03714	0,9909	0,03331
42,5	32,5	21,018	18,778	36,68	1,0485	1,0485	2000	2022	0,03795	0,9943	0,03343
45	35	22,844	20,398	32,94	1,0486	1,0486	1957	1979	0,03876	0,9965	0,03350
47,5	37,5	24,770	22,103	29,66	1,0486	1,0486	1915	1936	0,03962	0,9978	0,03355
50	40	26,794	23,895	26,78	1,0487	1,0487	1876	1896	0,04047	0,9987	0,03358



Фиг. 50. Расчетные диаграммы рабочих циклов дизеля для четырех значений углов опережения воспламенения θ . Параметры процесса сгорания: $\varphi_z = 50^\circ$; $m = 0,5$; $\tau_m = 0,13$ и $\xi = 0,85$.



Фиг. 51. Графики изменений основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ . Параметры сгорания: $\varphi_z = 50^\circ$; $m = 0,5$; $\tau_m = 0,13$ и $\xi = 0,85$.

Наибольшую быстроту нарастания давления определим по формуле

$$w_{p \max} = \frac{63,93 - 51,52}{2,5} = 4,96 \text{ кг/см}^2 \text{ град.}$$

Давление p_b и температуру T_b рабочего тела для условного конца расширения вычислим по формулам (207) и (208):

$$p_b = \left(\frac{0,2154}{1,096} \right)^{1,3} \cdot 26,78 \approx 3,23 \text{ кг/см}^2.$$

$$T_b = \left(\frac{0,2154}{1,096} \right)^{1,3-1} 1876 = 1151^\circ \text{ К.}$$

Абсолютную работу газов в политропном процессе «чистого» сжатия определим по формуле (209):

$$l_{ay} = \frac{1}{1,36 - 1} (30,8 \cdot 0,07826 - 0,85 \cdot 1,096) 10^4 = \\ = 4,106 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Абсолютную работу процесса сжатия при сгорании вычислим по формуле (211):

$$l_{yc} = \frac{(16 - 1) 1,096 \cdot 10^4}{4 \cdot 16} [(0,0190 - 0,0107) 30,8 + (0,0190 - 0,0048) \times \\ \times 39,36 + (0,0107 - 0,00123) 51,52 + 0,0048 \cdot 63,93 + 0,00123 \cdot 74,62] = \\ = 0,4372 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Абсолютную работу газов в процессе расширения при сгорании найдем по формуле (213):

$$l_{cz} = \frac{(16 - 1) 1,096 \cdot 10^4}{4 \cdot 16} [0,00123 \cdot 74,62 + 0,0048 \cdot 82,29 + (0,0107 - \\ - 0,00123) 86,51 + (0,0190 - 0,0048) 87,35 + (0,0296 - 0,0107) 85,28 + \\ + (0,0425 - 0,0190) 81,10 + (0,0576 - 0,0296) 75,57 + \\ + (0,0750 - 0,0425) 69,39 + (0,0945 - 0,0576) 62,99 + \\ + (0,1161 - 0,0750) 56,79 + (0,1398 - 0,0945) 50,99 + \\ + (0,1653 - 0,1161) 45,68 + (0,1929 - 0,1398) 40,93 + \\ + (0,2222 - 0,1653) 36,68 + (0,2532 - 0,1929) 32,94 + \\ + (0,2859 - 0,2222) 29,66 + 0,0327 \cdot 26,78] = 7,367 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Абсолютную работу газов в процессе «чистого» расширения определим по формуле (214):

$$l_{zb} = \frac{10^4}{1,3 - 1} (26,78 \cdot 0,2154 - 3,23 \cdot 1,096) = 7,428 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Работу цикла найдем по формуле (215):

$$l_i \text{ теор} = 10^4 (7,367 + 7,428 - 4,106 - 0,4372) = 10,25 \cdot 10^4 \text{ кгМ/кг.}$$

Среднее давление цикла получим по формуле (216):

$$p_{i \text{ теор}} = \frac{16}{16-1} \cdot \frac{10,25}{1,096} = 9,98 \text{ кг/см}^2.$$

Коэффициент полезного действия цикла вычислим по формуле (217):

$$\eta_{i \text{ теор}} = \frac{10,25 \cdot 10^4 \cdot 0,85}{427 \cdot 415,6} = 0,491.$$

Удельный расход топлива получим по формуле (218):

$$g_{i \text{ теор}} = \frac{632}{\eta_{i \text{ теор}} H_u} = \frac{632}{0,491 \cdot 10000} = 129 \text{ г/л. с. ч.}$$

Расчетные величины параметров теоретического рабочего цикла дизеля приведены в табл. 19, а энергетические и экономические показатели цикла — в табл. 20.

Таблица 19

Параметры теоретического рабочего цикла дизеля

θ , град.	p_y , кг/см ²	p_{max} , кг/см ²	α_p , град.	p_z , кг/см ²	T_{max} , °К	α_T , град.	w_p^{max} , кг/см ² град.	p_b , кг/см ²	T_b , °К
—10	30,80	43,8	22,5	14,33	1982	35	1,8	3,54	1260
0	36,90	64,8	12,5	18,80	2075	25	3,3	3,33	1190
10	30,80	87,4	7,5	26,78	2231	15	5,0	3,23	1151
20	20,11	105,6	2,5	41,80	2440	7,5	5,4	3,24	1157

Таблица 20

Энергетические и экономические показатели рабочего цикла дизеля

θ , град.	$10^4 \cdot l_i \text{ теор.}$, кгМ/кг	$p_{i \text{ теор.}}$, кг/см ²	$\eta_i \text{ теор.}$	$g_{i \text{ теор.}}$, г/л. с. ч.
—10	9,24	9,00	0,443	143
0	9,90	9,63	0,474	133
10	10,25	9,98	0,491	129
20	9,94	9,66	0,476	133

На фиг. 51 показаны графики основных параметров и показателей теоретического рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения топлива θ .

Из фиг. 51 видно, что среднее индикаторное давление $p_{i \text{ теор}}$ и удельный расход топлива $g_{i \text{ теор}}$ имеют четко выраженные максимум и минимум, что находится в полном согласии с опытом.

Описанный на примере метод расчета рабочего цикла дизеля показывает, что можно аналитически выявить максимальное значение $p_{i \text{ теор}}$ и наименьшее значение $p_{i \text{ теор}}$ и соответствующий им угол опережения воспламенения. Кроме того, можно оценить степень понижения $p_{i \text{ теор}}$ при регулировке рабочего цикла на малые величины p_{max} , $w_{p \text{ max}}$ и T_{max} ; в этом случае соотношение между последними тремя параметрами остается для каждого θ вполне определенным и не может быть произвольно изменяемым.

Определение эффективных показателей дизеля производится известными методами.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧЕГО ЦИКЛА ДВИГАТЕЛЯ С ВОСПЛАМЕНЕНИЕМ ОТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИСКРЫ

14. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ И ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

В полном соответствии с указаниями термодинамики наибольшие успехи в повышении среднего индикаторного давления p_i и индикаторного к. п. д. η_i рабочего цикла двигателей с воспламенением от электрической искры достигнуты посредством увеличения степени сжатия. Этот путь еще не исчерпал себя; по мере преодоления главного препятствия — детонации — конструкторы и впредь будут увеличивать степень сжатия. Вместе с тем необходимы исследования и других возможностей улучшения рабочего цикла двигателя.

На важнейшие показатели рабочего цикла двигателя особенно сильно влияет процесс сгорания, и поэтому следует выяснить, в каком направлении он может быть усовершенствован. Эта задача распадается на две части: вначале должен быть выявлен рабочий цикл с наилучшими показателями, а затем следует искать практические способы воздействия на процесс сгорания с тем, чтобы получить желаемую характеристику сгорания. В данной главе дается решение первой задачи применительно к двигателю с воспламенением от электрической искры.

Выявление оптимального рабочего цикла в его наиболее общем виде возможно путем теоретического исследования. Для решения поставленной задачи была использована закономерность скорости сгорания в двигателях (глава вторая) и применен новый метод расчета рабочего цикла двигателя (глава третья).

Методика теоретического исследования предусматривала раскрытие влияния на важнейшие показатели рабочего цикла двух параметров процесса сгорания: условной относительной продолжительности сгорания φ_z и характера сгорания m — при разных углах опережения зажигания.

Были приняты следующие исходные данные для расчетных циклов: давление и температура наружного воздуха соответственно $p_0=1,033$ кг/см² и $T_0=288^\circ\text{K}$; давление и температура остаточных газов соответственно $p_2=1,085$ кг/см² и $T_2=1000^\circ\text{K}$; повышение температуры свежей смеси от горячих стенок $\Delta T=$

$\approx 14^\circ$; элементарный состав топлива $C=85,5\%$ и $H=14,5\%$; степень сжатия $\varepsilon=6$; давление начала сжатия $p_a=0,8 \text{ кг/см}^2$; коэффициент избытка воздуха $\alpha=0,925$; кажущийся молекулярный вес воздуха $\mu_o=28,95$; отношение радиуса кривошипа к длине шатуна $\lambda=\frac{1}{3,7}$; показатели политроп сжатия и расширения $n_1=1,35$ и $n_2=1,28$; теплотворность топлива $H_u=10750 \text{ ккал/кг}$; коэффициент эффективности сгорания $\xi=0,883$ (без учета диссоциации).

В результате расчета процессов впуска и сжатия с помощью формул п. 8 были получены значения следующих величин: коэффициент наполнения $\eta_V=0,685$; коэффициент остаточных газов $\gamma=0,088$; температура начала сжатия $T_a=358,5^\circ \text{ К}$. По известной формуле было вычислено теоретически необходимое количество воздуха для полного сгорания 1 кг топлива: $L_0=14,8 \text{ кг}$. Удельный объем рабочего тела в начале сжатия был определен по формуле (109) $v_a=1,22 \text{ м}^3/\text{кг}$ (без учета объема паров топлива).

Параметры рабочего тела в момент зажигания смеси были определены для углов опережения зажигания $\theta=0; 10; 25; 35; 50$ и 60° по формулам (115) и (116). Ниже приведены соответствующие значения параметров:

θ	0°	10°	25°	35°	50°	60°
$p_y, \text{ кг/см}^2$	8,986	8,432	6,350	4,910	3,315	2,600
$T_y, ^\circ \text{ К}$	672	660	613	574	518	486

По формулам п. 10 было определено максимальное значение действительного коэффициента молекулярного изменения $\beta_{\max} \approx 1,09$ (без учета паров бензина) и общая удельная теплота сгорания $q_z=594,15 \text{ ккал/кг}$.

Расчет давлений газов в процессах сгорания производился по формуле (174), причем отвлеченная скорость сгорания, согласно уравнению (57), определялась по формуле

$$w_o = 6,908 (m+1) \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^m e^{-6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1}} \quad (228)$$

Функции $\psi(\alpha)$ вычислялись по формуле (172), а отношения средних теплоемкостей k_{1-2} на участке 1—2 в соответствии с равенствами (125) и (175) по формуле

$$k_{1-2} \approx 1,405 - \frac{0,5}{10000} T_{1-2} - 0,05 x_{1-2},$$

где средние значения доли сгоревшего топлива на участке 1—2 находились, согласно уравнению (79), по формуле

$$x_{1-2} = \frac{1}{2} \left[e^{-6,908 \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_z} \right)^{m+1}} - e^{-6,908 \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_z} \right)^{m+1}} \right].$$

Интеграл в уравнении (174) решался численно способом трапеций по формуле (220), при этом интервал участка для большей точности был выбран достаточно малым: $h = \varphi_2 - \varphi_1 = 2,5^\circ = 0,04363$ рад.

Расчет процессов расширения и вычисление работы, среднего давления, к. п. д. и удельного расхода топлива циклов производились по формулам, приведенным в пп. 11 и 12.

15. ВЛИЯНИЕ НА РАБОЧИЙ ЦИКЛ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ СГОРАНИЯ

Чтобы выяснить влияние на показатели рабочего цикла продолжительности сгорания φ_z (средней скорости сгорания), было рассчитано 22 рабочих цикла для трех значений продолжительности сгорания: $\varphi_z = 25; 50$ и 100° поворота коленчатого вала и двух значений показателя характера сгорания $m = 3$ и $1,5$ при разных углах опережения зажигания θ .

На фиг. 52 приведены три диаграммы циклов для значений углов поворота коленчатого вала $\varphi_z = 25; 50$ и 100° при неизменных значениях $m = 3$ и $\theta = 25^\circ$. Из этой фигуры видно, что продолжительность сгорания оказывает очень большое влияние на линию сгорания uz . Наклон так называемой линии «видимого» сгорания (от точки y до точки p_{max}) с увеличением φ_z сильно уменьшается, при этом резко снижается p_{max} и увеличивается угол поворота коленчатого вала α_p от в. м. т. до точки p_{max} .

Следует отметить, что так называемый период задержки в развитии давления от сгорания (обозначим его через φ_3) увеличивается пропорционально увеличению φ_z : так, при $\varphi_z = 25^\circ$ $\varphi_3 \approx 3^\circ$, при $\varphi_z = 50^\circ$ $\varphi_3 \approx 6^\circ$ и при $\varphi_z = 100^\circ$ $\varphi_3 \approx 12^\circ$.

В табл. 21 приведены числовые значения показателей трех рассматриваемых циклов.

Таблица 21

Зависимость показателей цикла от продолжительности сгорания

Показатели цикла	φ_z , град.		
	25	50	100
$p_{i теор}$, кг/см ²	9,58	10,03	8,67
$\eta_{i теор}$	0,339	0,355	0,307
$g_{i теор}$, г/л. с. час	173	165,5	192
p_{max} , кг/см ²	44,3	37,8	19,0
α_p , град.	0	13,5	37,5
ω_p max, кг/см ² град	3,42	1,66	0,32
T_{max} , °К	3034	2900	2560
α_T , град.	0	19	58
$\alpha_T - \alpha_p$, град.	0	5,5	20,5
T_b , °К	1837	1862	2063

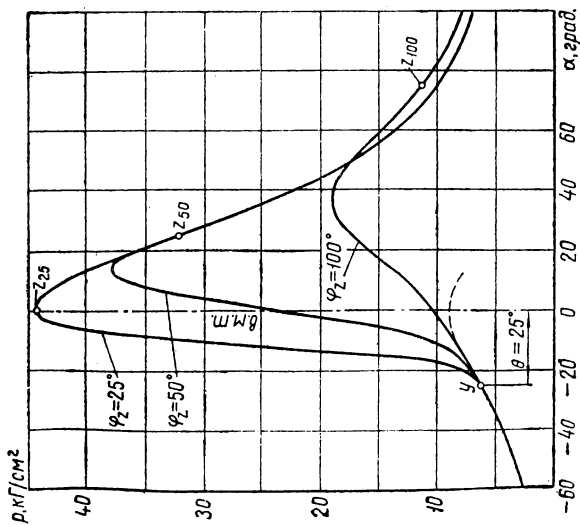


Fig. 52. Calculated diagrams of the working cycle of a carburetor engine for three values of the advance angle of the crankshaft $\varphi_z = 25, 100$ and 150° at a constant crankshaft angle of rotation $\theta = 25^\circ$ and a constant character of combustion $m = 3$ and a constant angle of advance of the crankshaft $\beta = 25^\circ$.

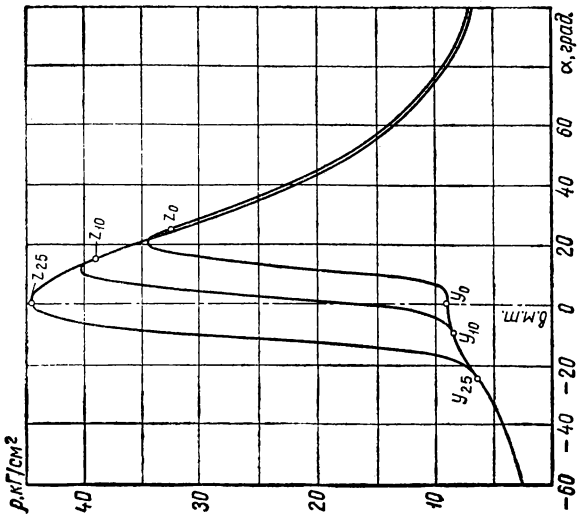
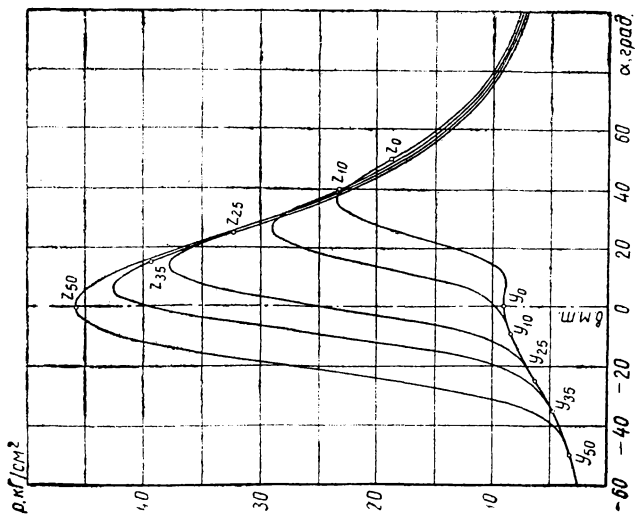
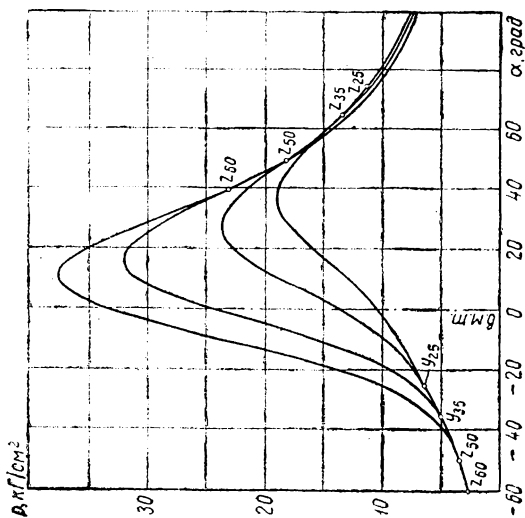


Fig. 53. Calculated diagrams of the working cycle of a carburetor engine at different crankshaft angles of advance $\varphi_z = 25^\circ$ and a constant character of combustion $m = 3$ and a constant angle of advance of the crankshaft $\beta = 25^\circ$.



Фиг. 54. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при разных углах опережения зажигания, постоянном показателе характера сгорания $m=3$ и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z = 50^\circ$ поворота коленчатого вала.



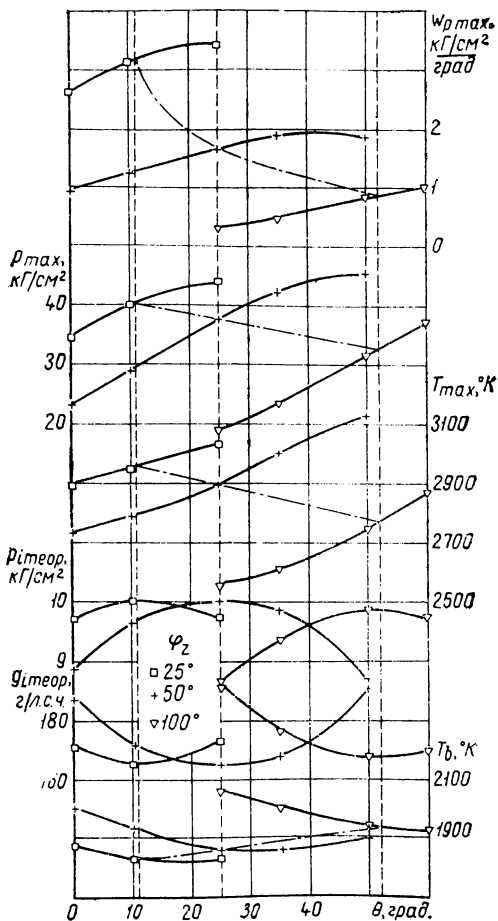
Фиг. 55. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при разных углах опережения зажигания, постоянном показателе характера сгорания $m=3$ и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z = 100^\circ$ поворота коленчатого вала.

Из табл. 21 видно, что наилучшие значения показателей $p_{i теор}$, $\gamma_{i теор}$ и $g_{i теор}$ получаются при $\varphi_z = 50^\circ$, а при меньших и особенно при больших значениях φ_z эти показатели ухудшаются. Однако следует принять во внимание, что $p_{i теор}$, $\gamma_{i теор}$ и $g_{i теор}$ для $\varphi_z = 25^\circ$ и $\varphi_z = 100^\circ$ могут быть значительно улучшены изменением угла опережения зажигания.

Из табл. 21 также видно, что с ростом продолжительности сгорания T_{max} прогрессивно уменьшается, а соответствующий угол α_T увеличивается. Во всех случаях, когда сгорание заканчивается после в. м. т., T_{max} наступает позднее p_{max} , причем сдвиг $\alpha_T - \alpha_p$ с ростом φ_z прогрессивно увеличивается. Температура конца расширения T_b также повышается.

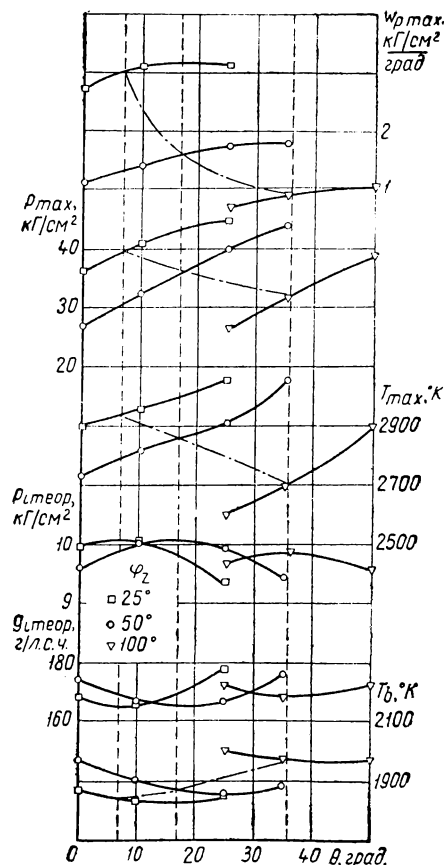
На фиг. 53, 54 и 55 приведены диаграммы циклов для $\varphi_z = 25; 50$ и 100° поворота коленчатого вала при $m=3$ и разных углах опережения зажигания θ . На фиг. 56 и 57 построены кривые, характеризующие изменение важнейших показателей рабочего цикла в зависимости от угла опережения зажигания для тех же трех продолжительностей сгорания и соответственно для двух показателей характера сгорания $m=3$ и 1,5.

Из фиг. 56 и 57 видно, что кривые $p_{i теор}$ и $g_{i теор}$ имеют четко выраженные максимумы и минимумы, что указывает на существование оптимальных углов опережения зажигания. Данный вывод согласуется с известными результатами опытов. Остальные кривые показателей также соответствуют опыт-



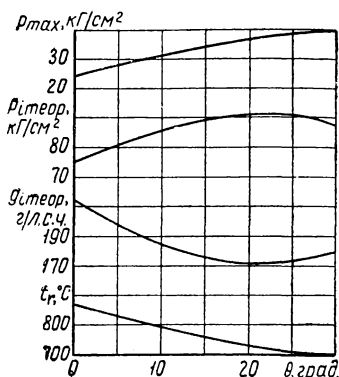
Фиг. 56. Графики изменений основных показателей рабочего цикла карбюраторного двигателя в зависимости от угла опережения зажигания θ для трех значений продолжительности сгорания $\varphi_z = 25, 50$ и 100° поворота коленчатого вала и параметре характера сгорания $m=3$.

ным данным. Для сравнения на фиг. 58 приведены полученные М. М. Чурсиным [21] опытные кривые показателей рабочего цикла двигателя ГАЗ-51 (режим: $n=2100$ об/мин.; $\alpha=0,92$; полностью открытый дроссель) в зависимости от угла опережения зажигания

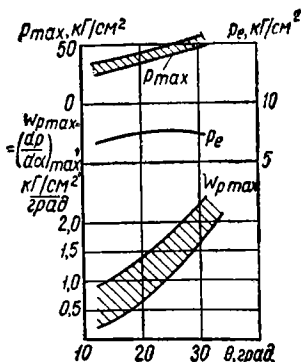


Фиг. 57. Графики изменений основных показателей рабочего цикла карбюраторного двигателя в зависимости от угла опережения зажигания θ для трех значений продолжительности сгорания $\psi_z = 25, 50$ и 100° поворота коленчатого вала и параметра сгорания $m=1,5$.

На фиг. 59 приведены полученные Е. В. Губером [64] экспериментальные кривые p_e , p_{max} и $W_{p\ max}$ в зависимости от угла опережения зажигания при полностью открытом дросселе и постоянном числе оборотов.



Фиг. 58. Графики изменений основных показателей рабочего цикла автомобильного двигателя ГАЗ-51 в зависимости от угла опережения зажигания (по опытным данным М. М. Чурсина).



Фиг. 59. Графики изменений основных показателей рабочего цикла карбюраторного двигателя в зависимости от угла опережения зажигания (по опытным данным Е. В. Губера).

Из анализа следует, что с возрастанием продолжительности сгорания и показателя характера сгорания оптимальный угол опережения зажигания увеличивается (табл. 22).

Таблица 22

Зависимость оптимального угла опережения зажигания от продолжительности сгорания

Продолжительность сгорания φ_z в град.	Оптимальный угол опережения зажигания θ_{opt} в град. при показателях характера сгорания	
	$m = 1,5$	$m = 3$
25	7	11
50	17	25
100	36	52

Таблица 23

Зависимость показателей оптимальных циклов от продолжительности сгорания

Показатели цикла	$\varphi_z = 25^\circ$ $\theta_{opt} \approx 11^\circ$	$\varphi_z = 50^\circ$ $\theta_{opt} \approx 25^\circ$	$\varphi_z = 100^\circ$ $\theta_{opt} \approx 52^\circ$
	P_i теор, $кГ/см^2$	10,05	10,03
η_i теор	0,356	0,355	0,350
g_i теор, г/л. с. ч.с.	165	165,5	168
p_{max} , $кГ/см^2$	40,5	37,8	33,3
α_p , град.	11	13,5	15,5
w_{pmax} , $кГ/см^2$ град	3,16	1,66	0,90
T_{max} , °К	2960	2900	2778
α_T , град.	12	19	31
$\alpha_T - \alpha_p$, град.	1	5,5	15,5
T_b , °К	1835	1862	1940

Интересно сравнить показатели цикла при разной продолжительности сгорания и оптимальных углах опережения зажигания. В табл. 23 приведены числовые значения показателей цикла для значений $\varphi_z = 25; 50$ и 100° поворота коленчатого вала и соответственно $\theta_{opt} = 11; 25$ и 52° при $m=3$ (часть значений получена интерполированием).

Сравнивая между собой и анализируя значения показателей цикла при разной продолжительности сгорания, приходим к выводу, что оптимальная относительная продолжительность сгорания φ_z равна приблизительно 50° поворота коленчатого вала. Это справедливо как для показателя характера сгорания $m=3$, так и $m=1,5$.

Ниже приведены значения оптимальной продолжительности сгорания, выраженные в единицах времени, в зависимости от числа оборотов двигателя, и вычисленные по формуле

$$t_{z\text{ onm}} = \frac{\varphi_{z\text{ onm}}}{6n},$$

а также оптимальные средние скорости сгорания

$$\bar{w}_{\text{onm}} \approx \frac{1}{t_{z\text{ onm}}}.$$

n , об/мин.	1000	2000	3000	4000	5000
$t_{z\text{ onm}}$, сек.	0,0083	0,0042	0,0028	0,0021	0,0017
\bar{w}_{onm} , 1/сек.	12	24	36	48	60

Увеличение средней скорости сгорания сверх оптимальной не может быть рекомендовано не только потому, что практически от этого не повысятся $\rho_{i\text{ теор}}$ и $\eta_{i\text{ теор}}$, но и ввиду повышения максимальной температуры цикла T_{max} (увеличиваются тепловые потери в стенке и склонность к детонации), максимального давления p_{max} и особенно резкого повышения скорости нарастания давления $w_{p\text{ max}}$. Увеличение последних двух показателей приводит к возрастанию механической и особенно динамической нагрузки на кривошипно-шатунный механизм.

Уменьшение средней скорости сгорания ниже оптимальной также не может быть рекомендовано, ибо снижает $\rho_{i\text{ теор}}$ и $\eta_{i\text{ теор}}$ (при более строгом рассмотрении эти показатели снижаются на большую величину, так как вследствие увеличения поверхности стенок потери теплоты в течение процесса сгорания увеличиваются и поэтому несколько уменьшится коэффициент эффективности сгорания ξ , изменение которого при расчетах не принималось во внимание).

16. ВЛИЯНИЕ НА РАБОЧИЙ ЦИКЛ ПОКАЗАТЕЛЯ ХАРАКТЕРА СГОРАНИЯ

Напомним, что параметр m определяет характер развития процесса сгорания во времени; он определяет согласно уравнению (94) величину отвлеченного времени $\frac{t_m}{t_z}$, при котором скорость сгорания имеет максимум; по уравнению (95) — отвлеченное время «полусгорания» $\frac{t_{1/2}}{t_z}$; по уравнению (96) — долю топлива x_m , сгорающего к моменту максимума скорости сгорания, и по уравнению (97) — наибольшую отвлеченную скорость сгорания w_{om} .

Чтобы выявить влияние параметра характера сгорания на показатели рабочего цикла, были дополнительно рассчитаны семь циклов для значений показателя характера сгорания $m=0,5$ и 5 . На фиг. 60 приведены четыре диаграммы цикла для значений

$m=0,5; 1,5; 3$ и 5 при неизменных значениях $\varphi_z=50^\circ$ и $\theta=25^\circ$ поворота коленчатого вала. Из этой фигуры видно, что показатель характера сгорания влияет на линию сгорания уз. Линии «видимого» сгорания значительно отстоят друг от друга и располагаются примерно эквидистантно. По мере увеличения m понижается p_{\max} и увеличивается α_p .

Диаграммы ясно показывают, что период задержки в развитии давления от сгорания φ_z находится в прямой зависимости от m . При $m=0,5$ задержка вообще отсутствует, при $m=1,5$ она равна примерно 2° и с дальнейшим ростом m увеличивается, достигая при $m=5$ величины примерно 10° .

В табл. 24 приведены числовые значения показателей рассматриваемых четырех циклов.

Таблица 24

Зависимость показателей цикла от параметра характера сгорания

Показатели цикла	m			
	0,5	1,5	3	5
p_i теор, кг/см ²	9,33	9,94	10,03	10,04
η_i теор	0,330	0,352	0,355	0,356
g_i теор, г/л. с. час.	178	167	165,5	165
p_{\max} , кг/см ²	42,0	40,0	37,8	36,1
α_p , град.	4	8	13,5	18
w_p max, кг/см ² град.	2,11	1,76	1,66	1,75
T_{\max} , °К	3023	2910	2910	2907
α_T , град.	4	13	19	22
$\alpha_T - \alpha_p$, град.	0	5	5,5	4
T_b , °К	1841	1856	1862	1882

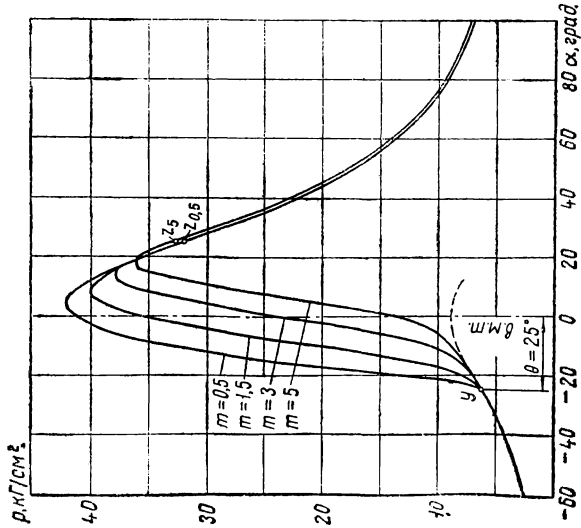
Из табл. 24 видно, что с повышением m (исключая значения параметров при $m=0,5$) максимальная быстрота нарастания давления w_p max, максимальная температура газов T_{\max} и сдвиг максимумов $\alpha_T - \alpha_p$ остаются практически неизменными. Сравнение p_i теор, η_i теор и g_i теор представляет практический интерес при оптимальных углах опережения зажигания.

На фиг. 61, 62, 54 и 63 представлены диаграммы циклов для $m=0,5; 1,5; 3$ и 5 при одинаковой продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала (средней скорости сгорания) и разных углах опережения зажигания.

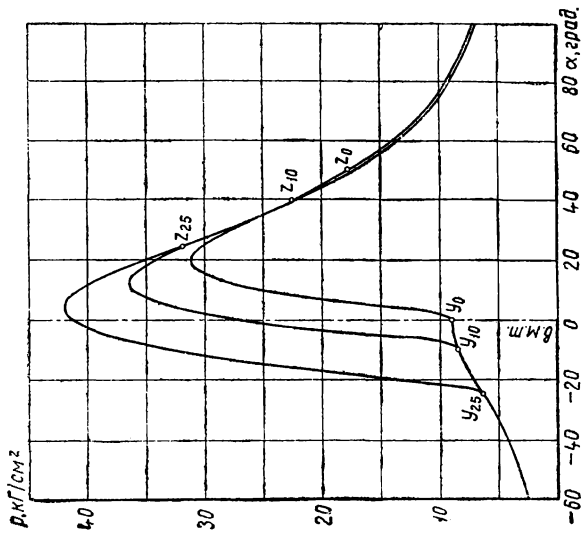
На фиг. 64 построены кривые, изображающие изменение важнейших показателей рабочего цикла в зависимости от угла опережения зажигания для $m=0,5; 1,5; 3$ и 5 при неизменном $\varphi_z=50^\circ$.

Анализ кривых p_i теор и g_i теор показывает, что с повышением m увеличивается оптимальный угол опережения зажигания $\theta_{опт}$; ниже приводятся соответствующие числовые значения:

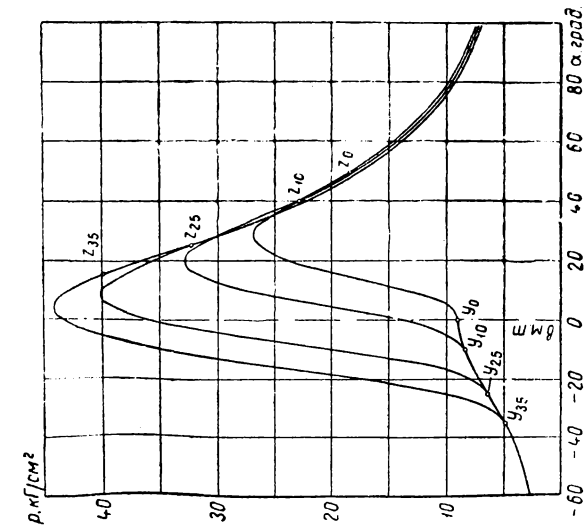
m	0,5	1,5	3	5
$\theta_{опт}$	8	17	25	30



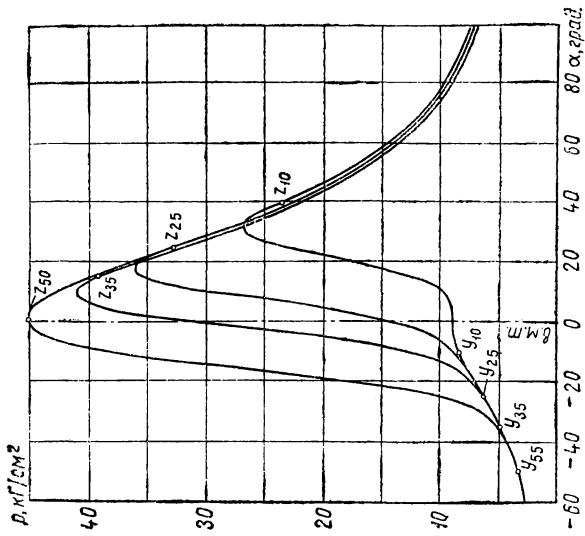
Фиг. 60. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя для четырех значений показателя характера сгорания $m=0,5; 1,5; 3$ и 5 , при постоянном угле опережения зажигания $\theta=25^\circ$ и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала.



Фиг. 61. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при разных углах опережения зажигания, постоянном показателе характера сгорания $m=0,5$ и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала.



Фиг. 62. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя при разных углах опережения зажигания, постоянном показателе характера сгорания $m=1,5$ и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала.



Фиг. 63. Расчетные диаграммы рабочего цикла карбюраторного двигателя в зависимости от угла опережения зажигания, постоянном показателе характера сгорания $m=5$ и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала.

Зависимость показателей оптимальных циклов от показателя характера сгорания

Показатели цикла	$m=0,5$ $\theta_{opt} \approx 8^\circ$	$m=1,5$ $\theta_{opt} \approx 17^\circ$	$m=3$ $\theta_{opt} \approx 25^\circ$	$m=5$ $\theta_{opt} \approx 30^\circ$
p_i теор, кг/см ²	10,04	10,07	10,03	10,06
η_i теор	0,356	0,356	0,355	0,356
g_i теор, г/л. с. час.	165	165	165,5	165
p_{max} , кг/см ²	35,4	36,4	37,8	38,6
α_p , град.	14	14	13,5	13,5
w_p max, кг/см ² град	2,17	1,60	1,66	1,93
T_{max} , °К	2785	2860	2900	2940
α_T , град.	22	20,5	19	17,25
$\alpha_T - \alpha_p$, град.	8	6,5	5,5	4
T_b , °К	1880	1870	1862	1862

В табл. 25 приведены числовые значения показателей цикла для значений $m=0,5; 1,5; 3$ и 5 при $\varphi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала и оптимальных углах опережения зажигания (часть значений получена интерполированием).

Сравнивая между собой при оптимальных углах опережения зажигания значения p_i теор и g_i теор, замечаем, что они практически постоянны по величине. Отсюда следует важный вывод: изменение характера сгорания при неизменной средней скорости сгорания не влияет на величину оптимальных значений среднего индикаторного давления и индикаторного удельного расхода топлива (индикаторного к. п. д.).

Однако другие показатели цикла при θ_{opt} изменяются в зависимости от значения величины m . Так, p_{max} и T_{max} уменьшаются при уменьшении m , а w_p max составляет наименьшую величину в пределах значений $m=1,5 \div 3$.

При одинаковых p_i и η_i наивыгоднейшим циклом будет тот, который протекает при наименьших значениях p_{max} и w_p max. Анализируя с этой точки зрения табл. 25, приходим к заключению, что оптимальная величина показателя характера сгорания m равна приблизительно 1,5. По этому значению m можно определить оптимальные значения:

отвлеченного времени максимума скорости сгорания по уравнению (94)

$$\left(\frac{t_m}{t_z}\right)_{opt} = \left[\frac{1,5}{6,908(1,5+1)}\right]^{\frac{1}{1,5+1}} = 0,376 \approx 0,38;$$

отвлеченного времени «полусгорания» по уравнению (98)

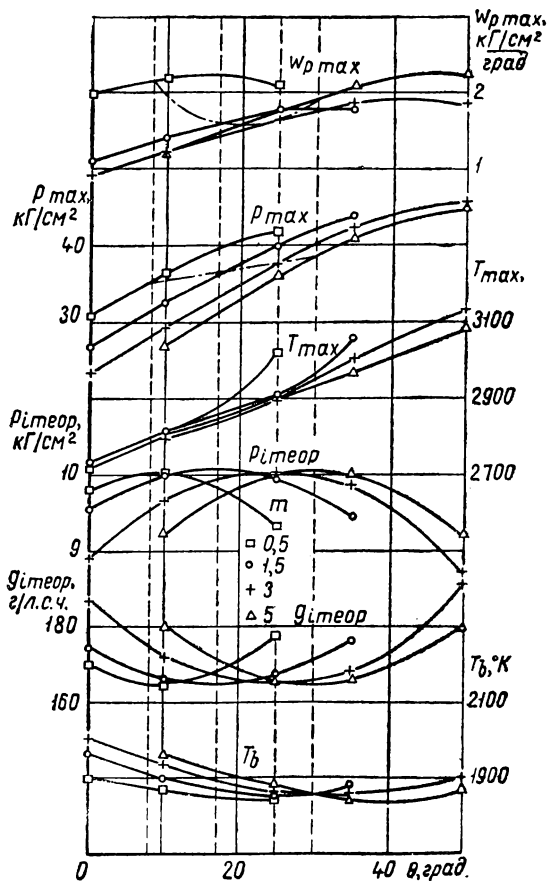
$$\left(\frac{t_{1/2}}{t_z}\right)_{opt} = 0,1003^{\frac{1}{1,5+1}} = 0,399 \approx 0,40;$$

доли топлива, сгорающего к моменту максимума скорости сгорания, по уравнению (96)

$$x_{m \text{ опт}} = 1 - e^{-\frac{1,5}{1,5+1}} = 0,451 \approx 0,45;$$

наибольшей отвлеченной скорости сгорания по уравнению (97)

$$w_{o \text{ max опт}} = 6,908(1,5+1) \left[\frac{1,5}{6,908(1,5+1)2,718} \right]^{\frac{1,5}{1,5+1}} = 2,19 \approx 2,2.$$



Фиг. 64. Графики изменений основных показателей рабочего цикла карбюраторного двигателя в зависимости от угла опережения зажигания θ для четырех значений показателя характера сгорания $m=0,5; 1,5; 3$ и 5 при неизменной продолжительности сгорания $\Phi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала.

В пользу того, что значение $m \approx 1,5$ является оптимальным, говорят и другие соображения, связанные с вопросом детонации

в двигателях. Установлено (см. главу пятую), что чем меньше максимальная скорость сгорания w_{\max} , при прочих равных условиях, тем меньше опасность перехода нормального горения в детонацию. Стало быть, на практике следует стремиться к возможно меньшим значениям w_{\max} . Уравнение удельной максимальной скорости сгорания получим, вставив значение $w_{o, \max}$ из уравнения (97) в уравнение (55):

$$w_{\max} = \frac{6,908(m+1)}{t_z} \left[\frac{m}{6,908(m+1)e} \right]^{\frac{m}{m+1}} \quad (229)$$

Из полученного уравнения следует, что величина максимальной удельной скорости сгорания зависит от t_z и m , причем w_{\max} обратно пропорционально продолжительности сгорания; зависимость же w_{\max} от показателя характера сгорания m более сложна.

Добиваться малых значений w_{\max} произвольным увеличением продолжительности сгорания нельзя, ибо, как было выяснено, для каждого скоростного режима двигателя существует свое оптимальное значение t_z . Характер влияния m на w_{\max} виден на фиг. 33. Наименьшее значение w_{\max} получается при значении $m \approx 1,5$, что совпадает с ранее установленным оптимальным значением m .

Следует, далее, учесть, что предпламенные окислительные процессы будут протекать тем интенсивнее, чем больше давление и выше температура смеси. Поэтому для окончательной оценки оптимального значения m следует сравнить величины параметров рабочего тела в момент максимума скорости сгорания (наибольшего значения амплитуды первичной волны сжатия — см. пятую главу). Ввиду того, что до моментов p_{\max} и T_{\max} рабочего тела уменьшение амплитуды волны сжатия, вследствие необратимых потерь, незначительно, представляет также интерес сравнить p и T в эти моменты времени. В табл. 26 и 27 приведены соответствующие числовые значения термодинамических параметров наряду с некоторыми другими величинами (часть величин определялась интерполированием).

Из табл. 26 и 27 видно, что для показателя характера сгорания $m=1,5$ давление и температура рабочего тела во все характерные моменты процесса сгорания (w_{\max} , p_{\max} и T_{\max}) значительно меньше, чем для больших значений m . Следовательно, при $m=1,5$ уменьшается интенсивность предпламенных процессов, что вместе с уменьшением максимальной скорости сгорания должно еще больше уменьшить склонность к детонации.

Таким образом, необходимость доведения m до значения 1,5 диктуется, с одной стороны, получением наилучших показателей рабочего цикла и, с другой, — наименьшей склонностью двигателя к детонации.

Зависимость параметров цикла в момент максимума скорости сгорания от показателя характера сгорания

m	$\theta_{\text{опт}}$, град.	$\frac{\theta_{\text{опт}}}{\varphi_z}$	Величины в момент максимума скорости сгорания					
			w_{max}	φ_m , град.	$\alpha_m = \varphi_m - \theta_{\text{опт}}$, град.	x_m	p_m , кг/см ²	T_m , °К
1,5	17	0,34	2,2	19	2	0,451	27	1980
3	25	0,5	2,5	28,5	3,5	0,528	29,5	2130
5	30	0,6	3,1	35	5	0,565	30	2135

Таблица 27

Зависимость параметров цикла в моменты p_{max} и T_{max} от показателя характера сгорания

m	Величины в момент p_{max}				Величины в момент T_{max}			
	α_p , град.	x_p	p_{max} , кг/см ²	T_p , °К	α_T , град.	x_T	p_T , кг/см ²	T_{max} , °К
1,5	14	0,876	36,4	2700	20,5	0,966	34,8	2860
3	13,5	0,912	37,8	2830	19	0,984	36,1	2900
5	13,5	0,950	38,6	2810	17,25	0,992	37,5	2940

Интересно отметить практическое постоянство угла $\alpha_p \approx 14^\circ$ поворота коленчатого вала от в. м. т. до момента максимального давления газов для всех значений m . Из практики давно известно правило, согласно которому индикаторная работа имеет наибольшую величину, если максимальное давление газов наступает при $\alpha_p = 10 \div 15^\circ$ поворота коленчатого вала [59]. Полученные расчетным путем значения α_p для $p_{i \text{ max}}$ согласуются с этим правилом.

Представляет большой практический интерес выяснить, насколько опытные значения φ_z и m в двигателях с воспламенением от электрической искры согласуются с установленными в этой работе оптимальными значениями этих величин ($\varphi_z = 50^\circ$ поворота коленчатого вала и $m = 1,5$). К сожалению, таких опытных данных очень мало. В табл. 28 приведены соответствующие величины.

Как видно из табл. 28, только в авиационном двигателе М-17 и в опытном двигателе с кварцевым окном продолжительность сгорания оптимальна; в остальных двигателях она завышена,

особенно в газогенераторном (для этого двигателя продолжительность сгорания $\varphi_z = 282^\circ$ поворота коленчатого вала является чисто условной: процесс сгорания, по-видимому, обрывается в процесс выпуска).

Таблица 28

Параметры процесса сгорания некоторых двигателей

Двигатель	Топливо	n , об/мин.	ϵ	θ , град.	α	φ_z , град.	m	Литературный источник
Авиационный М-17	Авиационный бензин	1600	6,35	25	0,845 0,98	46,1 50,1	3,8 3,8	[53,65]
	Изооктан	900	4,6	25	0,865 1,07	49 43,7	2,6 4,3	[43,65]
Опытный одноцилиндровый с Г-образной камерой сгорания и кварцевым окном Тракторный	Керосин	1100	4,2	35	1,16	104	3,8	[8,65]
	Бензин	1300	5	55	0,93	94	3,6	[8,65]
Опытный одноцилиндровый с Г-образной камерой сгорания Тракторный газогенераторный	Генераторный газ	1250	8,14	37,5	—	282	0,5	[19,65]

Показатель характера сгорания ни в одном из приведенных двигателей не является оптимальным. В карбюраторных двигателях он намного больше 1,5, а в газогенераторном намного меньше (последний по показателю m ближе к дизелям, чем к карбюраторным двигателям). Интересно, что наименьший показатель $m=2,6$ получен при сгорании изооктана с коэффициентом избытка воздуха $\alpha=0,865$.

Чем же вызвано, что характер сгорания в рассмотренных и, очевидно, во многих других двигателях далек от оптимального? Это можно объяснить тем, что показатель характера сгорания m не обнаруживается непосредственным измерением. Только термодинамическая обработка индикаторной диаграммы с последующим анализом характеристики выгорания [65, 102] (см. также п. 5) или непосредственное специальное исследование индикаторной диаграммы [66] (см. также главу седьмую) приводит к определению параметра m . Фактическая же причина больших значений m в двигателях состоит в каком-то общем недостатке в организации процесса сгорания. Дело конструкторов, исследователей и экспериментаторов — улучшить процесс сгорания в указанном направлении.

Целесообразно провести экспериментальные исследования для выяснения влияния на φ_z и m ряда факторов — таких, как степень сжатия, число оборотов, степень дросселирования (нагрузка),

форма камеры сгорания и конструкция завихрителей, наддув, число свечей, их расположение и мощность искр, род или сорт топлива, разные добавки к топливу или смеси (например, ионизирующие радиоактивные изотопы), способ зажигания и др.

Накопление опытных данных позволит управлять процессом сгорания в нужную сторону.

Можно высказать предположение, что один из наиболее перспективных путей снижения m до 1,5 — увеличение числа генерируемых начальных активных центров. Этого, в частности, можно достичь зажиганием смеси гораздо более мощной искрой или большим числом искр, чем принято сейчас, или применением электронной высокочастотной системы зажигания (транзистеров). В последнем случае высококачественное зажигание осуществляется с меньшей энергией и напряжением (~ 3000 в), чем при обычной системе зажигания. Этот факт не согласуется с существующим до сих пор взглядом, что чем выше энергия или напряжение искры, тем лучше качество зажигания. При электронном высокочастотном зажигании появляются в большем числе химически активные частицы (атомы, радикалы), чем при обычном зажигании. К системе зажигания должно быть предъявлено требование не только надежного воспламенения, но и генерации нужного числа начальных активных центров необходимого типа.

Следует также отметить, что наблюдаемая флюктуация процессов сгорания (особенно при зажигании одной свечой и обеднении смеси), если она не вызвана небольшими колебаниями момента зажигания или состава смеси, может быть объяснена колебаниями числа начальных активных центров, генерируемых в последовательных циклах искровыми разрядами. По-видимому, электронное высокочастотное зажигание обеспечивает также большую стабильность числа начальных активных центров в последовательных актах зажигания.

Необходимо исследовать автомобильные, авиационные и другие двигатели с воспламенением от электрической искры, выпускаемые нашими отечественными заводами, с целью анализа процесса сгорания. Благодаря этому в случае отступления параметров φ_z и m от оптимальных значений конструкторы и экспериментаторы будут знать, в каком направлении возможны улучшения рабочего цикла и какова примерная эффективность этого улучшения.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ВЛИЯНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ НОРМАЛЬНОГО СГОРАНИЯ НА ДЕТОНАЦИЮ В ДВИГАТЕЛЯХ

Существует ли связь между скоростью нормального горения части заряда, воспламененного электрической искрой, и взрывным сгоранием части заряда, находящегося впереди фронта пламени, т. е. детонацией? Какова эта связь? На этот вопрос даются противоречивые ответы.

17. СОВРЕМЕННЫЕ ТЕОРИИ ДЕТОНАЦИИ

Н. Н. Семенов [67], Я. Б. Зельдович и А. С. Компанец [68] отмечают, что переход нормального горения в детонацию заключается в следующем. При горении газа в длинных трубах фронт пламени движется с ускорением. Впереди себя фронт пламени поджимает свежий газ и сбрасывает ударную волну, опережающую фронт пламени. Когда скорость пламени достигнет определенной величины, амплитуда ударной волны становится достаточной для того, чтобы вызвать воспламенение газа, и с этого момента пламя начинает распространяться вместе с ударной волной со скоростью 1—3,5 км/сек. Ударная волна, в которой происходит химическая реакция, называется детонационной, распространение взрывной реакции — детонацией. Как следует из предыдущего, в трубах переход нормального горения в детонацию связан с тем, что скорость нормального горения достигает некоторого критического значения. Справедлив ли этот вывод по отношению к сгоранию в двигателях?

При детонации в двигателях после зажигания заряда электрической искрой вначале также развивается нормальное горение со скоростью пламени, достигающей 15—30 м/сек, а затем внезапно еще не сгоревшая часть заряда охватывается детонационным сгоранием. В настоящее время можно считать установленным, что детонация в двигателях связана с развитием предпламенных окислительных процессов в последней части заряда [69, 70, 71, 72]. Под влиянием сжатия смеси поршнем, а затем фронтом нормального пламени плотность, температура и давление последней части заряда непрерывно повышаются. В результате молекулы углеводородов окисляются, образуя перекиси

и альдегиды, концентрация которых непрерывно увеличивается. Как установлено многими опытами, перекиси являются теми необходимыми соединениями, которые подготавливают условия для детонационного сгорания. Из опытов также следует, что детонация всегда начинается с появления впереди фронта нормального пламени, в глубине последней части заряда, очага воспламенения, рождающего ударную волну. Проходящая с большой скоростью (до 1200—1300 м/сек, редко до 2000 м/сек) ударная волна чрезвычайно ускоряет воспламенение последней несгоревшей части заряда и этим вызывает взрывное сгорание, т. е. детонацию.

А. С. Соколик считает, что существуют глубокие различия в механизме образования ударной волны в трубах и двигателях. В то время как в трубах ударная волна и затем детонация возникают в результате постепенного увеличения скорости фронта пламени до некоторого критического значения, в двигателях пламя в процессе своего распространения не образует ударных волн и появление в двигателе детонационного вида сгорания происходит не в результате непрерывного и постепенного ускорения фронта основного пламени [69].

Э. Фиок считает вполне вероятным, что при более быстром горении опасность к детонации уменьшается, так как в этом случае меньше времени отводится для предпламенных реакций [38].

Б. Льюис полагает, что желательнее, чтобы пламя успело пересечь всю камеру со скоростью, обеспечивающей плавный подъем давления, прежде чем закончится период задержки воспламенения в несгоревшей части смеси [70].

В. Йост приходит к выводу, что один из путей устранения стука в двигателе заключается в умеренном ускорении нормального сгорания, которое закончилось бы до начала внезапного химического превращения в несгоревшей части заряда. Йост перечисляет способы ускорения нормального сгорания: создание вихрей, подбор формы камеры сгорания, изменение местоположения запальной свечи и др. [72].

В самом ли деле причины детонации в двигателях и трубах столь противоположны, что для предотвращения детонации в двигателях следует стремиться к увеличению скорости нормального сгорания фронта пламени, которое в трубах, наоборот, вызывает детонацию?

В последнее время А. Ахтерберг экспериментально показал, что, с одной стороны, малым скоростям предпламенных окислительных процессов соответствуют высокие октановые числа топлива и что, с другой стороны, причина детонации (стука) заключается в слишком большой скорости нормального фронта пламени. А. Ахтерберг измерял среднюю скорость пламени в зависимости от концентрации бензина в воздухе при начальном давлении 4 атм. Максимум средней скорости горения соответствовал

несколько обогащенной смеси. Для недетонирующего бензина (температурные пределы кипения от 64 до 166°C) максимум средней скорости горения оказался равным 19 м/сек, тогда как для детонирующего бензина (температурные пределы выкипания от 72 до 178° С) максимум средней скорости горения составлял 35 м/сек. Из опытов выяснилось, что с увеличением начального давления смеси (соответственно увеличению степени сжатия в двигателе) скорость горения бензола вначале круто повышается, а затем падает. Максимум средней скорости пламени соответствовал степени сжатия 15:1, которая, как известно, является критической для бензола. Из всего этого А. Ахтерберг делает вывод, что причиной детонации является слишком высокая скорость нормального горения [73]. Как видим, этот вывод никак не согласуется с высказываниями по данному вопросу ряда исследователей, о которых говорилось выше.

18. ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРВИЧНОЙ ВОЛНЫ СЖАТИЯ

Из теории ударных волн [26, 68, 74, 75] известно, что поршень, сжимающий в цилиндре газ идвигающийся при этом с ускорением, образует впереди себя ударную волну. При ускоренном движении поршня от него непрерывно бегут элементарные волны сжатия со скоростью, близкой к скорости звука. При сжатии газа его температура и скорость перемещения повышаются, вследствие чего скорость распространения элементарных волн возрастает. Последующие волны сжатия непрерывно нагоняют предыдущие и, сливаясь с ними, образуют ударную волну. Амплитуда (перепад давления) ударной волны зависит от скорости, достигнутой поршнем к рассматриваемому моменту времени. Чем с большим ускорением движется поршень, тем на меньшем расстоянии от него формируется ударная волна.

Как установлено опытами, фронт пламени, перемещаясь по газу, действует подобно поршню [26, 67, 68]. В двигателях с воспламенением от электрической искры после зажигания скорость сгорания всегда возрастает до некоторого максимального значения w_{\max} , а затем падает [8, 43, 53, 76]. Начальное ускорение сгорания объясняется цепным характером реакции горения: электрическая искра рождает начальные активные центры, которые начинают разветвленную цепную реакцию. При увеличении скорости сгорания до w_{\max} от фронта пламени (поверхностной границы зоны нормального сгорания) будут непрерывно испускаться элементарные волны сжатия (слабые ударные волны, звуковые волны), которые, интегрируясь, образуют конечную волну сжатия.

С первого взгляда может показаться, что в условиях двигателя, учитывая небольшие размеры цилиндра, исключается возможность образования нормальным пламенем волны сжатия спо-

собом аккумуляции элементарных волн. Однако, если учесть многократные отражения от стенок цилиндра формирующейся волны сжатия, нетрудно убедиться, что такая возможность не только не исключается, а, наоборот, становится неизбежностью.

В самом деле, проследим процесс образования первичной волны сжатия. Нормальное пламя в начальный период своего распространения всегда движется с положительным ускорением. Вследствие этого от фронта пламени, как было сказано, непрерывно бегут со скоростью звука элементарные волны сжатия. При повышении температуры газа последующие элементарные волны сжатия будут непрерывно нагонять предыдущие, постепенно формируя волну сжатия. В двигателе ускорение нормального сгорания недостаточно, чтобы первые элементарные волны сформировали первичную волну сжатия где-то между фронтом пламени и стенкой цилиндра. Однако отразившись от стенки, они продолжают формирование волны сжатия при обратном движении. После отражения от противоположной стенки волна сжатия, пусть еще несформировавшаяся, размытая, с небольшой амплитудой, после своего прохождения через фронт пламени начнет суммироваться со второй серией элементарных волн сжатия. Условия для этого слияния особенно благоприятны, если принять во внимание, что скорость распространения волны сжатия больше скорости элементарных волн второй серии, бегущих впереди нее, и меньше скорости элементарных волн, распространяющихся позади. Этот процесс слияния элементарных волн с основной волной сжатия повторяется в каждом цикле отражения. Схематически процесс слияния элементарных волн иллюстрируется на фиг. 65. Очевидно, с каждым циклом отражения перепад давления в первичной волне сжатия будет увеличиваться.

Описанный механизм образования волны сжатия предполагает многократное отражение формирующейся волны сжатия. Допустим, что температура газов в несгоревшей части смеси $T^{\circ} = 800^{\circ} \text{K}$; тогда скорость распространения волн сжатия (скорость звука)

$$c = c_0 \sqrt{\frac{T}{273}} = 340 \sqrt{\frac{800}{273}} \approx 580 \text{ м/сек},$$

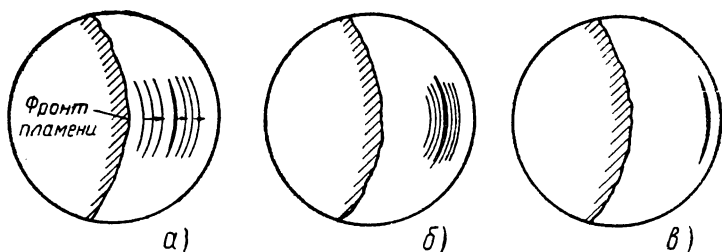
где c_0 — скорость звука при нормальных условиях. Примем для периода ускорения нормального сгорания три значения относительного времени $\varphi_m = 18; 24$ и 30° поворота коленчатого вала. Абсолютное время периода ускорения при числе $n = 2000$ об/мин.

$$t_m = \frac{\varphi_m}{6n} = 0,0015; 0,0020 \text{ и } 0,0025 \text{ сек.}$$

Путь, проходимый первыми элементарными волнами сжатия за время положительного ускорения процесса сгорания,

$$S = ct_m = 0,87; 1,2 \text{ и } 1,5 \text{ м.}$$

Диаметр цилиндра в современных двигателях с воспламенением от электрической искры колеблется в пределах $d=75 \div 150$ мм. Пренебрегая увеличением скорости волны во время ее распространения по продуктам сгорания, определим число i отражений от стенок цилиндра волны сжатия по формуле $i = \frac{S}{d}$.



Фиг. 65. Схема процесса слияния элементарных волн с основной волной сжатия:

a — формирующаяся волна сжатия прошла фронт пламени в сторону несгоревшей смеси; впереди с меньшей и позади с большей скоростью движутся элементарные волны, образованные ускоренным нормальным сгоранием смеси; *b* — формирующаяся волна сжатия нагоняет впереди бегущие элементарные волны, а позади бегущие элементарные волны, в свою очередь, нагоняют волну сжатия; *c* — произошла интеграция очередной серии элементарных волн с волной сжатия, в результате чего амплитуда волны сжатия увеличилась.

Результаты вычислений приведены в табл. 29, из которой видно, что за время положительного ускорения сгорания, в зависимости от размера диаметра цилиндра и продолжительности сгорания, число отражений формирующейся волны сжатия колеблется в пределах от 5 до 19.

Таблица 29

Зависимость числа отражений формирующейся волны сжатия от диаметра цилиндра

d , мм	Число отражений формирующейся волны сжатия при времени положительного ускорения сгорания t_m , сек.		
	0,0015	0,0020	0,0025
75	11	15	19
100	8	11	14
125	7	9	11
150	5	7	9

Образование первичной волны сжатия нормальным пламенем посредством слияния элементарных волн подтверждается опытами Л. Я. Волчка [77], Б. Д. Залого [78], М. А. Пешкина [79], О. С. Сергеля [80], А. Филипповича [81] и др.

Л. Я. Волчок [77] пишет: «При нормальной работе двигателя в цилиндре также могут возникать звуковые колебания газа с той же частотой, но с меньшей амплитудой по сравнению с амплитудой колебаний во время детонации». Л. Я. Волчок приводит для случая нормального сгорания индикаторные диаграммы с ясно выраженными колебаниями газа и считает, что эти колебания принадлежат самому процессу и представляют звуковые волны, возникающие в момент воспламенения и сгорания. Колебания газа при нормальном сгорании ясно выражены также на индикаторных диаграммах, снятых при помощи пьезокварцевых датчиков М. А. Пешкиным [79] и О. С. Сергелем [80]. Образование волны сжатия при нормальном сгорании подтверждается также осциллограммами, полученными Л. Я. Волчком [77] и Б. Д. Залогом [78] при помощи акустического детонметра. На осциллограммах, снятых при детонации, можно выделить умеренные вибрации стенки цилиндра, вызванные колебаниями первичной волны сжатия, предшествующие сильным вибрациям, вызванным собственно детонацией. Б. Д. Залогом [78] отмечается, что «в двигателе вибрации стенок происходят и при нормальном сгорании». В. Иост [72] приводит полученную А. Филипповичем [81] при нормальном сгорании индикаторную диаграмму, на которой отдельно и одновременно с линией давления совершенно отчетливо зарегистрированы звуковые колебания газа в камере сгорания. Эти колебания обнаруживаются в течение значительной части хода расширения, что говорит о медленном их затухании.

Таким образом, можно считать доказанным, что нормальное пламя образует в газах первичную волну сжатия, которая существует в течение большей части такта расширения.

19. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ОЧАГОВ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ И ВТОРИЧНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

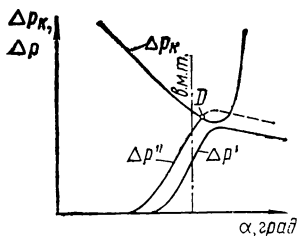
Первичная волна сжатия, сформировавшись к моменту наибольшей скорости сгорания w_{\max} , вследствие недостаточного перепада давления в волне не способна непосредственно вызывать детонацию. Однако вследствие образования нестойких химических соединений в результате предпламенных окислительных процессов перепад давления в проходящей волне сжатия может быть достаточным, чтобы создать очаг воспламенения в несгоревшей части смеси. Не сплошное, а лишь очаговое воспламенение можно объяснить физической и химической неоднородностью несгоревшей части смеси [71] и малым перепадом давления в волне. Проходящая волна сжатия может вызвать воспламенение лишь в тех объемах, где концентрация нестойких соединений и температурные условия для этого наиболее благоприятны.

От очага воспламенения новый фронт пламени будет распро-

страняться в среде, ставшей химически очень активной, вследствие предпламенных процессов и прохождения сформировавшейся первичной волны сжатия. По этой причине новый фронт пламени будет распространяться с большим ускорением, чем основной фронт нормального пламени. Следовательно, новый фронт пламени образует, во-первых, более мощную вторичную волну сжатия (ударную волну) и, во-вторых, образует ее впереди себя на близком расстоянии. Эта ударная волна может быть причиной возникновения новых очагов воспламенения и, распространяясь по еще окончательно не сгоревшей смеси, вызывает детонационное сгорание (стук). Подробные и интересные сведения об этой стадии детонационного сгорания можно найти у А. Н. Воинова [71, 82] и Т. Мейля [37].

Представление о том, что первый очаг воспламенения в последней части заряда создается первичной волной сжатия, порожденной начальным ускорением нормального процесса сгорания, приводит к определенному выводу: увеличение перепада давления в волне сжатия, при прочих равных условиях, должно повысить вероятность перехода нормального сгорания в детонацию.

Назовем перепад давления в волне сжатия, вызывающей в последней части заряда очаг воспламенения с последующим развитием детонационного сгорания, критическим и обозначим его Δp_k . По мере углубления предпламенных окислительных процессов концентрация перекисей будет увеличиваться, и Δp_k , естественно, будет уменьшаться. Этому будет способствовать, кроме времени, отводимого на предпламенные процессы, поджатие несгоревшей части смеси поршнем и фронтом пламени.



Фиг. 65. Примерный график изменения критического и фактического перепада давления в первичной волне сжатия в зависимости от угла поворота коленчатого вала α .

При определенной плотности и температуре смеси перекиси начнут распадаться, концентрация их станет уменьшаться и вместе с этим будет увеличиваться Δp_k . В верхней части фиг. 66 показан примерный график изменения критического перепада давления в волне сжатия Δp_k в функции угла поворота коленчатого вала.

В процессе формирования первичной волны сжатия перепад давления в волне Δp постепенно увеличивается. В конце ускорения процесса сгорания формирование волны сжатия заканчивается, и Δp достигает максимума. Затем Δp начнет постепенно уменьшаться вследствие не-

обратимых потерь энергии в проходящей и отражающейся от стенок волне сжатия. В нижней части фиг. 66 приведены примерные графики изменения Δp первичной волны сжатия в процессе ее формирования и затухания. График $\Delta p'$ соответствует слу-

чаю, когда перепад давления в волне сжатия не достигает ни в один из моментов времени критического значения. График $\Delta p''$ соответствует случаю, когда перепад давления в волне достигает критического значения (точка D), вследствие чего в последней части заряда возникает очаг воспламенения с последующим развитием детонационного сгорания. Из сказанного следует общее правило: *все факторы, обеспечивающие в любой момент сгорания смеси неравенство $\Delta p < \Delta p_k$, обеспечивают бездетонационное сгорание.*

В свете теории многократного отражения формирующейся волны сжатия по-новому объясняется положение о том, что чем короче путь, проходимый пламенем от свечи зажигания до наиболее удаленной стенки камеры сгорания, тем менее выражена склонность системы к детонации. Более короткий путь пламени означает большее число отражений от стенок формирующейся волны сжатия, а значит, большие потери энергии и, как следствие, меньший перепад давления в волне сжатия. При прочих равных условиях, меньшее значение Δp первичной волны сжатия снижает вероятность возникновения очага воспламенения в последней части заряда, и этим самым уменьшается опасность развития детонационного сгорания.

20. СВЯЗ ДЕТОНАЦИИ С УСКОРЕНИЕМ НОРМАЛЬНОГО ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ

Возникновение в последней части заряда местного очага воспламенения всегда предшествует детонации.

Вероятность появления очага воспламенения в последней части заряда будет тем больше, чем больше перепад давления в первичной волне сжатия. В процессе формирования первичной волны сжатия с ней непрерывно сливаются элементарные волны сжатия, увеличивая Δp . Можно сказать, не учитывая потерь энергии, что конечный перепад давления в волне сжатия получается в результате суммирования бесконечно малых перепадов давления элементарных волн.

На фиг. 67 показаны в функции времени типичные диаграммы скорости w и ускорения j процесса сгорания в двигателях с воспламенением от электрической искры, построенные согласно уравнениям (51) и (92). Ординаты кривой ускорения дают представление о бесконечно малых величинах перепада давления dp в элементарных волнах сжатия в каждый момент времени t . Можно считать, что бесконечно малый перепад давления в элементарной волне сжатия dp прямо пропорционален dt и ускорению сгорания j , т. е.

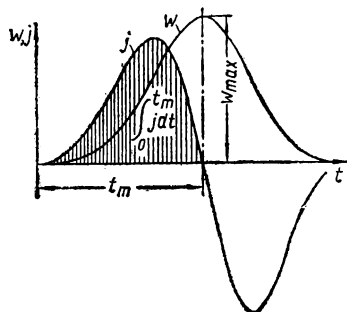
$$dp = kjdt = k dw, \quad (230)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

Интегрируя уравнение (230) в пределах времени от $t=0$ до $t=t_m$, где t_m — время положительного ускорения сгорания, получим выражение для максимального перепада давления в волне сжатия

$$\Delta p_{\max} = k \int_0^{t_m} j dt = k w_{\max}. \quad (231)$$

Полученный определенный интеграл, пропорциональный площади под кривой положительного ускорения сгорания на фиг. 67, по своему физическому смыслу представляет собой максимальную скорость сгорания w_{\max} . Следовательно, максимальное значение перепада давления в волне сжатия прямо пропорционально максимальной скорости сгорания. Отсюда приходим к выводу, что между склонностью топливной смеси к детонации и максимальной скоростью сгорания этой же смеси w_{\max} должна существовать прямая зависимость.



Фиг. 67. Диаграммы скорости и ускорения процесса нормального сгорания.

Детонационная стойкость топливной смеси определяется октановым числом топлива. Очевидно, что между предельным октановым числом топлива O , требуемым для бездетонационного сгорания, и максимальным значением скорости сгорания также должна существовать прямо пропорциональная связь

$$O \approx a w_{\max}, \quad (232)$$

где a — коэффициент пропорциональности.

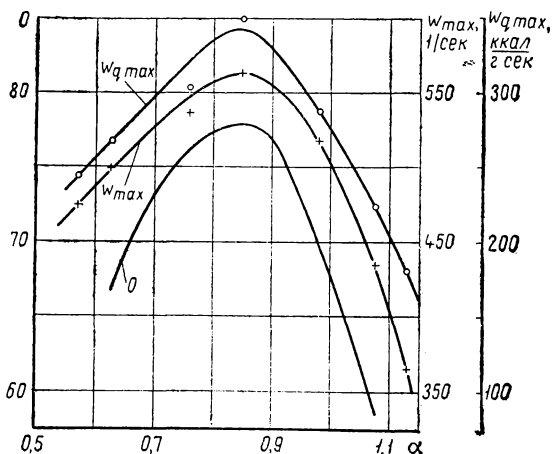
Полученную зависимость (232) можно подтвердить опытными данными. На фиг. 68 показана кривая октанового числа топлива O , необходимого для бездетонационного сгорания, в функции коэффициента избытка воздуха α (состава смеси). Эта кривая получена Холеем и Бертоломью [59]. Кривая данного типа может быть получена для всех двигателей с воспламенением от электрической искры и поэтому отображает некоторую общую закономерность, свойственную этим двигателям. К сожалению, в опытах Холее и Бертоломью неизвестны значения максимальных скоростей сгорания для соответствующих величин α . Однако, учитывая, что кривая $O = \varphi(\alpha)$ на фиг. 68 построена в зависимости от безразмерной величины α , можно для качественной проверки уравнения (232) использовать данные по $w_{\max} = \psi(\alpha)$, полученные на другом двигателе.

Используя опытные данные И. А. Плешанова [53] и уравнение (229), определили величины w_{\max} для разных значений α .

Как уже отмечалось, максимальная скорость сгорания w_{\max} зависит от двух факторов: продолжительности сгорания t_z и показателя характера сгорания m . Обработка согласно п. 5 опытных данных по сгоранию бензина в цилиндре авиационного двигателя М-17 при разных значениях состава смеси α и $n = \text{const}$ выявила постоянное значение показателя характера сгорания $m = 3,8$ и разные значения продолжительности сгорания t_z (см. табл. 30). Подставив значение $m = 3,8$ в уравнение (229), получим формулу

$$w_{\max} = \frac{6,908 (3,8 + 1)}{t_z} \left[\frac{3,8}{6,908 (3,8 + 1) \cdot 2,718} \right]^{3,8 + 1} = \frac{2,703}{t_z}. \quad (229a)$$

По этой формуле были вычислены максимальные скорости сгорания w_{\max} для разных значений α ; результаты вычислений при-



Фиг. 68. Октановое число топлива, необходимое для бездетонационного сгорания (O), максимальные скорости сгорания (w_{\max}) и тепловыделения ($w_{q \max}$) в зависимости от коэффициента избытка воздуха α .

ведены в табл. 30. На фиг. 68 над кривой потребного октанового числа топлива по вычисленным значениям w_{\max} построена вторая кривая.

Выше указывалось, что перепад давления в элементарной волне сжатия прямо пропорционален ускорению процесса сгорания. С энергетической точки зрения это означает, что перепад давления пропорционален ускорению тепловыделения. Учитывая суммирование энергий элементарных волн в первичной волне сжатия, приходим к выводу, что перепад давления в сформировавшейся первичной волне сжатия должен быть пропорционален максимальной скорости тепловыделения $w_{q \max}$, т. е.

$$\Delta p_{\max} = k' w_{q \max}. \quad (233)$$

Предельное октановое число топлива, требуемое для бездетонационного сгорания, будет

$$O \approx b w_{q \max} \quad (234)$$

Так как скорость тепловыделения зависит не только от скорости сгорания, но и от полноты сгорания, а последняя — от α , интересно сопоставить изменение $w_{q \max}$ в зависимости от α с соответствующим изменением потребного для бездетонационной работы октанового числа топлива.

Таблица 30

Зависимость максимальной скорости сгорания и необходимого октанового числа топлива от коэффициента избытка воздуха

Коэффициент избытка воздуха α	Величины, вычисленные по опытным данным		Коэффициент эффективности сгорания ξ	Максимальная скорость тепловыделения $w_{q \max}$, ккал/г сек	Октановые числа топлива	
	продолжительность сгорания t_z , сек.	максимальная скорость сгорания w_{\max} , л/сек.			необходимые для бездетонационной работы по Холею и Бертоломью	вычисленные по формуле (232)
0,572	0,00570	474,2	0,500	243,5	—	—
0,627	0,00542	498,7	0,565	266,5	67	68,3
0,760	0,00504	536,3	0,710	302,3	76	73,5
0,849	0,00480	563,1	0,865	349,1	78	77,1
0,980	0,00522	517,8	0,885	287,4	70	70,9
1,076	0,00621	435,3	0,895	223,8	59	59,6
1,130	0,00738	366,3	0,900	180,8	—	—

Максимальную скорость тепловыделения $w_{q \max}$ можно вычислить по формуле

$$w_{q \max} = q_z w_{\max}, \quad (235)$$

где q_z — общая удельная использованная теплота сгорания, определяемая для карбюраторных двигателей по формуле (162).

Используя опытные значения ξ (см. табл. 30) и приняв $L'_0 = 14,8$ кж/кг; $\gamma = 0,08$ и $H_u = 10500$ ккал/кг, вычислили для разных значений α по формулам (162) и (235) максимальные скорости тепловыделения $w_{q \max}$, приведенные в табл. 30. По этим значениям построена кривая $w_{q \max} = \psi(\alpha)$ на фиг. 68.

Анализируя кривые на фиг. 68, приходим к выводу, что характер изменения величин O , w_{\max} и $w_{q \max}$ в зависимости от α совершенно одинаков. Еще отчетливее раскрывается пропорциональная зависимость между октановым числом топлива, требующимся для бездетонационной работы двигателя, и максимальными скоростями сгорания и тепловыделения графиками на фиг. 69. Соответствующие точки в новой координатной системе, если не считать одну явно выпадающую точку для $\alpha = 0,760$, хорошо ложатся на

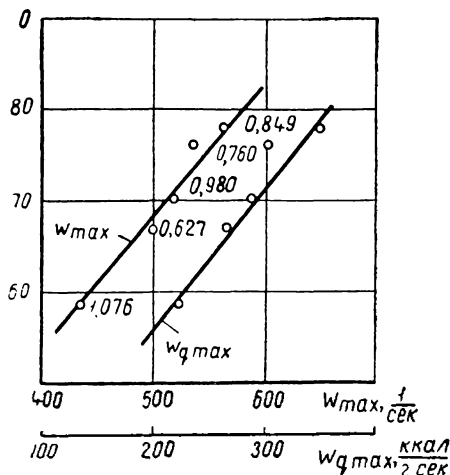
прямые линии. Этим подтверждается правильность зависимостей (232) и (234). По наклону прямой w_{\max} был определен коэффициент $a=0,137$ и по формуле (232) вычислены октановые числа, которые приведены в табл. 30. Сравнение показывает, что вычисленные значения O близки к опытным.

Таким образом, чем больше максимальная скорость нормального сгорания или тепловыделения, при прочих равных условиях, тем больше вероятность возникновения детонации.

Е. В. Губер [64] сообщает, что при визуальном наблюдении осциллограмм давления и одновременном прослушивании работающего двигателя создается впечатление, что сгорание со стуком возникает всегда в том случае, если получается в классическом смысле хорошая $p-V$ -диаграмма, т. е. если сгорание приближается к теоретическому при постоянном объеме, с большой быстротой нарастания давления и большим превышением максимального давления над давлением конца сжатия. Это наблюдение совпадает с другими широко известными наблюдениями, согласно которым детонация возникает вначале в единичных циклах, неравномерно и не во всех цилиндрах одновременно и, с другой стороны, перед самым наступлением детонации достигаются наилучшие мощность и расход топлива.

Отсюда Е. В. Губер делает вывод, что для начала детонации решающим является не давление конца сжатия, а быстрота нарастания давления и максимальное давление. Это утверждение находится в соответствии с известным положением, что колебания давления, регистрируемые при детонации на осциллограммах, возникают незадолго или по достижении наибольшего давления газов. Самовоспламенение последней части смеси происходит в результате резкого сжатия, зависящего от быстроты нарастания давления. Само собой разумеется, добавляет Е. В. Губер, что и другие факторы играют свою роль, например время пребывания топлива в камере сгорания и химическое строение топлива.

Наше исследование, приведенное выше, не позволяет согласиться с объяснением детонации как самовоспламенения последней



Фиг. 69. Зависимость октанового числа топлива, необходимого для бездетонационного сгорания (O), от максимальных скоростей сгорания (w_{\max}) и тепловыделения ($w_{q\max}$).

части заряда под влиянием ударного сжатия ее продуктами сгорания. Однако подмеченный факт детонации в том цикле, в котором наблюдается наибольшая быстрота нарастания давления и наибольшее максимальное давление, не вызывает сомнения. Этот факт подтверждает сделанный выше вывод о решающей роли в возникновении детонации (при прочих одинаковых условиях) максимальной скорости нормального сгорания, которая определяет величину быстроты нарастания давления и максимальное давление газов.

Итак, чтобы применять топливо с малым октановым числом, следует стремиться к уменьшению максимальной скорости сгорания этого топлива в двигателе. Конечно, при этом необходимо следить за тем, чтобы мероприятия по уменьшению скорости сгорания не способствовали усилению предпламенных процессов.

Иногда возрастание максимальной скорости сгорания, если оно сопровождается значительным уменьшением интенсивности предпламенных процессов, может оказаться целесообразным, например при увеличении числа оборотов двигателя. Однако и на высоких оборотах, при неизменной интенсивности предпламенных процессов, снижение величины ω_{\max} влечет за собой повышение детонационной стойкости топливной смеси.

21. ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ И ХАРАКТЕРА СГОРАНИЯ НА ЕГО МАКСИМАЛЬНУЮ СКОРОСТЬ

Из уравнения (229) видно, что максимальная скорость сгорания ω_{\max} обратно пропорциональна продолжительности сгорания t_z (или прямо пропорциональна средней скорости сгорания). Зависимость же ω_{\max} от показателя характера сгорания m более сложна.

Уменьшение ω_{\max} способом увеличения t_z возможно только до некоторого предела, так как оптимальная относительная продолжительность сгорания равна приблизительно 50° поворота коленчатого вала (см. п. 15). Увеличение t_z свыше этого значения влечет за собой уменьшение среднего индикаторного давления p_i и индикаторного к. п. д. η_i .

Показатель же характера сгорания m при наиболее выгодных углах опережения зажигания практически не влияет на p_i и η_i (см. п. 16). Поэтому интересно выяснить, при каком значении m максимальная скорость сгорания (принимая $t_z = \text{const}$) имеет наименьшее значение. Для этого продифференцируем уравнение (229) по m и производную приравняем нулю.

Представим уравнение (229) в следующем виде:

$$\omega_{\max} = \frac{6,908}{t_z} (m + 1) \left[\frac{m}{6,908e(m+1)} \right]^{\frac{m}{m+1}} = \frac{6,908}{t_z} (m + 1) y^z, \quad (236)$$

где

$$y = \frac{m}{6,908e(m+1)} \quad (237)$$

и

$$z = \frac{m}{m+1}. \quad (238)$$

Продифференцируем уравнение (236) по m , тогда

$$\frac{dw_{\max}}{dm} = \frac{6,908}{t_z} \left[(m+1) \frac{d(yz)}{dm} + yz \right], \quad (239)$$

производная будет равна

$$\frac{d(yz)}{dm} = zy^{z-1} \frac{dy}{dm} + \ln y y^z \frac{dz}{dm} = y^z \left(\frac{z}{y} \cdot \frac{dy}{dm} + \ln y \frac{dz}{dm} \right). \quad (240)$$

Учитывая уравнения (237) и (238), определим производные:

$$\frac{dy}{dm} = \frac{d}{dm} \left[\frac{m}{6,908e(m+1)} \right] = \frac{1}{6,908e(m+1)^2}$$

и

$$\frac{dz}{dm} = \frac{d}{dm} \left(\frac{m}{m+1} \right) = \frac{1}{(m+1)^2}.$$

После подстановки значений последних двух производных в уравнение (240) получим

$$\frac{d(yz)}{dm} = \frac{yz}{(m+1)^2} \left(\frac{z}{6,908ey} + \ln y \right).$$

Подставив последнее выражение в уравнение (239), будем иметь

$$\frac{dw_{\max}}{dm} = \frac{6,908}{t_z} y^z \left[\frac{1}{m+1} \left(\frac{z}{6,908ey} + \ln y \right) + 1 \right].$$

Учитывая формулы (237) и (238), получим

$$\frac{dw_{\max}}{dm} = \frac{6,908}{t_z} \left[\frac{m}{6,908e(m+1)} \right]^{m+1} \left\{ \frac{1}{m+1} \left[1 + \ln \frac{m}{6,908e(m+1)} \right] + 1 \right\}. \quad (241)$$

Обозначим показатель характера сгорания, при котором максимальная скорость сгорания имеет наименьшее значение, через m_m . Уравнение для определения величины m_m получим, приравняв уравнение (241) нулю

$$\frac{1}{m_m+1} \left[1 + \ln \frac{m_m}{6,908e(m_m+1)} \right] + 1 = 0,$$

откуда

$$\ln \frac{m_m}{6,908e(m_m+1)} = -(m_m+2)$$

и после потенцирования

$$\frac{m_m}{6,908e(m_m+1)} = e^{-(m_m+2)}$$

или окончательно

$$\frac{m_m}{m_m+1} e^{m_m+1} = 6,908.$$

Методом пробных подстановок находим значение

$$m_m = 1,4557 \approx 1,5. \quad (242)$$

Используя уравнение (94) и найденное значение m_m , определим относительное время положительного ускорения процесса сгорания для минимального значения w_{\max} :

$$\left(\frac{t_m}{t_z}\right)_m = \left[\frac{m_m}{6,908(m_m+1)}\right]^{m_m+1} = \left[\frac{1,4557}{6,908(1,4557+1)}\right]^{1,4557+1} = 0,3679 \approx 0,37.$$

Определим долю топлива, сгорающего за время положительного ускорения реакции для минимального значения w_{\max} . С этой целью подставим значение m_m в формулу (95), в результате получим:

$$x_{m_m} = 1 - e^{-\frac{m_m}{m_m+1}} = 1 - e^{-\frac{1,4557}{1,4557+1}} = 0,4472 \approx 0,45.$$

В п. 16 было выяснено, что наивыгоднейшие показатели рабочего цикла (наименьшие значения максимальных величин давления и температуры при наименьшей скорости нарастания давления и при одинаковых среднем индикаторном давлении и индикаторном к. п. д.) получаются при $m=1,5$. Это значение m является также оптимальным с точки зрения наименьшей склонности топливной смеси к детонации.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОЧЕГО ЦИКЛА ДИЗЕЛЯ

Наиболее объективным критерием для оценки рабочего цикла двигателя служит индикаторная диаграмма, по которой можно судить об основных показателях рабочего цикла: работе, к. п. д., максимальном давлении, скорости нарастания давления и др.

Сгорание является одним из главных процессов, влияющих на основные показатели рабочего цикла дизеля. Поэтому важно выяснить, в каком направлении должен быть усовершенствован процесс сгорания, чтобы получить индикаторную диаграмму с наилучшими показателями, т. е. получить оптимальный рабочий цикл. Решив эту первую задачу, надо искать практические способы воздействия на процесс, чтобы получить желаемое протекание процесса сгорания.

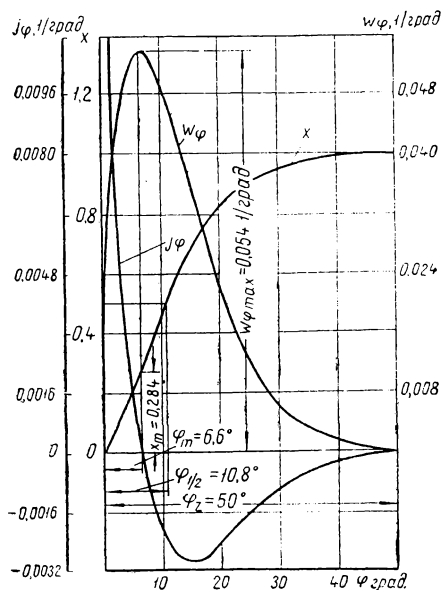
22. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ ПО МЕТОДИКЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И ИСХОДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

Акад. Б. С. Стечкин в своем исследовании [84] пришел к заключению, что для характеристики процесса тепловыделения необходимо ограниченное число параметров.

Как было выяснено в главе второй, при данной закономерности сгорания развитие процесса сгорания во времени характеризуется двумя параметрами: относительной продолжительностью сгорания φ_z (или средней скоростью сгорания $\bar{w}_\varphi = \frac{1}{\varphi_z}$) и показателем характера сгорания m . Последний параметр, как показал анализ, однозначно определяет отвлеченное время $\frac{\varphi_m}{\varphi_z}$, в течение которого скорость сгорания достигает максимума (или — ускорение сгорания положительно); долю топлива x_m , сгорающего к этому времени; максимальное значение относительной скорости сгорания $w_{\varphi \max}$ и отвлеченное время «полусгорания» $\frac{\varphi}{\varphi_z}^{1/2}$. Для иллюстрации динамики сгорания в дизеле при $\varphi_z = 50^\circ$ поворота коленчатого вала и $m = 0,5$ на фиг. 70 приведены диаграммы хода выгорания x , относительной скорости w_φ и ускорения j_φ сгорания

в зависимости от угла поворота коленчатого вала α° . Там же нанесены величины: $\varphi_m = 6,6^\circ$; $x_m = 0,284$; $w_{\varphi_{\max}} = 0,054 \frac{1}{\text{град}}$ и $\varphi_{1/2} = 10,8^\circ$, однозначно определяемые показателем характера сгорания $m = 0,5$.

Представляется интересным выяснить влияние на величины показателей рабочего цикла дизеля параметров сгорания φ_z и m , а также других факторов: коэффициента эффективности сгорания ξ , степени сжатия ϵ , коэффициента избытка воздуха α и наддува. В данной главе приведены результаты такого исследования.



Фиг. 70. Кривые, показывающие ход выгорания x , относительную скорость w_φ и относительное ускорение сгорания j_φ по углу поворота коленчатого вала ($\varphi_z = 50^\circ$, $m = 0,5$, $\tau_m = 0,132$).

двух стадий: инициирования и собственно реакции. Во время стадии инициирования, которая в случае сгорания именуется воспламенением, зарождаются тем или иным путем первичные свободные радикалы и атомы. Эти так называемые начальные активные центры необходимы для начала цепной реакции. В течение второй стадии происходит развитие простых или разветвленных (или тех и других) цепей с химическим превращением исходных веществ в конечные продукты реакции.

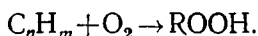
В двигателях с принудительным зажиганием инициирование реакции горения осуществляется электрическим разрядом — искрой.

Методика исследования предусматривала выявление влияния всех упомянутых факторов на основные показатели цикла дизеля путем поочередного изменения величины одного из факторов при постоянстве всех остальных. Влияние каждого значения того или иного параметра на показатели цикла определялось для разных углов опережения воспламенения. За начало процесса сгорания принимался момент самовоспламенения топлива. Обоснованием исключения из расчета процесса сгорания периода запаздывания воспламенения топлива могут служить соображения, приводимые ниже.

Процесс самовоспламенения топлива в дизелях. Процесс сгорания углеводородного топлива в дизелях является цепным процессом. Всякая цепная реакция состоит из

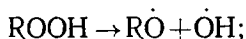
В дизелях инициирование реакции горения осуществляется вводом топлива в среду раскаленного воздуха, т. е. происходит тепловое инициирование (самовоспламенение).

Процесс, приводящий к инициированию реакции, можно объяснить следующей распространенной теорией. В течение более или менее длительного периода перед самовоспламенением отдельные молекулы углеводородов топлива под влиянием высокой температуры и большой плотности воздуха вступают в соединение с молекулами кислорода, образуя перекиси, т. е. перенасыщенные кислородные соединения. Этот процесс можно записать формулой

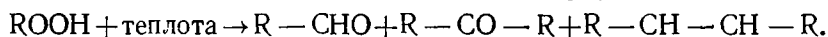


Перекиси устойчивы лишь в узких пределах температур и плотностей. Вне указанных пределов перекиси разрушаются, причем возможны два случая:

1) расщепление с образованием активных центров — свободных радикалов — по формуле



2) термический распад с образованием сравнительно не активных альдегидов, кетонов и олефинов по формуле



Для воспламенения, т. е. начала процесса сгорания, первый механизм является основным, ибо он поставляет начальные активные центры, необходимые для инициирования цепной реакции сгорания топлива.

Таким образом, в дизелях всегда наблюдается период задержки воспламенения, в течение которого происходят специфические процессы, подготавливающие инициирование цепной реакции горения.

Как в двигателях с искровым зажиганием, так и в дизелях процесс инициирования реакции горения (воспламенение) практически происходит мгновенно. Поэтому при расчете процесса сгорания по времени начальным моментом следует принять момент инициирования реакции. Следовательно, для дизелей период задержки воспламенения не должен включаться в расчет собственно процесса сгорания.

Отметим, что расчет периода задержки воспламенения для дизелей с непосредственным впрыском можно производить по формуле, выведенной А. И. Толстовым [85].

Исходные величины. Для исследования рабочего цикла дизеля при отсутствии наддува был принят метод расчета и исходные величины, использованные в примере расчета цикла дизеля при разных углах опережения воспламенения (глава III, п. 13). Кроме того, для всестороннего исследования цикла принимались в качестве исходных параметров различные значения φ_z , m , ξ , ε и α . Исходные данные для расчетов по наддуву приведены в п. 26.

Расчеты, результаты которых приведены в данной главе, производились на электронной математической машине в вычислительном центре Уральского государственного университета.

Точность вычислений процесса сгорания для принятого шага в $2,5^\circ$ поворота коленчатого вала и рабочего цикла в целом была подвергнута специальной проверке. В табл. 31 приведены вычисленные с помощью электронной машины показатели рабочего цикла ($\varepsilon=16$; $\alpha=1,3$; $\varphi_z=50^\circ$; $m=0,5$; $\xi=0,85$; $\theta_{opt}=10,315^\circ$) в зависимости от величины шага вычислений. Как видно из табл. 31, неточность определения величин показателей цикла при шаге $2,5^\circ$ по сравнению с шагом $0,1^\circ$ колеблется в пределах от 0,058 до 0,084%. В практике расчетов такая степень точности вычисленных показателей цикла более чем достаточна.

Таблица 31

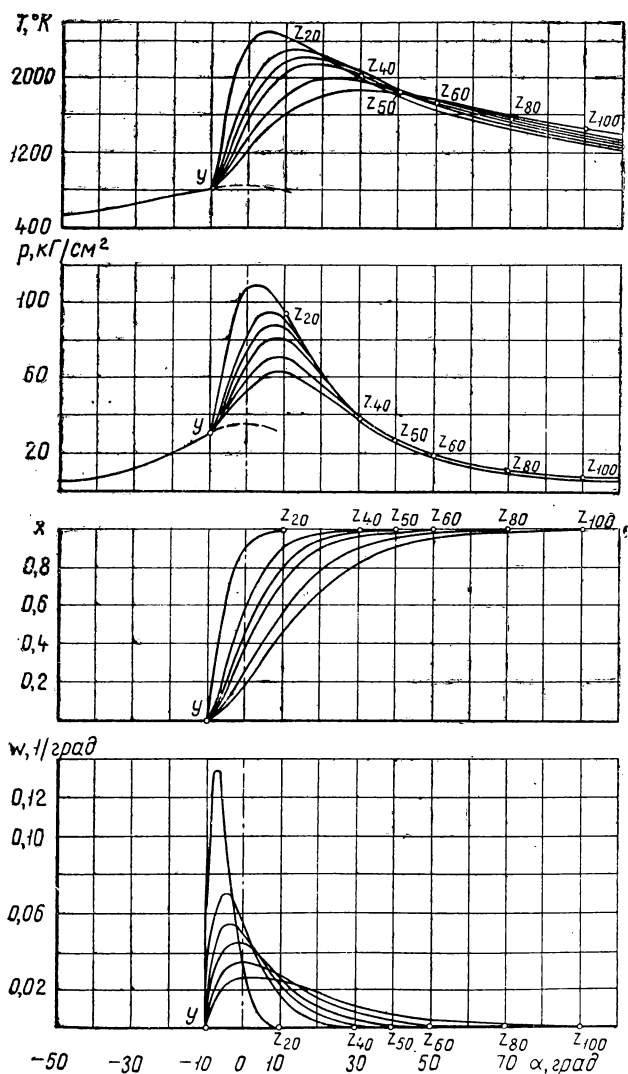
Величины основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от шага вычислений

Шаг вычислений, град.	Показатели цикла				
	p_{\max}' кг/с м ²	T_{\max}' °К	$p_i \text{ теор}'$ кг/см ²	$\tau_i \text{ теор}$	$g_i \text{ теор}'$ г/л. с. ч.
0,1	88,041	2237,47	9,9640	0,49086	128,75
0,5	88,038	2237,64	9,9633	0,49083	128,76
1,0	88,035	2237,96	9,9623	0,49078	128,78
2,5	87,990	2239,36	9,9581	0,49057	128,83

23. ВЛИЯНИЕ НА РАБОЧИЙ ЦИКЛ ДИЗЕЛЯ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ СГОРАНИЯ

Для выяснения влияния на показатели рабочего цикла дизеля продолжительности сгорания φ_z было рассчитано 26 рабочих циклов для шести значений $\varphi_z=20$; 40; 50; 60; 80 и 100° поворота коленчатого вала и двух значений $m=0,5$ и 1,5 при оптимальных ($p_{i \max}$ и $g_{i \min}$) и нескольких ближайших к ним углах опережения воспламенения θ .

На фиг. 71 приведены диаграммы изменения за цикл давления и температуры газов при неизменных значениях $m=0,5$ и $\theta=10^\circ$ для шести значений φ_z . Там же приведены диаграммы хода выгорания топлива $x=f(\varphi)$ и относительной скорости сгорания $w_\varphi=F(\varphi)$, характеризующие динамику процесса сгорания при разных значениях φ_z и неизменном $m=0,5$. Из фиг. 71 видно очень большое влияние продолжительности сгорания на линию сгорания уз. Наклон линий видимого сгорания (от точек y до соответствующих точек p_{\max}) с увеличением φ_z сильно уменьшается, при этом резко снижается p_{\max} и увеличивается угол поворота коленчатого вала α_p от в. м. т. до точки p_{\max} .



Фиг. 71. Диаграммы относительной скорости сгорания, хода выгорания, давления и температуры газов в цикле по углу поворота коленчатого вала для разных продолжительностей сгорания ψ_z при постоянном показателе характера сгорания $m=0,5$.

В табл. 32 приведены числовые значения показателей исследованных шести циклов.

Таблица 32

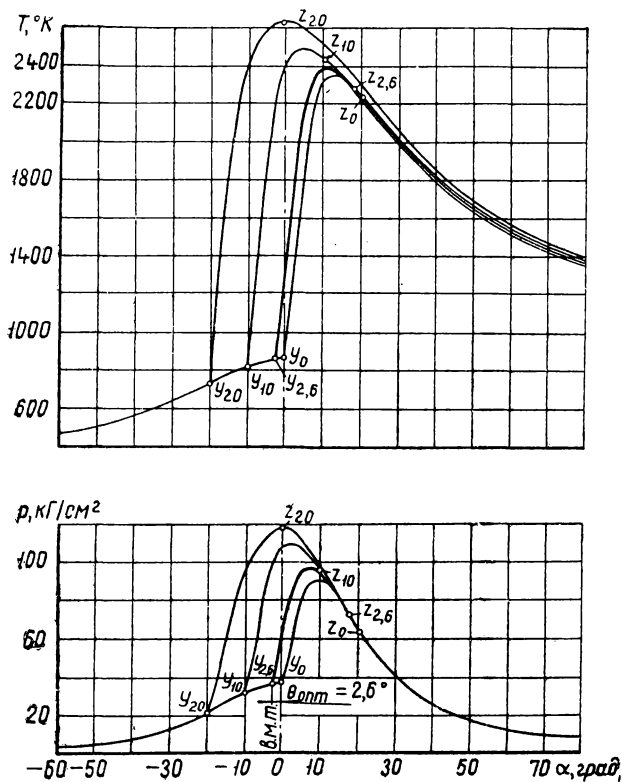
Зависимость показателей рабочего цикла дизеля от продолжительности сгорания при постоянном угле опережения воспламенения $\theta=10^\circ$
($\epsilon=16$; $\alpha=1,3$; $\xi=0,85$; $m=0,5$)

Показатели цикла	Продолжительность сгорания φ_z , град					
	20	40	50	60	80	100
p_i теор, кг/см^2	9,65	9,94	9,96	9,90	9,64	9,28
η_i теор	0,475	0,490	0,491	0,488	0,475	0,457
g_i теор, г/л. с. час	133,0	129,0	128,8	129,6	133,1	138,2
p_{\max} , кг/см^2	109,5	94,6	87,4	81,0	70,7	63,1
α_p , град.	2,5	5,9	6,9	7,6	8,4	8,5
$w_{r\max}$, кг/см^2 град	10,5	6,1	5,0	4,2	3,2	2,5
T_{\max} , $^\circ\text{K}$	2484	2320	2234	2150	2000	1874
α_T , град.	4,7	11,8	14,8	17,6	23,3	28,8
$\alpha_T - \alpha_p$, град.	2,2	5,9	7,9	10,0	14,9	20,3
T_b , $^\circ\text{K}$	1103	1134	1152	1171	1209	1247
p_b , кг/см^2	3,09	3,17	3,24	3,28	3,38	3,49

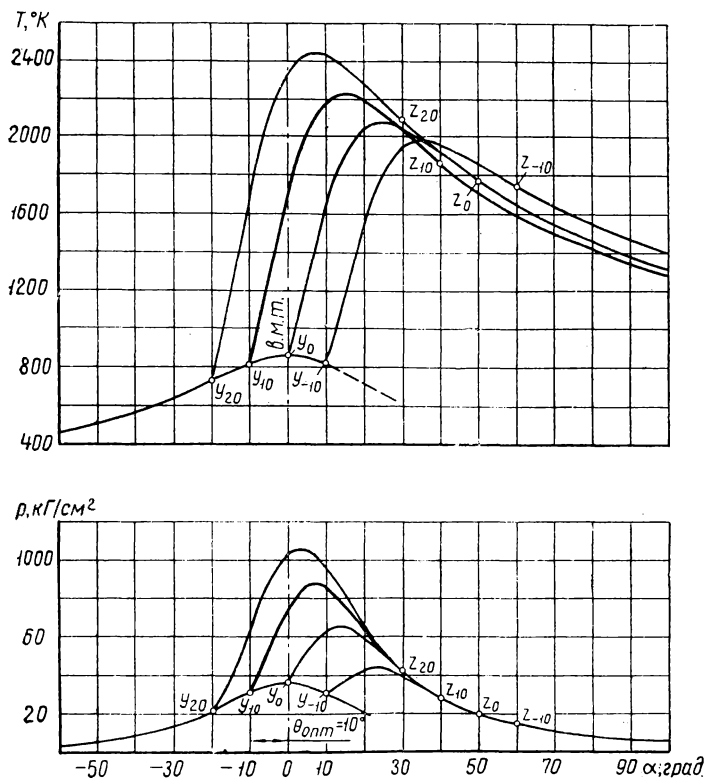
Из табл. 32 видно, что показатели p_i теор, η_i теор и g_i теор имеют оптимальные значения при $\varphi_z=50^\circ$ поворота коленчатого вала, а при меньших и особенно при больших значениях φ_z эти показатели ухудшаются. Из таблицы также видно, что T_{\max} с ростом продолжительности сгорания уменьшается, а соответствующий угол α_T увеличивается. Во всех случаях T_{\max} наступает позднее p_{\max} , причем сдвиг $\alpha_T - \alpha_p$ с ростом φ_z неуклонно увеличивается. Температура T_b и давление p_b конца расширения с ростом φ_z увеличиваются.

На фиг. 72, 73 и 74 приведены диаграммы рабочих циклов $p=f(\alpha)$ для трех значений $\varphi_z=20^\circ$; 50° и 100° при неизменном $m=0,5$ и разных значениях угла опережения воспламенения θ . Там же приведены графики температур циклов. Жирными линиями выделены графики при θ_{opt} .

На фиг. 75 построены кривые, характеризующие изменение важнейших показателей рабочего цикла в зависимости от θ для шести значений φ_z при показателе характера сгорания $m=0,5$. Из фиг. 75 видно, что для каждого значения продолжительности сгорания φ_z имеется свой оптимальный угол опережения воспламенения θ_{opt} , при котором p_i теор достигает максимума, а g_i теор — минимума. Этот результат, так же как и остальные кривые показателей, находится в соответствии с известными экспериментальными данными. На фиг. 75 оптимальные углы опережения воспламенения для каждого значения φ_z отмечены пунктирными вертикалями. Из дальнейшего анализа следует, что с возрастанием



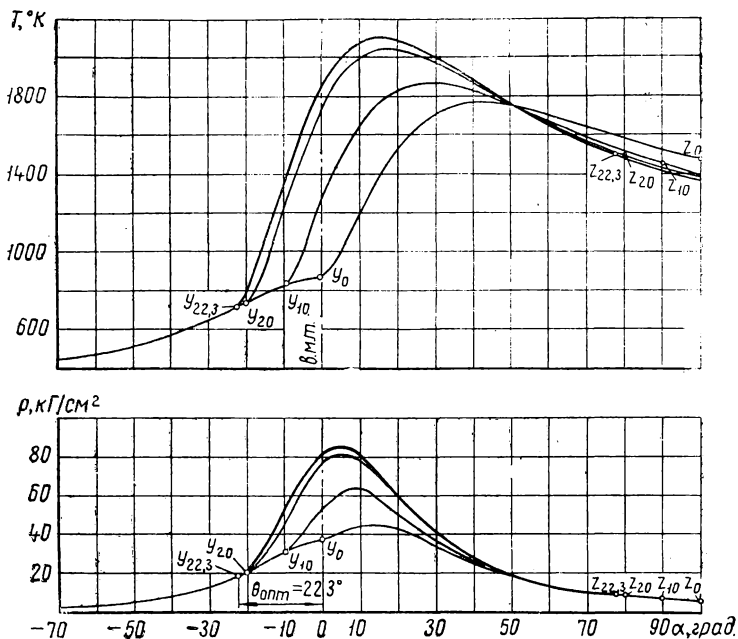
Фиг. 72. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля, показывающие изменение давления p и температуры T газов при разных углах опережения воспламенения и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_2 = 20^{\circ}$. Жирные линии относятся к процессу сгорания при $\theta_{\text{opt}} = 2,6^{\circ}$. Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кг}/\text{см}^2$; $\varepsilon = 16$; $\alpha = 1,3$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.



Фиг. 73. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля, показывающие изменение давления p и температуры T газов при разных углах опережения воспламенения и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z = 50^\circ$. Жирные линии относятся к процессу сгорания при $\theta_{opt} = 10^\circ$. Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кг/см}^2$; $\varepsilon = 16$; $\alpha = 1,3$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.

продолжительности сгорания и показателя характера сгорания оптимальный угол опережения воспламенения увеличивается. Соответствующие численные значения приведены в табл. 33 для двух показателей характера сгорания: $m=0,5$ и $m=1,5$.

На фиг. 76 показаны соответствующие графики, из которых видно, что при $m=идем$ оптимальный угол опережения воспламенения увеличивается в зависимости от продолжительности сгорания по закону прямой, причем чем больше показатель характера



Фиг. 74. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля, показывающие изменение давления p и температуры T газов при разных углах опережения воспламенения и неизменной продолжительности сгорания $\varphi_z=100^\circ$. Жирные линии относятся к процессу сгорания при $\theta_{optm}=22,3^\circ$. Исходные расчетные данные: $p_a=0,85$ кг/см²; $\epsilon=16$; $\alpha=1,3$; $m=0,5$ и $\xi=0,85$.

сгорания, тем больше угловой коэффициент прямой. На величину θ_{optm} практически не влияют величины степени сжатия и коэффициентов избытка воздуха и эффективности сгорания. Таким образом, величину θ_{optm} определяют лишь два параметра процесса сгорания: φ_z и m .

Интересно сравнить показатели цикла при разной продолжительности сгорания и оптимальных углах опережения воспламенения, т. е. при $p_{i\max}$ и $g_{i\min}$. В табл. 34 приведены числовые значения показателей цикла для шести значений φ_z и соответствующих θ_{optm} при $m=0,5$ (значения p_{\max} , T_{\max} , α_p и α_T уточня-

Оптимальные углы опережения воспламенения в зависимости от φ_z и m
($\varepsilon=16$; $\alpha=1,3$; $\xi=0,85$)

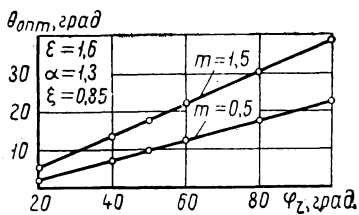
Продолжительность сгорания φ_z , град	Оптимальный угол опережения воспламенения для показателей характера сгорания, град.	
	$m=0,5$	$m=1,5$
20	2,6	5,9
40	7,7	13,8
50	10,3	18,2
60	12,9	22,5
80	18,1	30,7
100	22,3	39,3

Таблица 34

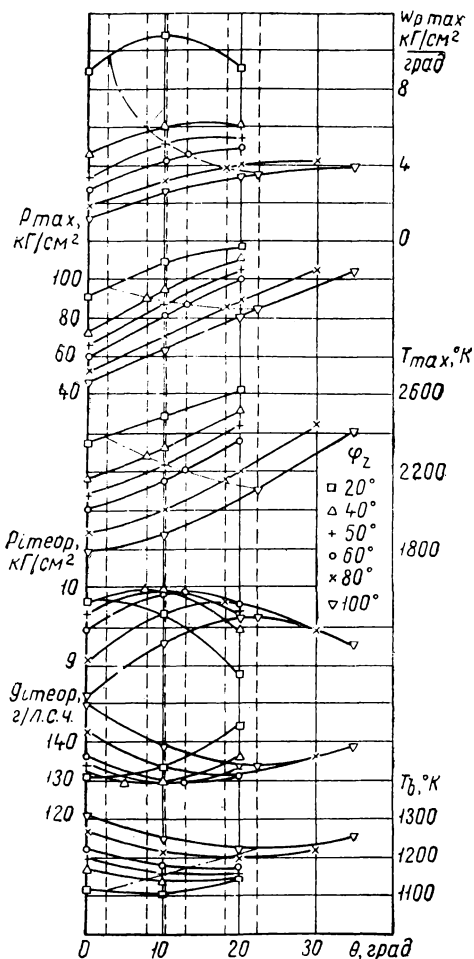
Зависимость показателей рабочего цикла дизеля от продолжительности сгорания φ_z при оптимальных углах опережения воспламенения
($\varepsilon=16$; $\alpha=1,3$; $\xi=0,85$; $m=0,5$)

Показатели цикла	$\varphi_z=20^\circ$;	$\varphi_z=40^\circ$;	$\varphi_z=50^\circ$;	$\varphi_z=60^\circ$;	$\varphi_z=80^\circ$;	$\varphi_z=100^\circ$;
	$\theta_{opt} = 2,6^\circ$	$\theta_{opt} = 7,7^\circ$	$\theta_{opt} = 10,3^\circ$	$\theta_{opt} = 12,9^\circ$	$\theta_{opt} = 18,1^\circ$	$\theta_{opt} = 22,3^\circ$
$p_{i теор}$, кг/см ²	9,85	9,96	9,96	9,93	9,79	9,61
$\eta_{i теор}$	0,485	0,491	0,491	0,489	0,482	0,473
$g_{i теор}$ г/л. с. час	130,3	128,8	128,8	129,3	131,0	133,5
p_{max} , кг/см ²	96,8	89,8	88,0	86,8	86,0	84,6
α_p , град	7,2	7,2	6,8	6,5	5,4	4,8
$w_{p_{max}}$, кг/см ² град	9,2	5,9	5,2	4,5	3,9	3,5
T_{max} , °К	2381	2280	2239	2206	2156	2105
α_T , град	10,4	13,6	14,6	15,1	15,5	15,8
$\alpha_T - \alpha_p$, град	3,2	6,4	7,8	8,6	10,1	11,0
T_b , °К	1107	1137	1152	1166	1194	1221
p_b , кг/см ²	3,10	3,18	3,22	3,27	3,34	3,42

лись интерполированием). Из табл. 34 видно, что наибольшие значения $p_{i теор}$ и $\eta_{i теор}$ и, соответственно, наименьшие значения $g_{i теор}$ получаются при относительной продолжительности сгорания $\varphi_z=40-50^\circ$ поворота коленчатого вала. При меньших и больших значениях φ_z эти показатели несколько ухудшаются. Уменьшение φ_z , как и следовало ожидать, связано с увеличением p_{max} , $w_{p_{max}}$ и T_{max} , причем особенно значительное увеличение этих показателей происходит при уменьшении φ_z с 40 до 20°. Темпера-



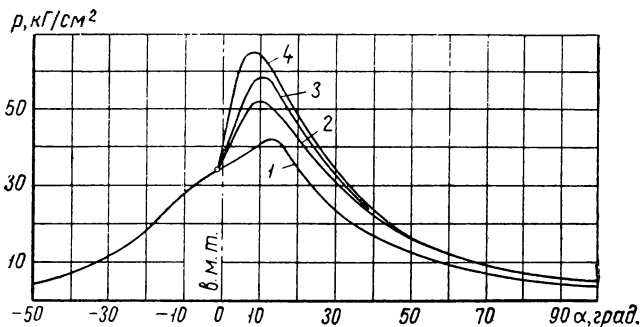
Фиг. 76. Оптимальные углы опережения воспламенения в зависимости от продолжительности φ_z и показателя характера сгорания m .



Фиг. 75. Графики изменений основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ , продолжительности сгорания φ_z и показателя характера сгорания $m = 0,5$.

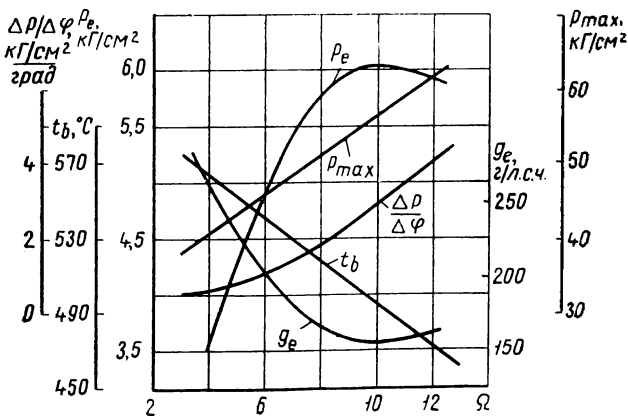
ратура и давление газов в конце расширения, а также величина α_T с уменьшением φ_z понижаются.

Анализируя табл. 34, приходим к выводу, что оптимальной продолжительностью сгорания следует считать величину $\varphi_z = 50^\circ$ с допуском примерно $\pm 10^\circ$.



Фиг. 77. Индикаторные диаграммы при различных значениях вихревого отношения Ω :

1 — $\Omega = 3,9$; 2 — $\Omega = 7,65$; 3 — $\Omega = 10,65$; 4 — $\Omega = 12,5$ (По Г. Рикардо).



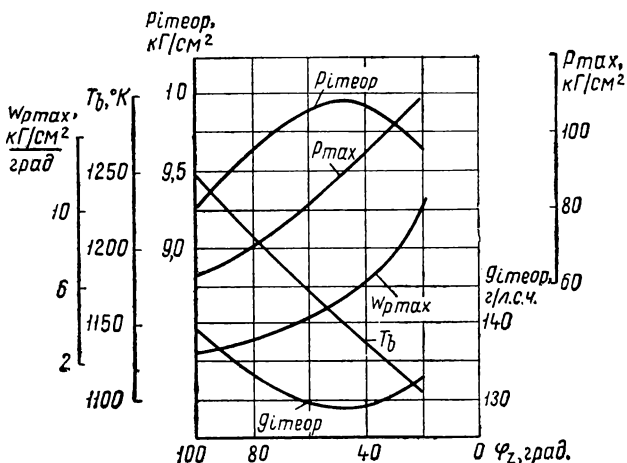
Фиг. 78. Графики изменений показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от вихревого отношения Ω (эксперимент по Г. Рикардо).

На фиг. 75 величины однородных показателей, соответствующие значениям θ_{opt} , соединены штрих-пунктирными линиями. К приведенному выше анализу можно добавить, что при углах $\theta > \theta_{opt}$ все показатели цикла ухудшаются, и поэтому работа дизеля при этих углах не должна допускаться. Напротив, небольшое уменьшение θ против θ_{opt} , учитывая уменьшение p_{max} , w_{pmax}

и T_{\max} , при незначительном ухудшении показателей $\rho_{i \text{ теор}}$ и $\eta_{i \text{ теор}}$ иногда может оказаться целесообразным.

В поисках практических способов получения оптимальной продолжительности сгорания (средней скорости сгорания) следует иметь в виду зависимость ее от вихревого движения газов в камере сгорания, а также от продолжительности впрыскивания и уровня температурного поля в камере сгорания (нагрузка, степень сжатия, подогрев).

Хорошим подтверждением результатов теоретического исследования влияния φ_z на показатели цикла дизеля могут служить экспериментальные данные, полученные Г. Рикардо [86], о влиянии вихревого отношения Ω , представляющего собой отношение

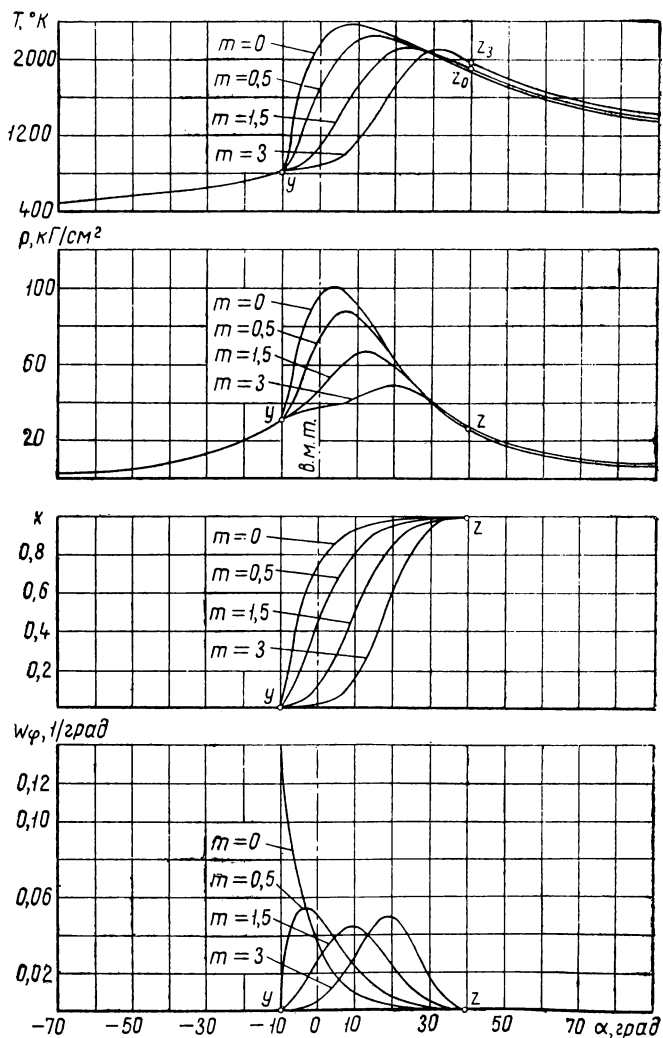


Фиг. 79. Графики изменений показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от φ_z (расчет).

числа оборотов вихря в камере сгорания к числу оборотов коленчатого вала двигателя, на индикаторные диаграммы и показатели рабочего цикла дизеля (фиг. 77 и фиг. 78). Следует лишь принять, что продолжительность сгорания φ_z уменьшается с ростом вихревого отношения Ω по закону прямой. Теоретические диаграммы $p = \Phi(\alpha)$ на фиг. 71 соответствуют индикаторным диаграммам на фиг. 77, а кривые показателей цикла на фиг. 79, построенные по данным вычислений для разных φ_z при неизменном $\theta = 10^\circ$, — экспериментальным кривым на фиг. 78.

24. ВЛИЯНИЕ НА РАБОЧИЙ ЦИКЛ ДИЗЕЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ХАРАКТЕРА СГОРАНИЯ

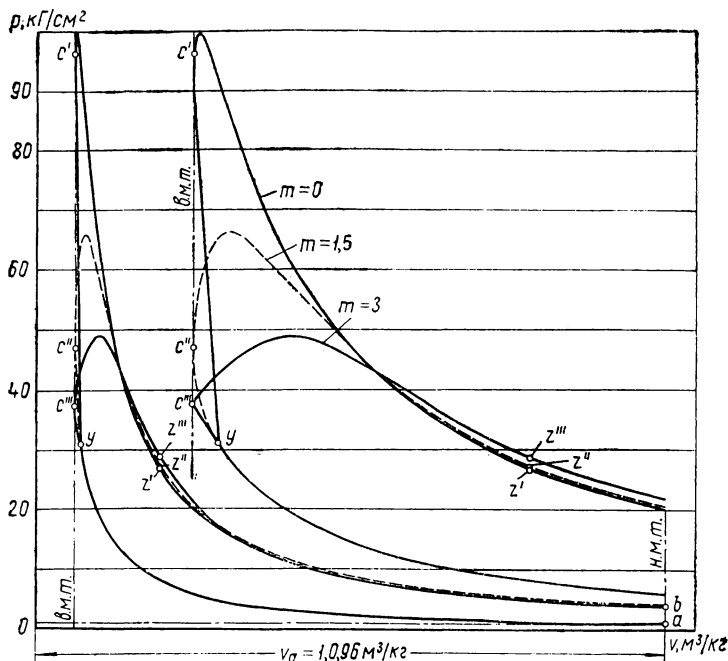
Чтобы выяснить влияние на показатели рабочего цикла дизеля параметра характера сгорания m , были рассчитаны рабочие циклы для значений $m = 0; 0,5; 1,5$ и 3. Для каждого значения m расчет производился для оптимального и нескольких ближай-



Фиг. 80. Диаграммы относительной скорости сгорания, хода выгорания, давления и температуры газов в рабочем цикле по углу поворота коленчатого вала для разных показателей характера сгорания m . Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кг/см}^2$; $\epsilon = 16$; $\alpha = 1,3$; $\varphi_z = 50^{\circ}$ и $\xi = 0,85$.

ших к нему углов опережения воспламенения θ . Все расчеты велись для продолжительности сгорания $\varphi_z = 50^\circ$.

На фиг. 80 приведены расчетные диаграммы рабочих циклов в координатных системах $p - \alpha$ и $T - \alpha$ для одних и тех же значений углов опережения воспламенения $\theta = 10^\circ$ и продолжительности сгорания $\varphi_z = 50^\circ$, но при разных показателях характера сгорания m , равных 0; 0,5; 1,5 и 3. Там же приведены диаграммы хода выгорания топлива $x = f(\alpha)$ и относительной скорости сгорания $w_\varphi = F(\alpha)$, характеризующие динамику процесса сгорания при разных значениях m и неизменном φ_z .



Фиг. 81. Расчетные диаграммы $p - v$ для показателей характера сгорания $m = 0; 1,5$ и 3 при одинаковых углах опережения воспламенения $\theta = 10^\circ$ и продолжительности сгорания $\varphi_z = 50^\circ$.

На фиг. 81 показаны расчетные диаграммы в координатной системе $p - v$ для $m = 0; 1,5$ и 3 , причем для большей ясности справа на фиг. 81 линии сгорания построены в большем масштабе.

Как видно из фиг. 80 и 81, показатель характера сгорания m оказывает большое влияние на линию сгорания yz . На фиг. 80 видно, что наклон линии видимого сгорания (от точки y до точки p_{\max}) с увеличением m уменьшается, при этом резко снижается p_{\max} и увеличивается угол поворота коленчатого вала α_p от в. м. т. до точки p_{\max} .

На фиг. 82, 83, 84 и 85 показаны расчетные диаграммы рабочих циклов для четырех значений показателя характера сгорания $m=0; 0,5; 1,5$ и 3 (соответствующие значения $\tau_m=0; 0,132; 0,376$ и $0,574$) и одинаковой продолжительности сгорания $\varphi_2=50^\circ$ при разных углах опережения воспламенения θ .

Параметр m влияет на характер перехода линии сжатия в линию сгорания. При $m=0$ и $0,5$ этот переход совершается с большим или меньшим изломом, скачком, а при $m=1,5$ и 3 — плавно. Следует отметить, что запаздывание отрыва линии сгорания от линии сжатия на диаграммах фиг. 84 и 85 ($m=1,5$ и 3) не является следствием задержки воспламенения (воспламенение уже произошло в соответствующих точках, отмеченных кружочками), а является результатом медленного развития процесса сгорания в начальной стадии. Очень вероятно, что жесткость работы дизеля определяется не только максимальным значением быстроты нарастания давления $w_{p \max}$, но также скачком в скорости нарастания давления при переходе процесса сжатия в процесс сгорания.

Приближенно скачок в скорости нарастания давления Δw_p может быть найден по формуле

$$\Delta w_p = \frac{p_{\varphi \text{ сж}} - p_y}{\varphi} - \frac{p_{\varphi \text{ сж}} - p_y}{\varphi} = \frac{p_{\varphi \text{ сж}} - p_{\varphi \text{ сж}}}{\varphi}, \quad (243)$$

где $p_{\varphi \text{ сж}}$ — давление газов в момент поворота коленчатого вала после воспламенения на небольшой угол φ (например, $\varphi \approx 5^\circ$);

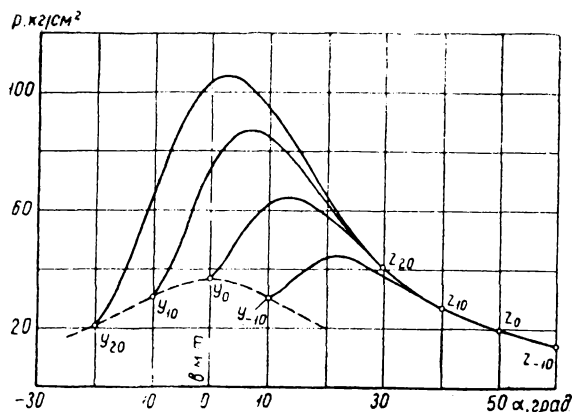
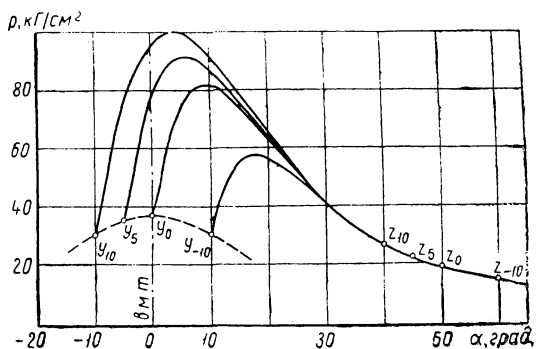
$p_{\varphi \text{ сж}}$ — давление газов, соответствующее тому же углу поворота коленчатого вала φ при отсутствии воспламенения.

Интересно сопоставить величины показателей рабочего цикла при разных значениях параметра m и оптимальных углах опережения воспламенения $\theta_{\text{опт}}$. В табл. 35 приведены соответствующие величины показателей (величины p_{max} , T_{max} , α_p и α_T уточнялись интерполированием).

По мере роста m (или τ_m) оптимальный угол опережения воспламенения $\theta_{\text{опт}}$ увеличивается, т. е. каждому m при неизменной средней скорости сгорания соответствует свой угол $\theta_{\text{опт}}$. Этим подтверждается заключение акад. Б. С. Стечкина [84] о том, что наиболее выгодный угол опережения воспламенения (при заданном скоростном режиме) надо рассматривать как характерную особенность топлива и двигателя.

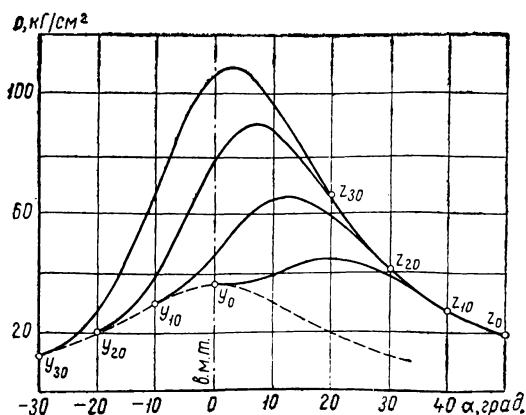
Из табл. 35 видно, что с увеличением m показатели $p_{i \text{ теор}}$ и $\gamma_{i \text{ теор}}$ незначительно (в пределах примерно 2%) уменьшаются. Ранее были рассчитаны рабочие циклы при тех же условиях, однако при показателе политропы расширения $n_2=1,24$ (вместо $n_2=1,30$). В этом случае упомянутые показатели при переходе от $m=0,5$ к $m=3$, наоборот, имели тенденцию к незначитель-

Фиг. 82. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля при неизменном показателе характера сгорания $m=0$ ($\tau_m=0$), постоянной продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ и разных углах опережения воспламенения θ .



Фиг. 83. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля при неизменном показателе характера сгорания $m=0,5$ ($\tau_m=0,13$), постоянной продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ и разных углах опережения воспламенения θ .

Фиг. 84. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля при неизменном показателе сгорания $m=1,5$ ($\tau_m=0,38$), постоянной продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$ и разных углах опережения воспламенения θ .



Зависимость показателей рабочего цикла дизеля от параметра характера сгорания m при оптимальных углах опережения воспламенения ($\varepsilon=16$; $\alpha=1,3$; $\varphi_2=50^\circ$; $\xi=0,85$)

Показатели цикла	$m=0$	$m=0,5$	$m=1,5$	$m=3$
	$\tau_m=0$ $\theta_{опт}=5,7^\circ$	$\tau_m=0,132$ $\theta_{опт}=10,3^\circ$	$\tau_m=0,376$ $\theta_{опт}=18,2^\circ$	$\tau_m=0,574$ $\theta_{опт}=25,2^\circ$
$p_{i теор}$, кг/см ²	10,06	9,98	9,85	9,79
$\eta_{i теор}$	0,496	0,491	0,485	0,482
$g_{i теор}$, г/л. с. час	127,5	128,8	130,3	131,0
p_{max} , кг/см ²	92,7	88	85,5	85,3
α_p , град	5,9	6,8	7,7	8,9
w_p , кг/см ² град	10,2	5,0	3,8	3,6
Δw_p , кг/см ² град	8,0	3,3	0,3	0,0
T_{max} , °К	2276	2239	2247	2285
α_T , град	11,9	14,6	15,8	15,5
$\alpha_T - \alpha_p$, град	6,0	7,8	8,1	6,6
T_b , °К	1151	1152	1144	1131
p_b , кг/см ²	3,22	3,22	3,20	3,17

ному увеличению. Отсюда можно сделать вывод, что изменение характера сгорания, при прочих одинаковых условиях, практически не влияет на величины оптимальных значений среднего индикаторного давления и индикаторного удельного расхода топлива (индикаторного к. п. д.). Интересно отметить, что этот же вывод был получен при аналогичном исследовании рабочих циклов двигателя с воспламенением от электрической искры (п. 16).

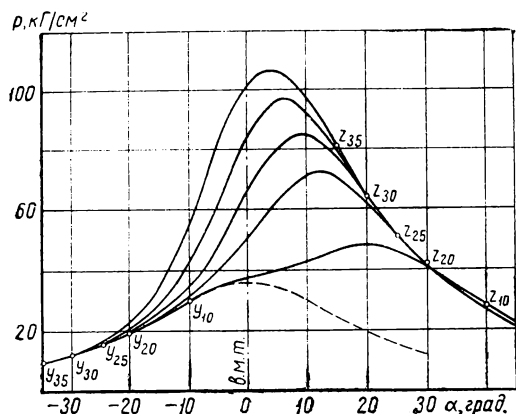
Если при $\theta_{опт}$ влияние m на показатели $p_{i теор}$ и $\eta_{i теор}$ незначительно и им практически можно пренебречь, то влияние m на динамические показатели $w_{p max}$ и Δw_p велико. Чем больше величины этих динамических показателей, тем более жестко и шумно работает дизель. Из табл. 35 видно, что с увеличением m от 0 до 1,5 показатели $w_{p max}$ и Δw_p резко уменьшаются. Одновременно с увеличением m снижается p_{max} , а T_{max} вначале уменьшается, а затем, при $m > 1,5$, увеличивается. Температура и давление газов в конце процесса расширения изменяются незначительно.

На фиг. 86 приведены графики основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ и параметра динамики процесса сгорания m . Оптимальные углы опережения воспламенения $\theta_{опт}$ отмечены вертикальными штриховыми линиями. Величины показателей цикла при $\theta_{опт}$ соединены штрих-пунктирными линиями. Как и в предыдущих

выводах, следует отметить нецелесообразность увеличения θ свыше $\theta_{опт}$; при этом ухудшаются все показатели. Наоборот, небольшое уменьшение θ против $\theta_{опт}$ (примерно на 5°) может иногда оказаться полезным, вследствие незначительного уменьшения $\rho_{i\text{ теор}}$ и увеличения $g_{i\text{ теор}}$ при значительном уменьшении ρ_{max} и $w_{p\text{ max}}$.

Для бесшумной мягкой работы дизеля при прочих хороших показателях цикла требуется, чтобы оптимальное значение показателя характера сгорания m было близко к 1,5 и, следовательно, оптимальное относительное время положительного ускорения процесса сгорания $\tau_m \approx 0,38$.

Интересно отметить, что для рабочих циклов двигателей с воспламенением от электрической искры было также получено оптимальное значение $m=1,5$ (п. 16).

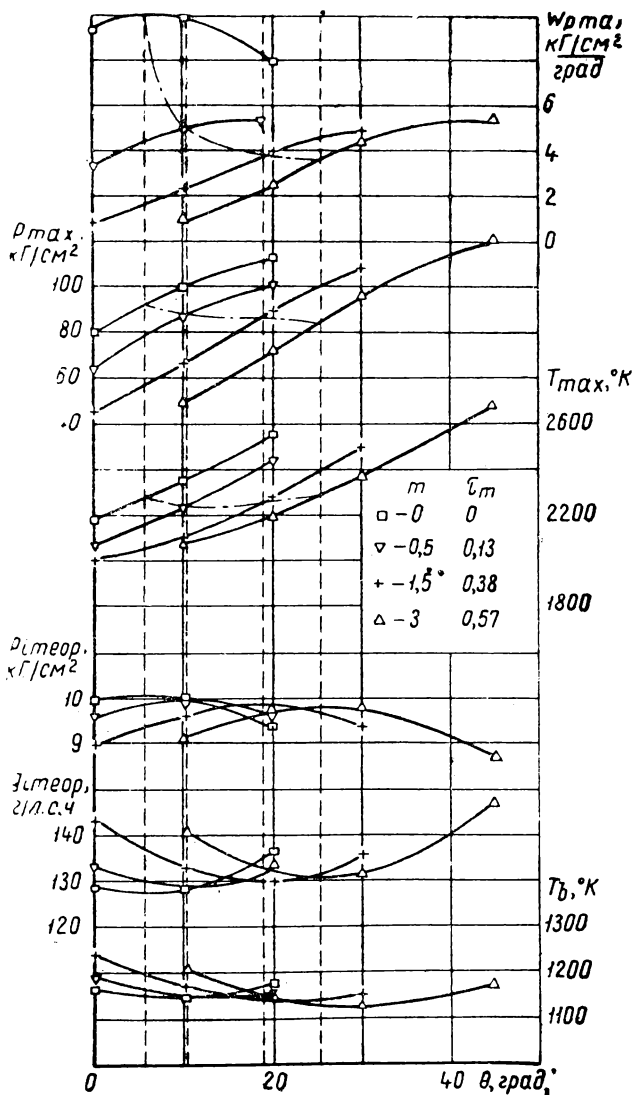


Фиг. 85. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля при неизменном показателе характера сгорания $m=3$ ($\tau_m=0,57$), постоянной продолжительности сгорания 50° $\varphi_z=50^\circ$ и разных углах опережения воспламенения θ .

В современных дизелях показатель характера сгорания m , как уже отмечалось, колеблется в пределах от 0 до 0,75. Следовательно, увеличивая m до значения 1,5, можно существенно снизить $w_{p\text{ max}}$ и ликвидировать скачок Δw_p , чем будет уменьшена динамическая нагрузка на детали кривошипно-шатунного механизма и шумность работы дизеля.

Для карбюраторных двигателей были выявлены значения $m=2,5 \div 4$, следовательно, если для дизелей должны быть найдены пути к повышению m до значения 1,5, то для карбюраторных двигателей, наоборот, пути к снижению этого показателя $m=1,5$.

Таким образом, проведенное теоретическое исследование указывает на то, что с точки зрения развертывания процесса сгорания во времени развития рабочих циклов дизелей и карбюратор-



Фиг. 86. Графики изменений основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ и параметра характера сгорания m . Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85$ кг/см²; $\epsilon = 16$; $\alpha = 1,3$; $\varphi_2 = 50^\circ$ и $\xi = 0,85$.

ных двигателей должно со временем привести к единому оптимальному циклу.

Что касается практических способов воздействия на процесс сгорания с целью получения оптимального значения m , то это особый вопрос, который будет решен в результате широкого и целеустремленного экспериментирования. Здесь можно лишь указать, что в дизелях на значение m в первую очередь влияют способы впрыскивания, смесеобразования и воспламенения топлива, наддув и род топлива, а также присадки к нему. Осуществление соответствующих характеристик впрыскивания, применение М-процесса, а также наддува намечает хорошие перспективы повышения показателя характера сгорания m .

25. ВЛИЯНИЕ НА РАБОЧИЙ ЦИКЛ ДИЗЕЛЯ СТЕПЕНИ СЖАТИЯ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ЭФФЕКТИВНОСТИ СГОРАНИЯ И ИЗБЫТКА ВОЗДУХА

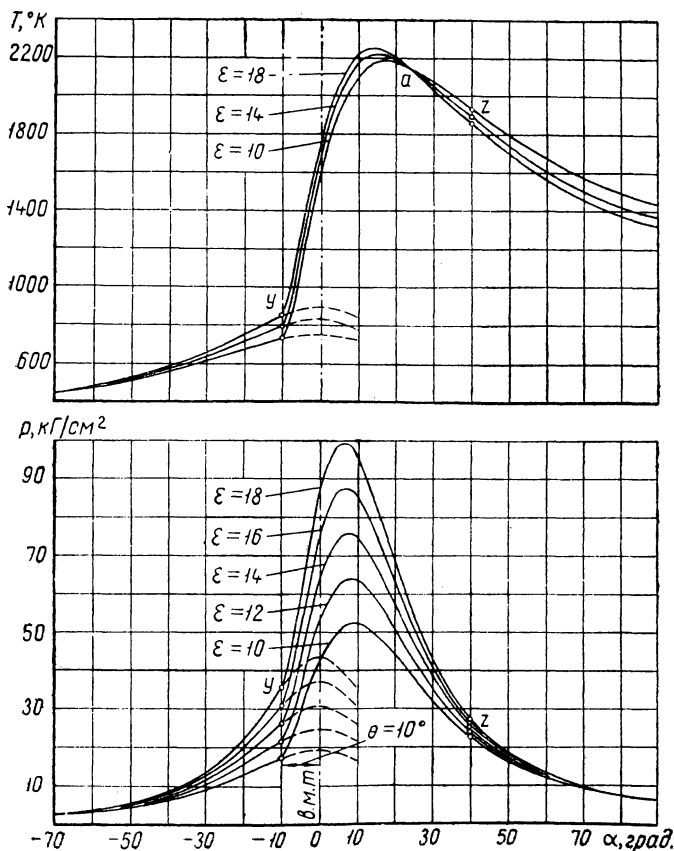
Влияние степени сжатия на рабочий цикл дизеля было выявлено расчетом рабочего цикла для пяти значений степени сжатия $\epsilon=10; 12; 14; 16$ и 18 . Для каждой степени сжатия расчет цикла производился для продолжительности сгорания $\varphi_z=50^\circ$, показателя характера сгорания $m=0,5$ и углов опережения воспламенения $\theta=0; 10$ и 20° поворота коленчатого вала. Для всех степеней сжатия оптимальный угол опережения воспламенения с точностью до десятых долей градуса оказался равным 10° .

На фиг. 87 показаны диаграммы рабочих циклов в координатных системах $p-\alpha$ и $T-\alpha$, рассчитанных для ряда степеней сжатия при неизменных значениях других исходных величин ($p_a=0,85$ кг/см²; $\theta=10^\circ$; $\alpha=1,3$; $\varphi_z=50^\circ$; $m=0,5$; $\xi=0,85$ и др.). Из этих диаграмм видно, что увеличение ϵ влечет за собой резкое повышение давления и сравнительно небольшое изменение температуры газов. Увеличение ϵ с 10 до 18 повышает p_{\max} почти в два раза, а T_{\max} лишь на 3%. По мере увеличения ϵ температурные кривые вначале протекают выше, а после точки пересечения a — ниже температурной кривой, соответствующей $\epsilon=10$. Любопытно, что температура газов для всех пяти циклов при $\alpha=25^\circ$ почти одинакова (колеблется в пределах $2129 \pm 4^\circ$ К), следовательно, точка a представляет собой своеобразную узловую точку.

В табл. 36 приведены величины показателей рабочего цикла дизелей для разных степеней сжатия при $\theta=10^\circ$ и при неизменных других исходных величинах (значения p_{\max} , T_{\max} , α_p и α_T уточнены интерполированием). Как и следовало ожидать, повышение ϵ приводит к увеличению $p_{i \text{ теор}}$ и $\tau_{i \text{ теор}}$ (и к соответствующему уменьшению $g_{i \text{ теор}}$). Однако улучшение показателей работы и экономичности цикла с повышением ϵ достигается ценой возрастания p_{\max} и $w_{p \max}$. В каждом отдельном случае при

выборе величины ε инженер должен искать компромиссных решений, учитывая при этом повышение механических потерь с ростом p_{\max} , а также зависимость от ε таких факторов, как период задержки воспламенения, легкость пуска, удовлетворительная работа на частичных нагрузках и др.

Относительное время от p_{\max} до T_{\max} постоянно по величине ($\alpha_T - \alpha_p = \text{idem}$) и, следовательно, не зависит от ε .



Фиг. 87. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля, показывающие изменение давления p и температуры T газов при разных степенях сжатия ε и неизменном угле опережения воспламенения $\theta = 10^\circ$. Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кг/см}^2$; $\alpha = 1,3$; $\varphi_z = 50^\circ$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.

На фиг. 88 приведены графики изменения основных показателей цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения и степени сжатия. Для всех значений ε с достаточной точностью оптимальный угол опережения воспламенения $\theta_{\text{опт}} \approx 10^\circ$,

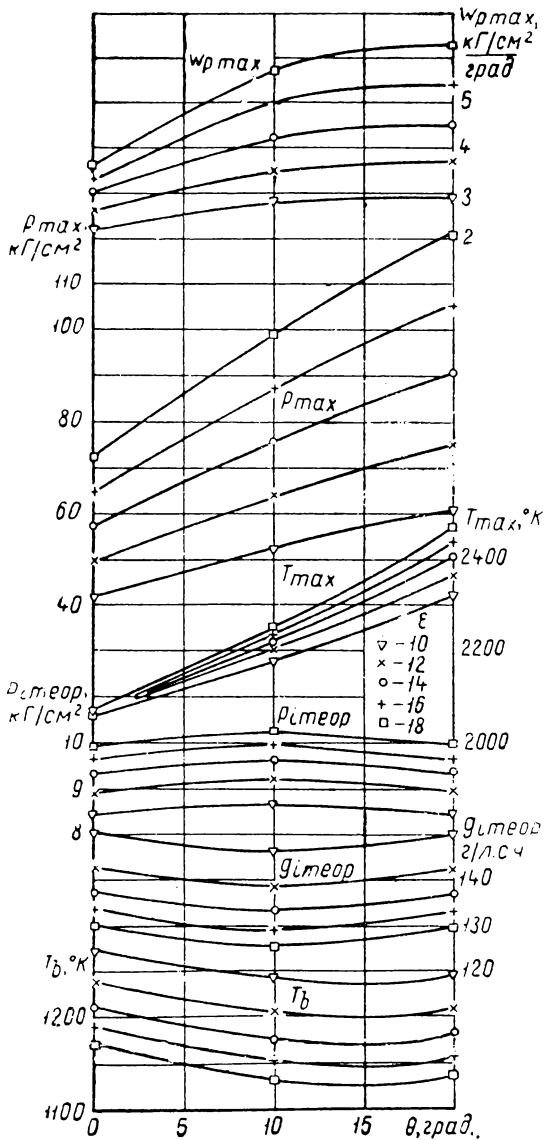
Зависимость показателей рабочего цикла дизеля от степени сжатия ε при оптимальном для всех циклов угле опережения воспламенения $\theta_{опт}=10^\circ$
 ($\alpha=1,3$; $\varphi_z=50^\circ$; $m=0,5$; $\xi=0,85$)

Показатели цикла	Степень сжатия ε				
	10	12	14	16	18
$p_{i теор}, \text{кГ/см}^2$	8,67	9,19	9,61	9,96	10,25
$\eta_{i теор}$	0,433	0,456	0,475	0,491	0,504
$g_{i теор}, \text{г/л. с. час}$	146,1	138,6	133,1	128,8	125,4
$p_{\max}, \text{кГ/см}^2$	52,2	63,9	75,6	87,4	99,3
$\alpha_p, \text{град}$	9,2	8,4	7,6	6,9	6,4
$w_p \text{ max}, \text{кГ/см}^2 \text{ град}$	2,8	3,5	4,2	5,0	5,7
$T_{\max}, ^\circ\text{К}$	2181	2201	2219	2234	2247
$\alpha_T, \text{град}$	17,1	16,2	15,4	14,8	14,1
$\alpha_T - \alpha_p, \text{град}$	7,9	7,8	7,8	7,9	7,7
$T_b, ^\circ\text{К}$	1243	1206	1177	1152	1131
$p_b, \text{кГ/см}^2$	3,37	3,32	3,27	3,24	3,19

Таблица 37

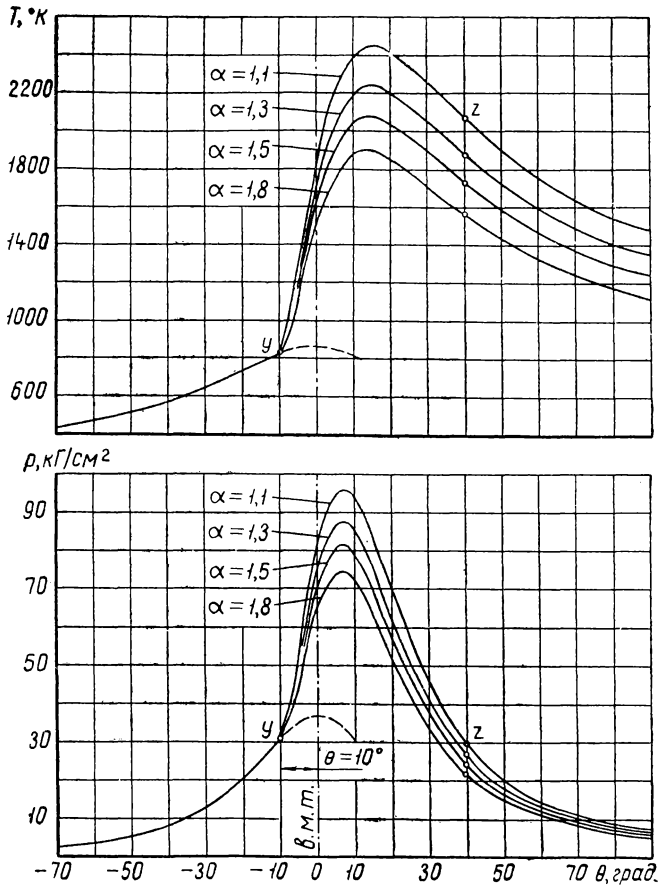
Зависимость показателей рабочего цикла дизеля от коэффициента избытка воздуха при постоянном угле опережения воспламенения $\theta=10^\circ$
 ($\varepsilon=16$; $\xi=0,85$; $\varphi_z=50^\circ$; $m=0,5$)

Показатели цикла	Коэффициент избытка воздуха α			
	1,1	1,3	1,5	1,8
$p_{i теор}, \text{кГ/см}^2$	11,48	9,96	8,80	7,50
$\eta_{i теор}$	0,483	0,491	0,497	0,505
$g_{i теор}, \text{г/л. с. час}$	130,9	128,8	127,2	125,2
$p_{\max}, \text{кГ/см}^2$	95,6	87,4	81,1	74,2
$\alpha_p, \text{град}$	7,1	6,9	6,7	6,4
$w_p \text{ max}, \text{кГ/см}^2 \text{ град}$	5,6	5,0	4,4	3,8
$T_{\max}, ^\circ\text{К}$	2440	2234	2074	1892
$\alpha_T, \text{град}$	15,1	14,8	14,4	14,0
$\alpha_T - \alpha_p, \text{град}$	8,0	7,9	7,7	7,6
$T_b, ^\circ\text{К}$	1269	1152	1062	960
$p_b, \text{кГ/см}^2$	3,58	3,24	2,96	2,65



Фиг. 88. Графики изменений основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ и степени сжатия ϵ .
 Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кг/см}^2$; $\alpha = 1,3$;
 $\varphi_z = 50^{\circ}$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.

следовательно, ϵ не влияет на величину θ_{opt} . При углах $\theta > \theta_{opt}$ все показатели цикла ухудшаются, поэтому дизели не должны эксплуатироваться при углах опережения воспламенения свыше оптимальных. Небольшое же уменьшение θ против θ_{opt} , связанное с незначительным уменьшением $\rho_{i теор}$ и $\eta_{i теор}$, но зато



Фиг. 89. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля, показывающие изменение давления p и температуры T газов при разных значениях коэффициента избытка воздуха α и неизменном угле опережения $\theta = 10^\circ$. Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кг/см}^2$; $\epsilon = 16$; $\varphi_2 = 50^\circ$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.

влекущее за собой уменьшение p_{max} , w_{pmax} и T_{max} (особенно при высоких ϵ), иногда может быть рекомендовано.

Влияние коэффициента избытка воздуха на рабочий цикл дизеля было выявлено в результате расчета рабочего цикла для четырех значений коэффициента избытка воздуха $\alpha = 1,1; 1,3; 1,5$

и 1,8. Для каждого значения α вычисления велись для углов опережения воспламенения $\theta=0; 10$ и 20° , а также для оптимальных углов $\theta_{опт}$, которые оказались очень близкими к 10° (в порядке увеличения α углы $\theta_{опт}$ равны $10; 10,3; 10,5$ и $10,8^\circ$).

На фиг. 89 приведены диаграммы рабочих циклов в системах координат $p-\alpha^\circ$ и $T-\alpha^\circ$, рассчитанных для разных значений α при одних и тех же значениях других исходных величин ($p_a = 0,85$ кг/см², $\theta=10^\circ$; $\varepsilon=16$; $\varphi_z=50^\circ$; $m=0,5$; $\xi=0,85$ и др.). Диаграммы показывают, что с уменьшением α значительно увеличивается как давление, так и температура газов на всем протяжении процессов сгорания и расширения.

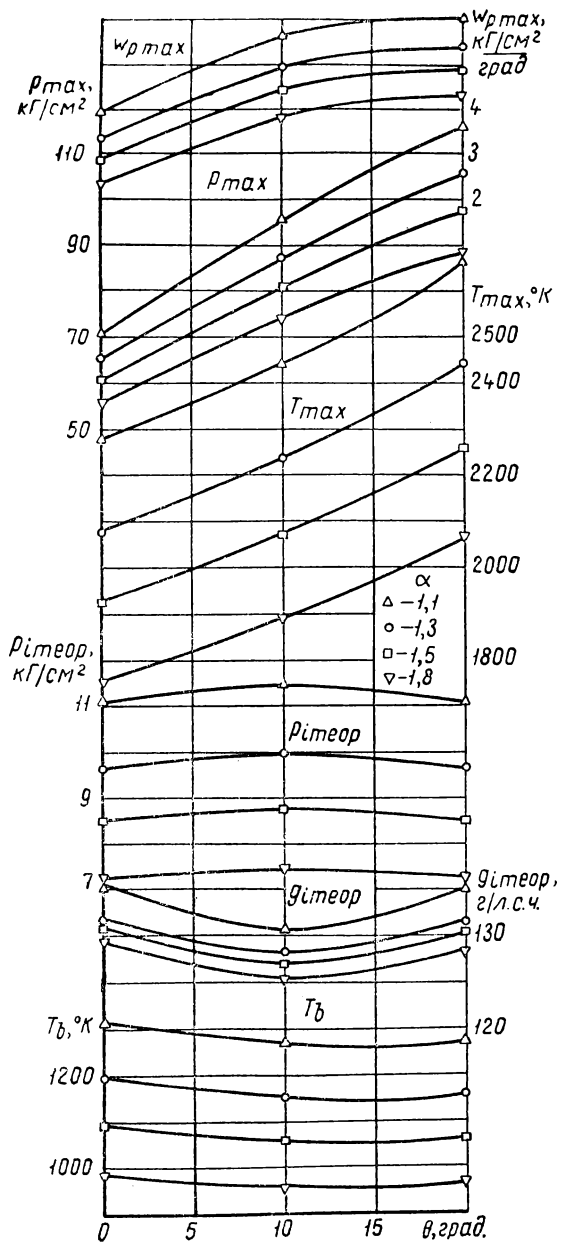
В табл. 37 помещены величины показателей рабочего цикла дизеля для разных значений коэффициента избытка воздуха при $\theta=10^\circ$ и постоянных других исходных величинах. Как показывает анализ таблицы, уменьшение α с 1,8 до 1,1 повышает $p_{i теор}$ на 53%. Однако это повышение достигается ценой увеличения p_{max} , T_{max} , T_b и p_b на 29—35%, при небольшом росте $w_{p max}$ (на 7,8%) и незначительном уменьшении $\eta_{i теор}$ (на 4,4%). Характерные углы α_p и α_T незначительно уменьшаются с ростом α , а разность $\alpha_T - \alpha_p$ практически остается неизменной.

На фиг. 90 построены кривые показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от θ и α . Кривые $p_{i теор}$ и $g_{i теор}$ имеют ясно выраженные максимумы и минимумы, соответствующие $\theta \approx 10^\circ$. Увеличение значения угла θ свыше $\theta_{опт}$ и в данном случае вызывает ухудшение большинства показателей и поэтому не целесообразно.

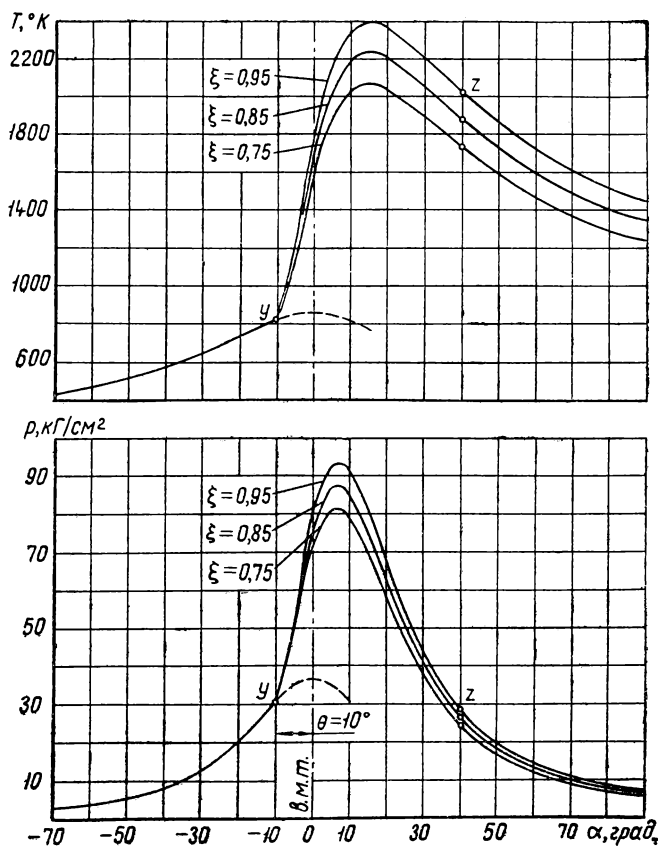
Влияние коэффициента эффективности сгорания на рабочий цикл дизеля было выяснено расчетом цикла для трех значений коэффициента эффективности сгорания $\xi=0,75; 0,85$ и $0,95$. Для каждого значения ξ были проведены вычисления для углов опережения воспламенения $\theta=0; 10$ и 20° . Для всех значений ξ оптимальные углы с точностью нескольких десятых долей градуса оказались близкими к 10° .

На фиг. 91 построены диаграммы $p-\alpha^\circ$ и $T-\alpha^\circ$, а в табл. 38 приведены величины показателей цикла для трех значений ξ при $\theta=10^\circ$ и неизменных других исходных величинах ($p_a = 0,85$ кг/см²; $\varepsilon=16$; $\alpha=1,3$; $\varphi_z=50^\circ$; $m=0,5$ и др.). Анализ показывает, что при увеличении ξ с 0,75 до 0,95 значения $p_{i теор}$ и $\eta_{i теор}$ увеличиваются на 24%, а $g_{i теор}$ уменьшается на 19,5%. Улучшение этих основных показателей связано с некоторым увеличением p_{max} , $w_{p max}$, T_{max} , T_b и p_b (на 15—20%).

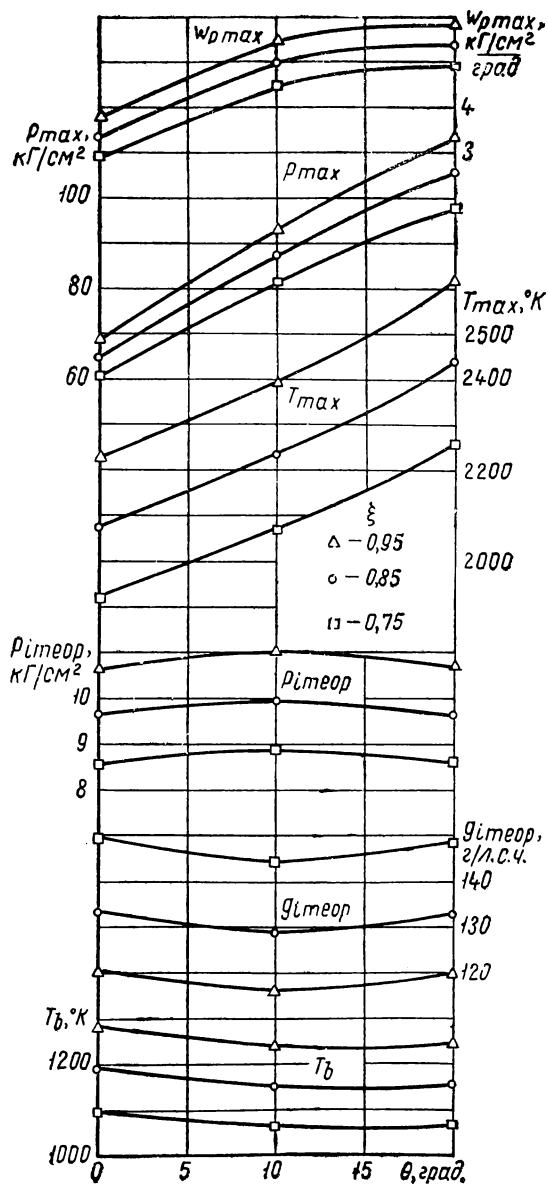
На фиг. 92 показаны графики изменения основных показателей рабочего цикла дизеля в функции θ и ξ . Из анализа видно, что углы опережения $\theta > \theta_{опт}$ ухудшают показатели цикла. Небольшое же уменьшение θ по сравнению с $\theta_{опт}$, значительно уменьшающее p_{max} , $w_{p max}$ и T_{max} , иногда может быть рекомендовано.



Фиг. 90. Графики изменений основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ и коэффициента избытка воздуха α . Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кГ/см}^2$; $\epsilon = 16$; $\varphi_z = 50^{\circ}$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.



Фиг. 91. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля, показывающие изменение давления p и температуры T газов при разных значениях коэффициента эффективности сгорания ξ и неизменном угле опережения воспламенения $\theta = 10^\circ$. Исходные расчетные данные: $p_a = 0,85 \text{ кг/см}^2$; $\epsilon = 16$; $\alpha = 1,3$; $\varphi_2 = 50^\circ$ и $m = 0,5$.



Фиг. 92. Графики изменений основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ и коэффициента эффективности сгорания ξ . Исходные расчетные данные: $\rho_a = 0,85$ кг/см²; $\varepsilon = 16$; $\alpha = 1,3$; $\varphi_z = 50^\circ$ и $m = 0,5$.

Зависимость показателей рабочего цикла дизеля от коэффициента эффективности сгорания при $\theta = 10^\circ$
($\varphi_z = 50^\circ$; $m = 0,5$ и $\alpha = 1,3$)

Показатели цикла	Коэффициент эффективности сгорания ϵ		
	0,75	0,85	0,95
$p_{i теор}, \text{кГ/см}^2$	8,88	9,96	11,03
$\eta_{i теор}$	0,437	0,491	0,543
$g_{i теор}, \text{г/л. с. час}$	144,5	128,8	116,3
$p_{max}, \text{кГ/см}^2$	81,4	87,4	93,2
$\alpha_p, \text{град.}$	6,8	6,9	7,1
$w_{p max}, \text{кГ/см}^2 \text{ град}$	4,5	5,0	5,4
$T_{max}, ^\circ\text{К}$	2070	2234	2395
$\alpha_T, \text{град}$	15,2	14,8	14,6
$\alpha_T - \alpha_p, \text{град}$	8,4	7,9	7,5
$T_b, ^\circ\text{К}$	1063	1152	1241
$p_b, \text{кГ/см}^2$	2,98	3,24	3,47

26. ВЛИЯНИЕ НАДДУВА НА РАБОЧИЙ ЦИКЛ ДИЗЕЛЯ

Для выяснения влияния степени наддува на показатели рабочего цикла были рассчитаны циклы для шести значений давления в начале такта сжатия: $p_a = 0,85$ (отсутствие наддува); 1,05; 1,25; 1,45; 1,7; 1,9 кГ/см^2 . Принятые величины давления приблизительно соответствуют давлениям наддувного воздуха $p_k = 1,033$ (отсутствие наддува); 1,2; 1,4; 1,6; 1,8 и 2 кГ/см^2 . Были приняты исходные величины, использованные в примере расчета цикла дизеля при разных углах опережения воспламенения (глава III, п. 13), однако со следующими изменениями: степень сжатия $\epsilon = 13$; коэффициент избытка воздуха $\alpha = 1,6$; продолжительность сгорания $\varphi_z = 60^\circ$ поворота коленчатого вала. Кроме этого, для каждого значения давления начала такта сжатия p_a (давления наддува p_k) были определены свои давления и температуры остаточных газов p_e и T_e и повышение температуры свежего заряда за счет нагрева от горячих стенок ΔT :

$p_a, \text{кГ/см}^2$	0,85	1,05	1,25	1,45	1,7	1,9
$p_k, \text{кГ/см}^2$	$\sim 1,033$	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
$p_e, \text{кГ/см}^2$	1,1	1,15	1,30	1,50	1,7	1,9
$T_e, ^\circ\text{К}$	750	775	800	825	850	875
$\Delta T, \text{град.}$	15	12	10	8	8	5

Для вычисления температуры начала такта сжатия T_a были использованы формулы (110), (111) и (112) (глава III, п. 8) с заме-

ной давления и температуры окружающей среды p_0 и T_0 на давление и температуру наддува p_k и T_k , причем температура наддувочного воздуха определялась по известной формуле политропного сжатия

$$T_k = \left(\frac{p_k}{p_0} \right)^{\frac{n_k - 1}{n_k}} T_0,$$

где показатель политропы сжатия был принят равным $n_k = 1,8$.

Для каждого значения p_a расчет производился при оптимальном (по $p_{i \max}$ и $g_{i \min}$) угле опережения воспламенения $\theta_{опт}$, который оказался близким к $\theta_{опт} = 13^\circ$:

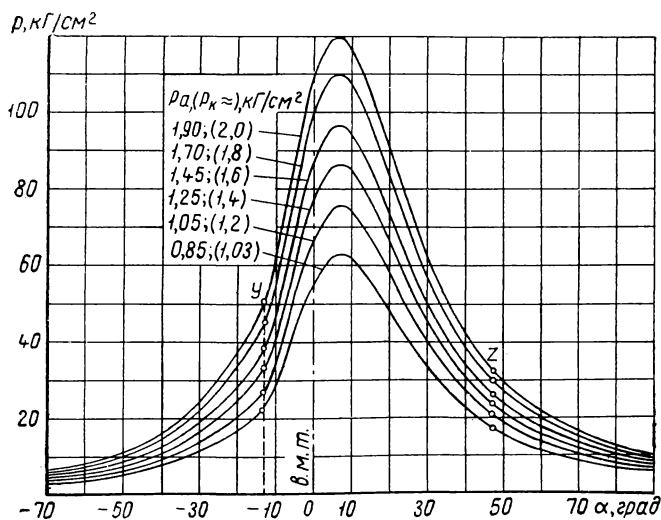
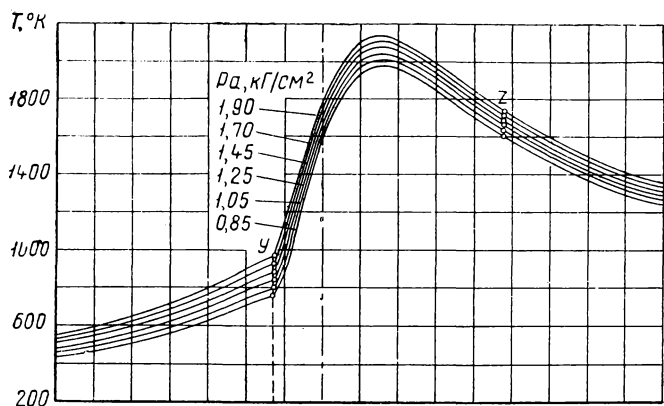
p_a , кг/см ²	0,85	1,05	1,25	1,45	1,7	1,9
$\theta_{опт}$, град.	13,2	13,1	13,0	12,8	12,7	12,6

Кроме этого, для каждого значения p_a циклы рассчитывались еще при значениях $\theta = 0$; 10 и 20°.

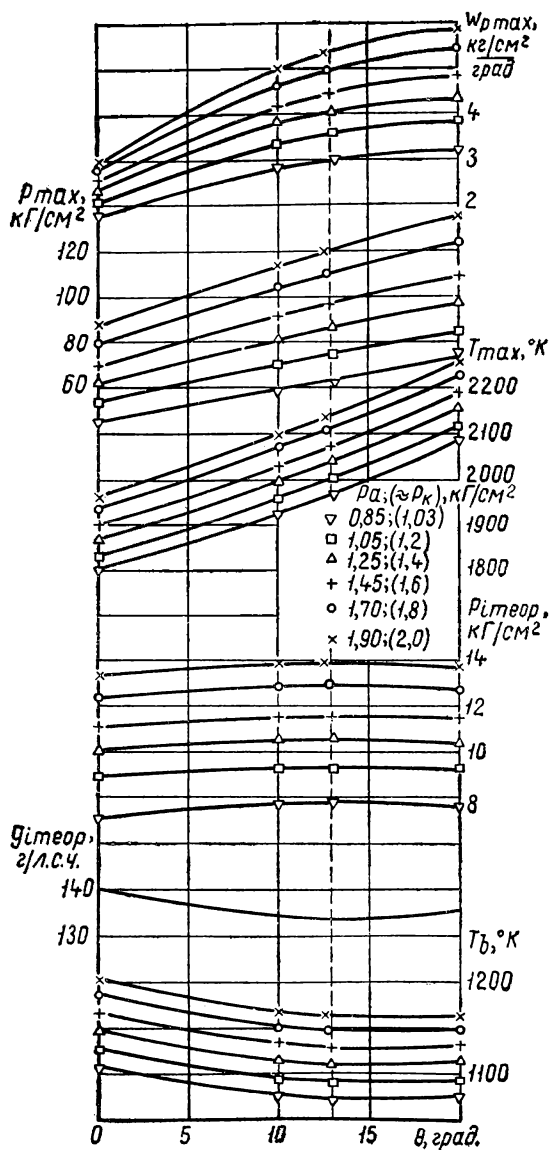
На фиг. 93 приведены для шести значений p_a диаграммы изменения за цикл давления и температуры газов при $\theta_{опт}$ и прочих неизменных исходных параметрах. Из диаграмм на фиг. 93 ясно, что наддув приводит к большому увеличению давления при сравнительно небольшом увеличении температуры газов. Увеличение значения p_a с 0,85 до 1,9 кг/см² повышает давление p_{\max} почти в два раза, а T_{\max} только на 6,7%. Интересно, что p_{\max} и T_{\max} для всех циклов наступают практически при одном и том же своем угле поворота коленчатого вала ($\alpha_p = 6,7 \div 6,9^\circ$ и $\alpha_T = 15,5 \div 15,7^\circ$). T_{\max} наступает всегда после p_{\max} , причем данный сдвиг практически также постоянен и составляет $\alpha_T - \alpha_p = 8,6 \div 9^\circ$.

В табл. 39 помещены величины главных показателей цикла дизеля для шести значений p_a (p_k) при оптимальных углах опережения воспламенения и неизменных других исходных величинах ($\epsilon = 13$; $\alpha = 1,6$; $\varphi_z = 60^\circ$; $m = 0,5$; $\xi = 0,85$ и др.). Из таблицы видно, что повышение наддувом давления p_a в два раза (с 0,85 до 1,7 кг/см²) увеличивает среднее индикаторное давление $p_{i \text{ теор}}$ на 64%. Индикаторные к. п. д. и удельный расход топлива с наддувом изменяются очень мало: $\eta_{i \text{ теор}} = 0,469 \div 0,473$ и $g_{i \text{ теор}} = 134 \div 135$ г/л. с. час (положительная работа при наддуве в такте впуска не учитывалась). Отсюда видно, что *практически можно считать $\eta_{i \text{ теор}}$ и $g_{i \text{ теор}}$ не зависящими от давления наддува p_k .*

На фиг. 94 показаны графики изменения главных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от θ и p_a . Из анализа табл. 39 и фиг. 94 видно, что увеличение $p_{i \text{ теор}}$ при наддуве связано с увеличением p_{\max} , $w_{p \max}$, T_{\max} , T_b и p_b , т. е. с увеличением механической, динамической и термической нагрузки на двигатель.



Фиг. 93. Расчетные диаграммы рабочего цикла дизеля, показывающие изменение давления p и температуры T газов при разных значениях давления начала такта сжатия p_a (давления наддува p_k) и оптимальных углах опережения воспламенения ($\theta_{opt} \approx 13^\circ$). Исходные расчетные данные: $\epsilon = 13$; $\alpha = 1,6$; $\varphi_2 = 50^\circ$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.



Фиг. 94. Графики изменений основных показателей рабочего цикла дизеля в зависимости от угла опережения воспламенения θ для шести значений давления начала такта сжатия p_{α} (давления наддува p_k). Исходные расчетные данные: $\epsilon = 13$; $\alpha = 1,6$; $\varphi_z = 50^\circ$; $m = 0,5$ и $\xi = 0,85$.

Зависимость показателей рабочего цикла дизеля от степени наддува
при оптимальных углах опережения воспламенения
($\varepsilon=13$; $\alpha=1,6$; $\varphi_z=60^\circ$; $m=0,5$; $\xi=0,85$)

Показатели цикла	$p_a / p_k, \text{ кг/см}^2$					
	0,85/1,033	1,05/1,2	1,25/1,4	1,45/1,6	1,7/1,8	1,9/2,0
	$\theta_{\text{опт}}, \text{ град}$					
	13,2	13,1	13,0	12,8	12,7	12,6
$p_{i \text{ теор}}, \text{ кг/см}^2$	7,90	9,38	10,54	11,59	12,93	13,9
$\eta_{i \text{ теор}}$	0,473	0,472	0,471	0,470	0,469	0,469
$g_{i \text{ теор}}, \text{ г/л. с. час}$	133,7	134,0	134,3	134,5	134,7	134,8
$p_{\text{max}}, \text{ кг/см}^2$	62,60	75,25	86,25	96,72	109,73	119,79
$\alpha_p, \text{ град}$	6,9	6,9	6,9	6,8		6,7
$w_{p \text{ max}}, \text{ кг/см}^2 \text{ град}$	3,01	3,58	4,03	4,46	4,97	5,35
$T_{\text{max}}, ^\circ\text{K}$	1971	2003	2039	2071	2106	2134
$\alpha_T, \text{ град}$	15,5	15,6	15,7	15,7		15,7
$\alpha_T - \alpha_p, \text{ град}$	8,6	8,7	8,8	8,9		9,0
$T_b, ^\circ\text{K}$	1073	1091	1111	1129	1149	1164
$p_b, \text{ кг/см}^2$	2,9	3,5	4,1	4,5	5,2	5,6

Увеличение θ сверх $\theta_{\text{опт}}$ ухудшает показатели цикла. Незначительное уменьшение θ по сравнению с $\theta_{\text{опт}}$ влечет за собой небольшое уменьшение $p_{i \text{ теор}}$ при значительном уменьшении p_{max} , $w_{p \text{ max}}$ и T_{max} , и поэтому иногда может оказаться полезным.

Последние два вывода вытекают из всех исследований рабочего цикла, приведенных выше, вне зависимости от того, какой параметр принят за переменную величину ($\varphi_z, m, \varepsilon, \xi, \alpha, p_a$), и поэтому эти выводы должны рассматриваться как самые общие выводы.

НОВЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ ПО ИНДИКАТОРНОЙ ДИАГРАММЕ

27. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Один из путей совершенствования показателей двигателя заключается в систематическом улучшении процессов, составляющих рабочий цикл двигателя. Проведенное выше теоретическое исследование рабочих циклов двигателей показало, как важно добиваться в каждом конкретном типе двигателя оптимального протекания процесса сгорания.

На той же теоретической основе необходимо разработать методы анализа результатов испытаний двигателя, чтобы можно было выяснить, насколько реальный процесс сгорания в двигателе близок к оптимальному, предсказанному теорией. Исключительную ценность для выполнения такого анализа представляют индикаторные диаграммы, снимаемые при испытаниях двигателя с помощью совершенных индикаторов (высокая точность регистрируемых давлений, мертвых точек, большой масштаб).

Очевидно, что должен быть разработан единый метод обработки индикаторных диаграмм, основанный на одних и тех же теоретических предпосылках. В этом случае результаты исследований, проведенных разными экспериментаторами, будет легче сравнивать между собой. Кроме того, накопление опытных фактов будет более эффективным и обеспечит направленное совершенствование процессов сгорания в двигателях и, с другой стороны, будет стимулировать развитие теории.

Индикаторная диаграмма, снятая с работающего двигателя, дает инженеру-исследователю и конструктору много важных сведений. Непосредственно по индикаторной диаграмме находится максимальное давление газов p_{\max} . Если на диаграмме записано изменение давления газов p в зависимости от угла поворота коленчатого вала α , то легко определяется средняя $\bar{\omega}_p$ и максимальная $\omega_{p_{\max}}$ быстрота нарастания давления газов. Оба показателя, p_{\max} и ω_p , позволяют оценить механическую и динамическую напряженность основных деталей кривошипно-шатунного механизма. Знание величины давления газов и, в частности, p_{\max} , обуславливающие величину нормального давления поршня на

стенку цилиндра, дает возможность оценить влияние фактора трения и, следовательно, в какой-то мере — степень износа двигателя.

Перенос индикаторной диаграммы $p - \alpha^\circ$ в координатную систему давление — объем ($p - V$) позволяет планиметрированием определить индикаторную работу, и по ней такие важные показатели удельной работы и экономичности рабочего цикла двигателя, как среднее индикаторное давление и индикаторный расход топлива. Зная эффективную мощность, развиваемую двигателем, можно найти величину механических потерь двигателя.

Однако этим не исчерпываются сведения, которые можно получить на основании анализа данных индикаторной диаграммы. Специальной обработкой индикаторной диаграммы выявляется так называемая характеристика тепловыделения, по которой можно судить о динамике процесса сгорания, т. е. о разворачивании процесса сгорания во времени и о тепловых потерях в течение процесса сгорания. Характеристика тепловыделения является одной из существенных сторон процесса сгорания в двигателях. В полном соответствии с положением о том, что сущность процессов не выступает на поверхности, а скрыта от прямого наблюдения, характеристика тепловыделения не может быть получена непосредственно из индикаторной диаграммы. Она получается только в результате математической обработки данных диаграммы с использованием основных законов термодинамики и механики. Поэтому характеристика тепловыделения является трудно определяемым показателем работы двигателя. Зато выявление этой характеристики означает более глубокую ступень исследования и совершенно необходимо для улучшения рабочего цикла двигателя.

Отметим, что применение электронных вычислительных машин для определения характеристик тепловыделения по индикаторным диаграммам может значительно облегчить исследование динамики процесса сгорания в двигателях.

По характеристике тепловыделения может быть определен коэффициент эффективности сгорания. Предполагая далее, что потери теплоты в стенки составляют неизменную на всем протяжении процесса сгорания долю теплоты сгорания топлива (приблизительно соответствует данным опыта), можно получить характеристику сгорания.

Найденная закономерность развития процесса сгорания во времени (глава II, п. 4) позволила разработать определенный метод анализа характеристик сгорания (п. 5), благодаря которому выявляются важные параметры процесса: продолжительность сгорания t_z и показатель характера сгорания m .

Накопление данных по параметрам процесса сгорания и выявление их связи с конструктивными и эксплуатационными факторами, а также с родом и сортом топлива, позволит направленно воздействовать на характеристику тепловыделения и, следовательно, осуществить в двигателе оптимальный рабочий цикл.

Предыдущие исследования (см. главы II и III) дают возможность по-новому анализировать индикаторные диаграммы с целью выявления параметров процесса сгорания без предварительного нахождения характеристик тепловыделения и сгорания.

В данной главе приводятся два метода определения параметров процесса сгорания. На примере обработки индикаторной диаграммы карбюраторного двигателя с последующим проверочным расчетом доказывається удовлетворительность предлагаемой методики. Специальное исследование показывает, что при изменении угла опережения зажигания можно рассматривать параметры процесса сгорания практически как неизменяющиеся величины.

28. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ФОРМУЛЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ АНАЛИЗЕ ИНДИКАТОРНЫХ ДИАГРАММ

На основании уравнения первого закона термодинамики и других уравнений термодинамики было выведено для процесса сгорания дифференциальное уравнение (170), которое напомним в следующем виде:

$$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{1}{v} \left[\frac{(k-1)q_z}{10^4 A \varphi_z} \omega_0 - k \frac{dp}{d\varphi} p \right], \quad (244)$$

и уравнение (183), которое перепишем так:

$$p_2 = \frac{0,0854 q_z \Delta x_{1-2} + p_1 \left(\frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1} v_1 - v_2 \right)}{\frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1} v_2 - v_1}. \quad (245)$$

В этих двух уравнениях давление p выражено в кг/см^2 , а угол поворота коленчатого вала φ , отсчитываемый от момента воспламенения топлива, в радианах.

После замены в уравнении (244) отвлеченной скорости сгорания ω_0 его выражением согласно уравнению (57), удельного объема v , согласно уравнениям (169) и (172), выражением

$$v = \frac{v_a}{\varepsilon} \psi(x), \quad (246)$$

и производной выражением

$$\frac{dv}{d\varphi} = \frac{v_a}{\varepsilon} \psi'(x), \quad (247)$$

а также после простых преобразований получим

$$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{1}{\psi(\alpha)} \left\{ \frac{6,908 \varepsilon q'_z (k-1) (m+1) \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^m}{10^4 A \varphi_z \exp \left[6,908 \left(\frac{\varphi}{\varphi_z} \right)^{m+1} \right]} - k p \psi'(\alpha) \right\}, \quad (248)$$

где $q'_z = \frac{q_z}{v_a}$ — общая удельная использованная теплота сгорания, отнесенная к 1 м^3 рабочего тела при состоянии в конце такта впуска, т. е. при давлении p_a и температуре T_a ; теплота q_z связана с другими величинами формулами (162а) и (162б);

$\phi(\alpha)$ и $\phi'(\alpha)$ — функции, определяемые по формулам:

$$\begin{aligned} \phi(\alpha) &= 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \left[\left(1 + \frac{1}{\lambda} \right) - \left(\cos \alpha + \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha} \right) \right] = \\ &= 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \sigma \end{aligned} \quad (249)$$

или

$$\phi(\alpha) \approx 1 + \frac{\varepsilon - 1}{2} \left[1 - \cos \alpha + \frac{\lambda}{2} \sin^2 \alpha \right] \quad (249a)$$

и

$$\phi'(\alpha) = \frac{\varepsilon - 1}{2} \left[\frac{\sin(\alpha + \beta)}{\cos \beta} \right]; \quad (250)$$

или

$$\phi'(\alpha) \approx \frac{\varepsilon - 1}{2} \left[\sin \alpha + \frac{\lambda}{2} \sin 2\alpha \right]. \quad (250a)$$

В последних четырех уравнениях значения в квадратных скобках берутся из кинематических таблиц, составленных для нормального кривошипно-шатунного механизма.

В уравнении (245) доля топлива Δx_{1-2} , сгорающего в рассматриваемом интервале $1-2$, определяется по уравнению (185), а среднее в интервале сгорания $1-2$ отношение теплоемкостей рабочего тела $k_{1-2} = \frac{c_{p1-2}}{c_{v1-2}}$ по одной из формул: (175), (176), (177)

или (178).

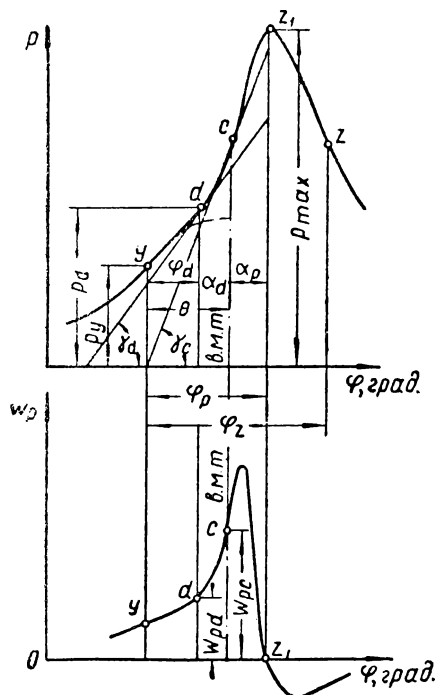
После подстановки в уравнение (245) соответствующих значений из уравнений (246) и (185), а также простых преобразований получим для рассматриваемого интервала процесса сгорания $1-2$ развернутое уравнение

$$\begin{aligned} p_2 &= \frac{1}{\left[\frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1} \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1) \right]} \left\{ 0,0854 \varepsilon q'_z \left\{ \exp \left[-6,908 \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_2} \right)^{m+1} \right] - \right. \right. \\ &\left. \left. - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right)^{m+1} \right] \right\} + p_1 \left[\frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (251)$$

29. ПЕРВЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ

Определение продолжительности сгорания. Напишем уравнение (248) для двух характерных точек линии сгорания индикаторной диаграммы: точки c , лежащей на линии в. м. т., и точки максимального давления газов z_1 (фиг. 95). Для точки c имеем ($\alpha = 0^\circ$)

$$w_{pc} = \left(\frac{dp}{d\varphi} \right)_c = \operatorname{tg} \gamma_c = \frac{6,908 \varepsilon q'_z (k_c - 1) (m+1) \left(\frac{\theta}{c_z} \right)^m}{10^4 A \varphi_z \exp \left[6,908 \left(\frac{\theta}{\varphi_z} \right)^{m+1} \right]}, \quad (252)$$



Фиг. 95. Диаграммы к первому методу анализа процесса сгорания.

а для точки z_1

$$k_p p_{\max} \psi'(\alpha_p) = \frac{6,908 \varepsilon q'_z (k_p - 1) (m+1) \left(\frac{\varphi_p}{\varphi_z} \right)^m}{10^4 A \varphi_z \exp \left[6,908 \left(\frac{\varphi_p}{\varphi_z} \right)^{m+1} \right]}, \quad (253)$$

где $w_{pc} = \left(\frac{dp}{d\varphi} \right)_c$ — быстрота нарастания давления в момент нахож-

дения поршня в в. м. т. (тангенс угла γ_c наклона касательной в точке c) в $\kappa\Gamma/\text{см}^2 \text{ рад}$.

θ — угол опережения воспламенения топлива;

φ_p — угол поворота коленчатого вала, считая от момента воспламенения до момента достижения давления максимальной величины;

α_p — угол поворота коленчатого вала, считая от момента нахождения поршня в в. м. т. до момента достижения давлением максимальной величины;

p_{\max} — максимальное давление цикла в $\kappa\Gamma/\text{см}^2$;

k_c и k_p — отношение теплоемкостей в момент нахождения поршня в в. м. т. и в момент достижения давлением максимальной величины.

После деления уравнения (252) на уравнение (253) получим

$$\frac{\omega_{pc} (k_p - 1) \left(\frac{\varphi_p}{\theta}\right)^m}{k_p p_{\max} \psi'(\alpha_p) (k_c - 1)} = \exp \left[6,908 \frac{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}}{\varphi_z^{m+1}} \right]. \quad (254)$$

Для сокращения обозначим

$$B = \frac{\omega_{pc} (k_p - 1)}{k_p p_{\max} \psi'(\alpha_p) (k_c - 1)} \quad (255)$$

Теперь уравнение (254) напишется так:

$$B \left(\frac{\varphi_p}{\theta}\right)^m = \exp \left[6,908 \frac{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}}{\varphi_z^{m+1}} \right]$$

и после логарифмирования

$$\ln \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta}\right)^m \right] = 6,908 \frac{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}}{\varphi_z^{m+1}},$$

откуда

$$\varphi_z^{m+1} = \frac{6,908 (\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1})}{\ln \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta}\right)^m \right]}. \quad (256)$$

После возведения уравнения (256) в степень $\frac{1}{m+1}$ получим формулу для определения относительной продолжительности сгорания (в радианах)

$$\varphi_z = \left\{ \frac{3 (\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1})}{\lg \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta}\right)^m \right]} \right\}^{\frac{1}{m+1}}. \quad (257)$$

Напишем формулу для вычисления абсолютной продолжительности сгорания (в сек.)

$$t_z = \frac{30}{\pi n} \varphi_z = 9,55 \frac{\varphi_z}{n}, \quad (258)$$

где n — число оборотов коленчатого вала в минуту.

Все величины, входящие в формулы (257) и (258), за исключением показателя характера сгорания m , либо известны, либо устанавливаются по индикаторной диаграмме, либо могут быть с достаточным приближением вычислены или оценены. Отношения теплоемкостей k могут быть вычислены по формулам (125), (138), (152) и (154). Для выведенных в данной главе формул не требуется знание величин k с высокой точностью. Достаточно точные значения получаются при подстановке в формулы отношения теплоемкостей приближенных величин T и x . Поэтому температуры могут быть определены по соответствующим давлениям, взятым из индикаторной диаграммы, с использованием уравнения состояния газов, а значения x приближенно оценены.

Исходя из дополнительных данных индикаторной диаграммы, можно найти показатель характера сгорания. Но для этого необходимо предварительно вывести формулу для определения общей удельной использованной теплоты сгорания.

Определение общей использованной теплоты сгорания. Решаем уравнение (252) относительно общей удельной использованной теплоты сгорания, отнесенной к 1 м^3 рабочего тела при состоянии p_a и T_a . В результате получим

$$q'_z = \frac{q_z}{v_a} = \frac{10^4 A w_{pc} \varphi_z^{m+1} \exp \left[6,908 \left(\frac{\theta}{\varphi_z} \right)^{m+1} \right]}{6,908 \varepsilon \theta^m (k_c - 1) (m+1)} \quad (259)$$

и после замены φ_z^{m+1} по уравнению (256) будем иметь

$$q'_z = \frac{0,434 \cdot 10^4 A w_{pc} (\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}) \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right]^{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}}}{\varepsilon \theta^m (k_c - 1) (m+1) \lg \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right]} \quad (260)$$

Если по условиям исследования двигателя известны величины коэффициентов избытка воздуха α и остаточных газов γ , теоретически необходимое количество воздуха L'_0 , низшая теплотворность топлива H_u и параметры рабочего тела в конце такта впуска p_a и T_a , то, определив q'_z , можно с использованием формул (162а) и (162б) вычислить коэффициент эффективности сгорания ξ . При этом v_a определяется по одной из формул (109) или (109а).

Определение показателя характера сгорания. Дополнительно выбираем на линии сгорания индикаторной диаграммы точку d (фиг. 95).

Перепишем уравнение (248) для точки d :

$$w_{pd} = \left(\frac{dp}{d\varphi} \right)_d = \operatorname{tg} \gamma_d = \frac{1}{\psi(\alpha_d)} \left\{ \frac{6,908 \varepsilon q'_z (k_d - 1) (m+1) \left(\frac{\varphi_d}{\varphi_z} \right)^m}{10^4 A \varphi_z \exp \left[6,908 \left(\frac{\varphi_d}{\varphi_z} \right)^{m+1} \right]} - k_d p_d \psi'(\alpha_d) \right\}, \quad (261)$$

где $w_{pd} = \left(\frac{dp}{d\varphi} \right)_d$ — быстрота нарастания давления в момент поворота коленчатого вала на угол φ_d (тангенс угла γ_d наклона касательной в точке d) в $\text{кг/см}^2 \text{ рад}$ (см. фиг. 95);

α_d — угол поворота коленчатого вала, отсчитываемый от момента d до в. м. т.;

p_d — давление газов в момент d ;

k_d — отношение теплоемкостей рабочего тела в момент d .

Подставляя в уравнение (261) вместо теплоты q'_z ее значение по формуле (259), после простых преобразований будем иметь

$$w_{pd} \psi(\alpha_d) + k_d p_d \psi'(\alpha_d) = \frac{w_{pc} (k_d - 1) \left(\frac{\varphi_d}{\theta} \right)^m \exp \left[\frac{6,908 (\theta^{m+1} - \varphi_d^{m+1})}{\varphi_z^{m+1}} \right]}{k_c - 1}.$$

Теперь заменим в этом уравнении выражение φ_z^{m+1} его значением согласно формуле (256) и после некоторых преобразований окончательно получим

$$\begin{aligned} [w_{pd} \psi(\alpha_d) + k_d p_d \psi'(\alpha_d)] \frac{k_c - 1}{w_{pc} (k_d - 1)} = \\ = \left(\frac{\varphi_d}{\theta} \right)^m \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right]^{\frac{\theta^{m+1} - \varphi_d^{m+1}}{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}}}. \end{aligned} \quad (262)$$

С помощью полученного уравнения показатель характера сгорания m определяется методом пробных подстановок. Для этого необходимо предварительно в уравнение (262) подставить все величины, которые для данного двигателя или известны, или определяются по индикаторной диаграмме, или вычисляются.

Уравнения, выведенные для определения параметров процесса сгорания, содержат два значения быстроты нарастания давления: w_{pc} и w_{pd} . Эти значения получаются построением касательных к соответствующим точкам индикаторной диаграммы с последующим определением тангенсов углов наклона касательных (фиг. 95, вверху). Для приемлемо точного определения величин w_{pc} и w_{pd} необходимо располагать диаграммой достаточно большого мас-

штаба и производить построение касательных очень тщательно. В этом заключается некоторый недостаток предлагаемого метода. Однако в настоящее время освоены электрические индикаторы, позволяющие получить наряду с индикаторной диаграммой давление — время ($p-t$) путем электрического дифференцирования по времени также диаграмму ее первой производной $\frac{dp}{dt}$, и, следовательно, возможно точное определение величин w_{pc} и w_{pd} (фиг. 95, внизу). Таким образом, при одновременном снятии осциллограмм $p-t$ и $\frac{dp}{dt}-t$ упомянутый недостаток метода отпадает. Отметим, что потребность точного определения производной $\frac{dp}{dt}$ будет стимулировать совершенствование соответствующей экспериментальной аппаратуры.

30. ВТОРОЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ

Выбираем на линии сгорания индикаторной диаграммы четыре точки — 1, 2, 3 и 4 (фиг. 96).

Переписываем уравнение (251) для интервала процесса сгорания 1—2 в следующем виде:

$$\begin{aligned} p_2 [K_{1-2} \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1)] - p_1 [K_{1-2} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)] = \\ = 0,0824 \varepsilon q'_2 \left\{ \exp \left[-6,908 \left(\frac{\varphi_1}{\varphi_2} \right)^{m+1} \right] - \right. \\ \left. - \exp \left[-6,908 \left(\frac{\varphi_2}{\varphi_1} \right)^{m+1} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (263)$$

где, для краткости, принято

$$K_{1-2} = \frac{k_{1-2} + 1}{k_{1-2} - 1}. \quad (264)$$

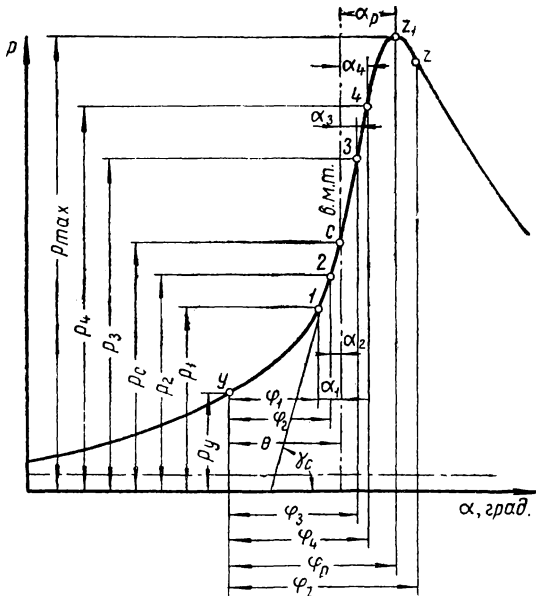
После деления уравнения (263) на уравнение (253) и простых преобразований получим

$$\begin{aligned} \frac{6,908(k_p - 1) \{ p_2 [K_{1-2} \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1)] - p_1 [K_{1-2} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)] \}}{2k_p p_{max} \psi'(\alpha_p)} = \\ = \frac{\varphi_2^{m+1}}{\varphi_p^m (m+1)} \left\{ \exp \left[\frac{6,908}{\varphi_2^{m+1}} (\varphi_p^{m+1} - \varphi_1^{m+1}) \right] - \right. \\ \left. - \exp \left[\frac{6,908}{\varphi_2^{m+1}} (\varphi_p^{m+1} - \varphi_2^{m+1}) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (265)$$

После подстановки значения φ_2^{m+1} из формулы (256) в уравнение (265) и несложных преобразований будем иметь

$$\frac{2,303(k_p - 1) \{p_2 [K_{1-2} \psi(\alpha_2) - \psi(\alpha_1)] - p_1 [K_{1-2} \psi(\alpha_1) - \psi(\alpha_2)]\}}{2k_p \rho_{\max} \psi'(\alpha_p)}$$

$$= \frac{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}}{\varphi_p^m (m+1) \lg \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right]} \left\{ \frac{\varphi_p^{m+1} - \varphi_1^{m+1}}{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}} \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right] - \frac{\varphi_p^{m+1} - \varphi_2^{m+1}}{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}} \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right] \right\} \quad (266)$$



Фиг. 96. Диаграмма ко второму методу анализа процесса сгорания.

Если выбранная на линии сгорания точка 2 совпадает с в. м. т., то уравнение (266) напишется так:

$$\frac{2,303(k_p - 1) \{p_c [K_{1-2} - \psi(\alpha_1)] - p_1 [K_{1-2} \psi(\alpha_1) - 1]\}}{2k_p \rho_{\max} \psi'(\alpha_p)}$$

$$= \frac{(\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1})}{\varphi_p^m (m+1) \lg \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right]} \left\{ \frac{\varphi_p^{m+1} - \varphi_1^{m+1}}{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}} \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right] - B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right\} \quad (266a)$$

Если выбранная на линии сгорания точка l совпадает с в. м. т., то уравнение (266) напишется так:

$$\frac{2,303 (k_p - 1) \{ \rho_2 [K_{1-2} \psi(\alpha_2) - 1] - \rho_c [K_{1-2} - \psi(\alpha_2)] \}}{2k_p \rho_{\max} \psi'(\alpha_p)} = \frac{(\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1})}{\varphi_p^{m(m+1)} \operatorname{I}g \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right]} \left\{ B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m - \left[B \left(\frac{\varphi_p}{\theta} \right)^m \right]^{\frac{\varphi_p^{m+1} - \varphi_2^{m+1}}{\varphi_p^{m+1} - \theta^{m+1}}} \right\} \quad (266б)$$

Вычислив левую часть уравнения (266), (266а) или (266б), методом пробных подстановок можно определить показатель характера сгорания m .

Аналогично предыдущему, напишем уравнение (251) для интервала процесса сгорания 3—4 и, разделив его на уравнение (253), после несложных преобразований получим

$$\frac{6,908 \varphi_p^m (m+1) (k_p - 1) \{ \rho_4 [K_{3-4} \psi(\alpha_4) - \psi(\alpha_3)] - \rho_3 [K_{3-4} \psi(\alpha_3) - \psi(\alpha_4)] \}}{2k_p \rho_{\max} \psi'(\alpha_p)} = \varphi_2^{m+1} \left\{ \exp \left[\frac{6,908}{\varphi_2^{m+1}} (\varphi_p^{m+1} - \varphi_3^{m+1}) \right] - \exp \left[\frac{6,908}{\varphi_2^{m+1}} (\varphi_p^{m+1} - \varphi_4^{m+1}) \right] \right\} \quad (267)$$

Используя последнее уравнение, методом пробных подстановок находим продолжительность сгорания φ_2 .

Необходимо отметить, что при отсутствии диаграммы $\frac{dp}{d\varphi}$ следует особенно тщательно строить касательную к точке c (фиг. 95) для возможно более точного определения быстроты нарастания давления w_{pc} , которая входит в величину B . Точность определения w_{pc} можно до некоторой степени проконтролировать и, если в этом встретится необходимость, w_{pc} можно откорректировать следующим образом. После определения величин m и φ_2 , как было описано выше, следует подставить φ_2 в уравнение (265) и методом пробных подстановок найти величину m . Если новое значение m заметно отличается от предыдущего, то это говорит, в первую очередь, о недостаточно точном определении w_{pc} . Корректируя w_{pc} и повторяя расчеты, можно получить удовлетворительное соответствие между значениями m , определенными по уравнению (266) и уравнению (265), и между значениями φ_2 , определенными по уравнению (257) и уравнению (267). Этим приемом сглаживается влияние неточности определения w_{pc} на величины m и φ_2 , неточности, которая почти неизбежна при отсутствии диаграммы $\frac{dp}{d\varphi}$.

После установления величин m и φ_z можно определить величину общей удельной использованной теплоты сгорания q'_z , переписав уравнение (253) следующим образом:

$$q'_z = \frac{10^4 A k_p \rho_{\max} \varphi_z \psi'(\alpha_p) \exp \left[6,908 \left(\frac{\varphi_p}{\varphi_z} \right)^{m+1} \right]}{6,908 \varepsilon (k_p - 1) (m+1) \left(\frac{\varphi_p}{\varphi_z} \right)^m}. \quad (268)$$

31. ПРИМЕР АНАЛИЗА ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ ПО ИНДИКАТОРНОЙ ДИАГРАММЕ

Для анализа процесса сгорания была использована индикаторная диаграмма, снятая электропневматическим индикатором «Фарнборо» с карбюраторного двигателя, который имел следующие данные: $d=127$ мм; $S=177,8$ мм; $\varepsilon=4,8$; две запальные свечи; $\lambda = \frac{r}{l} = \frac{1}{3,4}$.

Угол опережения зажигания составлял $\theta=30^\circ$ поворота коленчатого вала или $0,5236$ рад.

Из индикаторной диаграммы были получены величины: $p_{\max}=26,5$ ата; $p_4=23,4$ ата; $p_3=20,4$ ата; $p_c=14,8$ ата; $p_1=12,7$ ата; $\alpha=15^\circ=0,2618$ рад. поворота коленчатого вала; $\varphi_p=45^\circ=0,7854$ рад. поворота коленчатого вала; $\sigma_4=7,5^\circ=0,1309$ рад.; $\varphi_4=37,5^\circ=0,6545$ рад.; $\alpha_3=5^\circ=0,08727$ рад.; $\varphi_3=35^\circ=0,6109$ рад.; $\alpha_1=2,5^\circ=0,04363$ рад.; $\varphi_1=27,5^\circ=0,4800$ рад.; $w_{pc}=55$ кг/см² рад.

Величина отношения теплоемкостей для большей части процесса сгорания была принята постоянной $k=1,30$; таким образом

$$K = \frac{k+1}{k-1} = \frac{1,3+1}{1,3-1} = 7,667.$$

Определим показатель характера сгорания m вторым методом. Предварительно находим функции по формулам (249) и (250):

$$\psi(\alpha_1) = \psi(2,5^\circ) = 1 + \frac{4,8-1}{2} [0,00163] = 1,003$$

и

$$\psi'(\alpha_p) = \psi'(15^\circ) = \frac{4,8-1}{2} [0,3326],$$

где значения в квадратных скобках взяты из кинематических таблиц нормального кривошипно-шатунного механизма.

После соответствующих подстановок находим числовое значение левой части уравнения (266а):

$$\frac{2,303 (1,3-1) \{14,8 [7,667 - 1,003] - 12,7 [7,667 \cdot 1,003 - 1]\}}{1,3 \cdot 26,5 (4,8-1) 0,3326} = 0,2166.$$

Вычисляем значение B , входящего в правую часть уравнения (266а), по формуле (255):

$$B = \frac{2 \cdot 55}{1,3 \cdot 26,5 (4,8 - 1) 0,3326} = 2,526.$$

Подставляем в правую часть уравнения (266а) экспериментальные величины и значение B , в результате получим выражение

$$\frac{0,7854^{m+1} - 0,5236^{m+1}}{0,7854^m (m+1) \lg \left[2,526 \left(\frac{45}{30} \right)^m \right]} \left\{ \frac{0,7854^{m+1} - 0,48^{m+1}}{0,7854^{m+1} - 0,5236^{m+1}} - \left[2,526 \left(\frac{45}{30} \right)^m \right] \right\}.$$

Методом попыток выясняем, что при подстановке $m=5$ правая часть уравнения (266а) равна числу 0,2189, близкому к значению левой части уравнения, равному 0,2166, т. е. уравнение (266а) практически превращается в тождество. Таким образом, $m=5$.

По формуле (257) определяем продолжительность сгорания:

$$\varphi_z = \left\{ \frac{3(0,7854^{5+1} - 0,5236^{5+1})}{\lg \left[2,526 \left(\frac{45}{30} \right)^5 \right]} \right\}^{\frac{1}{5+1}} = 51,1^\circ.$$

Проверим φ_z по уравнению (267). Предварительно находим функции по формуле (249):

$$\psi(\alpha_4) = \psi(7,5^\circ) = 1 + \frac{4,8 - 1}{2} [0,01128] = 1,021;$$

$$\psi(\alpha_3) = \psi(5^\circ) = 1 + \frac{4,8 - 1}{2} [0,0049] = 1,009.$$

После подстановки соответствующих значений в левую часть уравнения (267) получим

$$\frac{6,908 \cdot 0,7854 (5+1) (1,3-1) [23 \cdot 4 (7,667 \cdot 1,021 - 1,009) - \rightarrow \\ 1,3 \cdot 26,5 (4,8 - 1) 0,3326 \\ \rightarrow -20,4(7,667 \cdot 1,009 - 1,021)]}{=} = 1,929.$$

Подставим значение $\varphi_z = 51,1^\circ = 0,8919$ рад. в правую часть уравнения (267) и после вычисления получим

$$0,8919^{5+1} \left\{ \exp \left[\frac{6,908}{0,8919^{5+1}} (0,7854^{5+1} - 0,6109^{5+1}) \right] - \right. \\ \left. - \exp \left[\frac{6,908}{0,8919^{5+1}} (0,7854^{5+1} - 0,6545^{5+1}) \right] \right\} = 1,894.$$

Вычисленные значения левой и правой части уравнения (267) отличаются лишь на 2%, поэтому можно считать, что продолжительность сгорания $\varphi_z = 51,1$ поворота коленчатого вала определена с достаточной точностью.

Определим величину общей использованной теплоты сгорания по уравнению (268):

$$q'_z = \frac{10^4 \cdot 1,3 \cdot 26,5 \cdot 0,8919 \cdot 0,3326 (4,8 - 1) \exp \left[6,908 \left(\frac{45}{51,1} \right)^{5+1} \right]}{427 \cdot 2 \cdot 6,908 \cdot 4,8 (1,3 - 1) (5+1) \left(\frac{45}{51,1} \right)^5} = 360,7 \text{ ккал/м}^3.$$

Таким образом, анализ индикаторной диаграммы по предложенной методике позволил непосредственно определить параметры процесса сгорания, которые для исследованного рабочего цикла оказались равными: $m = 5$; $\varphi'_z = 51,1^\circ$ поворота коленчатого вала и $q'_z = 360,7 \text{ ккал/м}^3$.

С первого взгляда может показаться, что вычисления по уравнениям, выведенным в данной главе, являются довольно трудоемкими. Однако это не совсем так, ибо следует учесть повторяемость многих элементов в упомянутых уравнениях и формулах. Указанная трудность совершенно отпадает, если вычисления произвести с помощью электронно-вычислительной машины.

Для окончательного контроля и сопоставления линии сгорания индикаторной диаграммы с расчетной линией сгорания был произведен расчет процесса сгорания по ранее предложенной методике (глава III). Расчет производился по упрощенному методу ($k = \text{const}$).

В табл. 40 сопоставлены величины давлений, взятые из индикаторной диаграммы и вычисленные. На фиг. 97 изображена линия сгорания индикаторной диаграммы для угла опережения зажигания $\theta = 30^\circ$ (верхняя диаграмма), причем кружочками отмечены

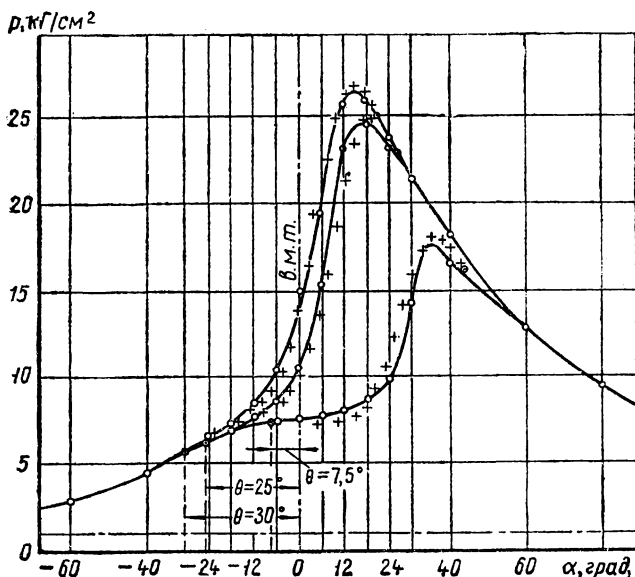
Таблица 40

Сравнение давлений газов по индикаторной диаграмме и по расчету

φ , град.	α , град.	Давление газов, кг/см ²		Отклонение вычисленных значений давлений от опытных, %	Примечание
		по индикаторной диаграмме	по расчету		
0	-30	5,8	5,80	—	p_y
10	-20	7,1	7,00	-1,4	
20	-10	9,0	8,50	-5,5	
30	0	14,5	13,86	-4,4	в. м. т.
35	5	20,4	19,49	-4,4	
40	10	24,0	24,92	0	p_{max} p_z
45	15	26,5	26,89	+1,5	
51,1	21,1	25,0	25,22	+0,9	

опытные, а крестиками — расчетные точки. Как видно из табл. 40 и фиг. 97, соответствие опытных и расчетных значений (учитывая сложность рассматриваемого вопроса и принятые упрощающие допущения) вполне удовлетворительное.

На фиг. 97 показаны еще две индикаторные диаграммы для углов опережения зажигания $\theta=25$ и $7,5^\circ$ поворота коленчатого вала, снятые при тех же условиях (число оборотов, коэффициент избытка воздуха), что и для диаграммы со значением $\theta=30^\circ$. Там же крестиками нанесены давления, полученные расчетным путем исходя из предположения о независимости параметров процесса сгорания (m , φ_z и q'_2) от угла опережения зажигания. Как видно из фиг. 97,



Фиг. 97. Сопоставление индикаторных диаграмм с расчетными данными.

это предположение практически допустимо. Отсюда следует, что изменение характера протекания давления является результатом сдвига процесса сгорания относительно в. м. т. Некоторое уменьшение скорости сгорания для диаграммы $\theta=7,5^\circ$ по сравнению с теоретической может быть объяснено увеличением тепловых потерь в стенки вследствие большей площади теплоотдачи и некоторым затуханием турбулентности рабочих газов.

Из сказанного следует, что определив параметры процесса сгорания по одной индикаторной диаграмме (для одного угла опережения воспламенения), можно расчетом предвидеть изменение давления и температуры газов в процессе сгорания для других углов опережения воспламенения.

ГЛАВА ВОСЬМАЯ

НОВЫЕ СУММАРНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ ЦЕПНЫХ РЕАКЦИЙ

В главе второй было получено полуэмпирическое уравнение выгорания топлива в двигателях, которое вместе с его производными — скоростью и ускорением сгорания, — в последующих главах было использовано для решения технических задач и выяснения вопросов, представляющих большой интерес. Эти уравнения имеют определенные достоинства: они удовлетворительно отражают закономерности развития во времени процессов сгорания в двигателях, причем в двигателях разных типов (карбюраторных, дизелях, газовых, реактивных), притом, содержат лишь две константы — параметры, имеющие ясный физико-химический смысл и дающие возможность глубокого анализа рабочих циклов двигателей.

Следует отметить, что упомянутые параметры зависят от многих физико-химических факторов и в настоящее время для конкретных двигателей и режимов их работы могут быть оценены лишь приближенно. Для раскрытия связей параметров с физико-химическими условиями работы двигателя требуется провести большие экспериментальные исследования. И это должно быть сделано, если мы хотим научиться управлять процессом сгорания.

Однако указанные уравнения имеют полуэмпирический характер, чем определяется их ограниченность. Следует попытаться получить чисто теоретическим путем новые уравнения, суммарно описывающие ход реакции во времени, т. е. динамику образования продуктов реакции и связанное с этим энергопреобразование. Новые теоретические уравнения позволят глубже проникнуть в динамику процесса сгорания.

В данной главе на основе знаний в области цепных реакций выводятся новые суммарные уравнения динамики для цепных реакций; уравнения проверяются опытными данными и затем кратко анализируются.

32. УРАВНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ЭФФЕКТИВНЫХ ЦЕНТРОВ

В главе второй п. 4 было сформулировано положение: во всех цепных реакциях, как бы ни были различны их механизмы, как бы ни были различны скорости протекания элементарных

процессов, их суммарная скорость зависит от числа эффективных актов реакции в данный момент времени. На основании этого положения были выведены общие уравнения динамики цепных реакций: доли прореагировавшего вещества

$$x = 1 - e^{-\int_0^t n\rho dt} \quad (39)$$

и удельной скорости сгорания

$$\omega \equiv \frac{dx}{dt} = n\rho(1 - x), \quad (40)$$

где ρ — относительная плотность эффективных центров в данный момент времени (см. стр. 42).

Законмерное изменение плотности эффективных центров по времени может быть раскрыто на основании двух исходных положений.

Первое положение: скорость изменения относительной плотности эффективных центров пропорциональна самой плотности эффективных центров в данный момент времени.

Второе положение вытекает из факта взаимодействия потенциальных эффективных центров между собой, ведущего к обрыву цепей. Эффективные центры легко реагируют с молекулами исходного вещества. Но еще легче они вступают в реакцию друг с другом. Акад. Н. Н. Семенов указывает, что эффект взаимодействия активных центров между собой должен учитываться «...как основное свойство всякой цепной реакции» [46]. Каждое отрицательное взаимодействие потенциальных эффективных центров влечет за собой обрыв цепей и является элементарным бимолекулярным процессом. Поэтому можно считать, что скорость изменения относительной плотности уменьшается пропорционально квадрату плотности эффективных центров в данный момент времени.

Таким образом, для большого класса цепных реакций можно написать дифференциальное уравнение, связывающее суммарную скорость изменения относительной плотности эффективных центров с ее плотностью в данный момент времени, в следующем виде:

$$\frac{d\rho}{dt} = a\rho - b\rho^2, \quad (269)$$

где a — коэффициент пропорциональности в 1/сек., назовем его константой *развития* цепи;

b — коэффициент пропорциональности, представляющий собой отвлеченное число, назовем его константой *обрыва* цепи.

Уравнение (269) решаем следующим образом. После разделения переменных будем иметь

$$dt = \frac{d\rho}{a\rho - b\rho^2},$$

откуда, после интегрирования, находим

$$t = \int_{\rho_0}^{\rho} \frac{d\rho}{a\rho - b\rho^2} = \frac{1}{a} \left(\ln \frac{\rho}{a - b\rho} - \ln \frac{\rho_0}{a - b\rho_0} \right), \quad (270)$$

где ρ_0 — начальная относительная плотность эффективных центров, инициируемых тем или иным путем (например, тепловым движением молекул, электрической искрой).

Обозначим для сокращения

$$\ln \frac{\rho_0}{a - b\rho_0} = A.$$

Придадим уравнению (270) следующий вид:

$$at + A = \ln \frac{\rho}{a - b\rho}.$$

Последнее уравнение после потенцирования будет иметь вид:

$$\frac{\rho}{a - b\rho} = e^{at + A},$$

откуда после простых преобразований получим зависимость

$$\rho = \frac{a}{e^{-A-at} + b} = \frac{a}{\left(\frac{a}{\rho_0} - b\right)e^{-at} + b}. \quad (271)$$

33. УРАВНЕНИЕ ДИНАМИКИ ЦЕПНЫХ РЕАКЦИЙ

После подстановки из уравнения (271) значения ρ в общее уравнение доли прореагировавшего вещества (39), принимая n за постоянную величину, получим

$$x = 1 - e^{-na \int_0^t \frac{dt}{\left(\frac{a}{\rho_0} - b\right)e^{-at} + b}}. \quad (272)$$

Для решения интеграла применим подстановку:

$$\left(\frac{a}{\rho_0} - b\right)e^{-at} + b = z,$$

откуда

$$e^{at} = \frac{\frac{a}{\rho_0} - b}{z - b}$$

и, после логарифмирования,

$$t = \frac{1}{a} \left[\ln \left(\frac{a}{\rho_0} - b \right) - \ln(z - b) \right].$$

Дифференцируя последнее уравнение по z , будем иметь

$$dt = -\frac{1}{a} \cdot \frac{dz}{(z - b)},$$

следовательно,

$$\begin{aligned} \int \frac{dt}{\left(\frac{a}{\rho_0} - b \right) e^{-at} + b} &= -\frac{1}{a} \int \frac{dz}{z(z - b)} = -\frac{1}{ab} \int \left(\frac{1}{z - b} - \frac{1}{z} \right) dz = \\ &= -\frac{1}{ab} [\ln(z - b) - \ln z] + C = \frac{1}{ab} \ln \frac{z}{z - b} + C = \\ &= \frac{1}{ab} \ln \left[\frac{\left(\frac{a}{\rho_0} - b \right) e^{-at} + b}{\left(\frac{a}{\rho_0} - b \right) e^{-at}} \right] + C = \frac{1}{ab} \ln \left(1 + \frac{b\rho_0}{a - b\rho_0} e^{at} \right) + C = \\ &= \frac{1}{ab} \ln \left[\frac{a - b\rho_0(1 - e^{at})}{a - b\rho_0} \right] + C. \end{aligned}$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \int_0^t \frac{dt}{\left(\frac{a}{\rho_0} - b \right) e^{-at} + b} &= \frac{1}{ab} \left\{ \ln \left[\frac{a - b\rho_0(1 - e^{at})}{a - b\rho_0} \right] - \ln \frac{a}{a - b\rho_0} \right\} = \\ &= \frac{1}{ab} \ln \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]. \end{aligned} \quad (273)$$

После подстановки значения интеграла (273) в уравнение (272) получим в окончательном виде уравнение для расчета доли прореагировавшего вещества

$$x = 1 - \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]^{-\frac{n}{b}}. \quad (274)$$

Выведем уравнение удельной скорости цепных реакций. Перепишем уравнение (274) в следующем виде:

$$1 - x = \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]^{-\frac{n}{b}}; \quad (275)$$

после логарифмирования будем иметь

$$\ln(1 - x) = -\frac{n}{b} \ln \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right].$$

Последнее уравнение продифференцируем по времени:

$$\frac{\frac{dx}{dt}}{1-x} = \frac{n}{b} \cdot \frac{d \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]}{1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at})} = \frac{n\rho_0 e^{at}}{1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at})}.$$

откуда уравнение удельной скорости цепной реакции будет иметь вид

$$w \equiv \frac{dx}{dt} = \frac{n\rho_0 e^{at}}{1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at})} (1-x), \quad (276)$$

или, заменяя $1-x$ по уравнению (275), окончательно получим

$$w = n\rho_0 e^{at} \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]^{-\frac{n}{b}-1}. \quad (277)$$

Уравнение (276) можно также получить подстановкой выражения (271) для относительной плотности эффективных центров в уравнение (40).

Дифференцирование уравнения скорости реакции по времени дает уравнение ускорения реакции. Логарифмируя уравнение (277), найдем

$$\ln \frac{dx}{dt} = \ln n\rho_0 + at - \left(\frac{n}{b} + 1 \right) \ln \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right].$$

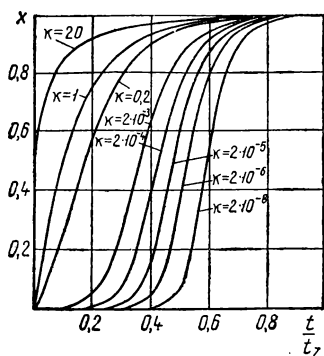
После дифференцирования по времени получим уравнение ускорения цепных реакций

$$j \equiv \frac{d^2x}{dt^2} = a \left\{ 1 - \left(\frac{n}{b} + 1 \right) \frac{b\rho_0}{a} e^{at} \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]^{-1} \right\} \frac{dx}{dt}, \quad (278)$$

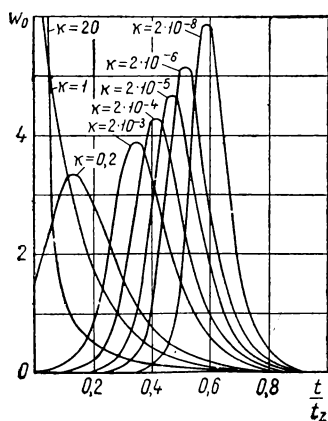
или, в развернутом виде,

$$j = n\rho_0 a e^{at} \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]^{-\frac{n}{b}-1} \left\{ 1 - \left(\frac{n}{b} + 1 \right) \frac{b\rho_0}{a} e^{at} \left[1 - \frac{b\rho_0}{a} (1 - e^{at}) \right]^{-1} \right\}. \quad (279)$$

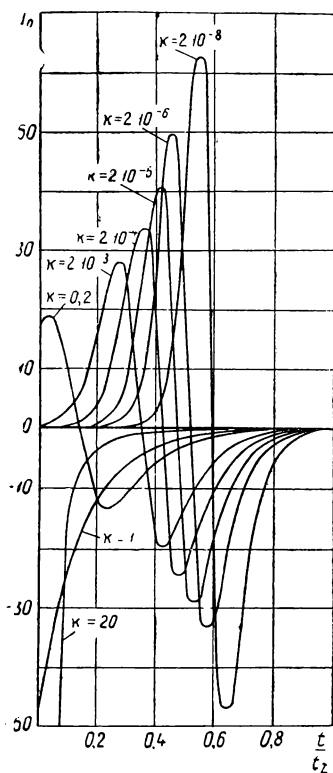
Для иллюстрации выведенных уравнений (274), (277), (279) на фиг. 98, 99 и 100 приведены их графики. На фиг. 98 построены графики доли прореагировавшего вещества x , на фиг. 99 — отвлеченной скорости реакции $w_0 = \frac{dx}{d\left(\frac{t}{t_2}\right)}$ и на фиг. 100 — от



Фиг. 98. Графики доли прореагировавшего вещества x в зависимости от относительного времени $\frac{t}{t_z}$ и комплекса $\kappa = \frac{b\rho_0}{a}$ при $\frac{n}{b} = \frac{1}{2}$.



Фиг. 99. Графики отвлеченной скорости реакции w_0 в зависимости от отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ и комплекса $\kappa = \frac{b\rho_0}{a}$ при $\frac{n}{b} = \frac{1}{2}$.



Фиг. 100. Графики отвлеченного ускорения реакции в зависимости от отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ и комплекса $\kappa = \frac{b\rho_0}{a}$ при $\frac{n}{b} = \frac{1}{2}$.

влеченного ускорения реакции $j_0 = \frac{d^2x}{d\left(\frac{t}{t_z}\right)^2}$ в зависимости от

отвлеченного времени $\frac{t}{t_z}$ для значений комплекса $x \equiv \frac{b\rho_0}{a} = 20; 0,1;$

$0,2; 0,002; 2 \cdot 10^{-4}; 2 \cdot 10^{-5}; 2 \cdot 10^{-6}$ и $2 \cdot 10^{-8}$. Отношение $\frac{n}{b}$ было

принято равным $1/2$, а условная продолжительность реакции t_z соответствует доле прореагировавшего вещества $x_z = 0,999$.

34. ПРОВЕРКА УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ ОПЫТНЫМИ ДАННЫМИ

Суммарное уравнение доли прореагировавшего вещества (274) было проверено на четырех изотермических реакциях: горения водорода, окисления этилена и метанола и реакции термического разложения окисла хлора. Кроме этого, была проверена возможность использования уравнения (274) для описания развития процесса сгорания в двигателях. Величины $\frac{b\rho_0}{a}$, a и $\frac{n}{b}$, входящие в уравнения динамики цепных реакций, были получены специальной обработкой опытных данных.

На фиг. 101 кружочками показаны доли выгорания водорода во времени согласно экспериментальным данным А. А. Ковальского [15, 87] для исходных условий: температура смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ 480°C и давление $6,8$ мм рт. ст. Обработка экспериментальных данных позволила определить постоянные величины уравнения (274), которые оказались равными: $a = 102$ 1/сек., $x \equiv \frac{b\rho_0}{a} = 2,86 \cdot 10^{-6}$ моль начальных эффективных центров/моль

водорода и $\frac{n}{b} = 0,475$. По уравнению (274) были вычислены доли

выгорания водорода в зависимости от времени, которые в виде кривой приведены на фиг. 101 вместе с экспериментальными точками. По уравнению (277) была вычислена скорость горения водорода, график которой показан на фиг. 102. Там же кружочками нанесены скорости, найденные с большой точностью А. А. Ковальским. Как видно из фиг. 101 и 102, вычисленные точки удовлетворительно совпадают с экспериментальными.

Такое же вполне удовлетворительное соответствие расчета с экспериментом было получено в отношении цепных изотермических реакций окисления этилена и метанола и термического разложения окисла хлора.

На фиг. 103 нанесены кружочками экспериментальные точки характеристики выгорания, полученной И. А. Плешановым в результате исследования индикаторных диаграмм, снятых с авиационного двигателя М-17 при $n = 1600$ об/мин., угле опережения зажигания $\theta = 25^\circ$ и коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 0,98$.

В итоге обработки характеристики сгорания были получены кинетические параметры сгорания:

$$a = 1600 \text{ л/сек. } \frac{b\rho_0}{a} = 0,91 \cdot 10^{-3} \text{ моль эффективных центров/моль}$$

исходного вещества и $\frac{n}{b} = 4,35$. С использованием уравнения (274)

была рассчитана характеристика выгорания, график которой построен на фиг. 103. Как видно из фигуры, соответствие расчетной характеристики выгорания с экспериментальной вполне удовлетворительное.

35. КРАТКИЙ АНАЛИЗ УРАВНЕНИЙ ДИНАМИКИ

Интересно отметить, что выведенные в данной главе уравнения динамики цепных химических процессов в двух частных случаях превращаются в известные уравнения мономолекулярной реакции.

Для нецепных реакций $a=0$ и $b=0$, следовательно, из уравнения (269) получим, что $\frac{d\rho}{dt} = 0$. Отсюда вытекает, что $\rho = \text{const}$ и уравнение (39) превращается в уравнение мономолекулярной реакции

$$x = 1 - e^{-n\rho_0 t} = 1 - e^{-kt}. \quad (280)$$

Для цепных реакций возможен случай, когда в самом начале реакции число эффективных актов обрыва цепей больше числа актов разветвления, т. е. $b\rho_0^2 > a\rho_0$. Следовательно, изменение относительной плотности эффективных центров отрицательно $(-\frac{d\rho}{dt})$. Вследствие преобладания обрывов над развитием цепей реагирующая система неустойчива и относительная плотность эффективных центров будет автоматически уменьшаться, а производная $-\frac{d\rho}{dt}$ увеличиваться. Поскольку при уменьшении ρ член $b\rho^2$ будет уменьшаться быстрее члена $a\rho$, наступит момент равенства $a\rho = b\rho^2$ и производная $\frac{d\rho}{dt}$ станет равной нулю. Это состояние может быть названо квазистационарным, а относительная плотность эффективных центров — квазистационарной плотностью, которую обозначим через ρ_s . Из уравнения

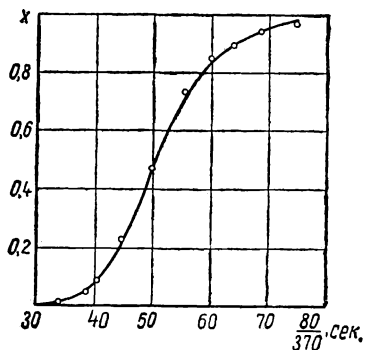
$$a\rho_s - b\rho_s^2 = 0 \quad (281)$$

находим

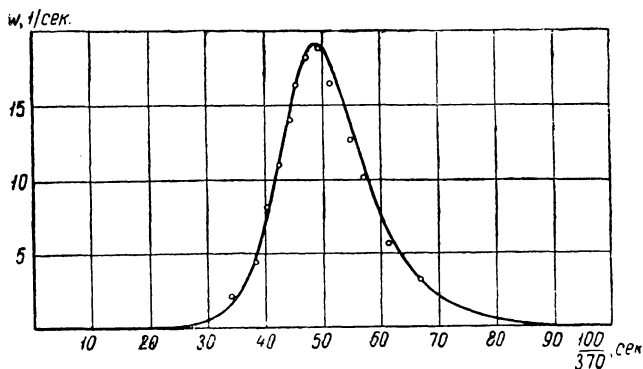
$$\rho_s = \frac{a}{b}. \quad (282)$$

Отношение $\frac{a}{b}$ равно квазистационарной плотности эффективных центров, а комплекс

$$\frac{b\rho_0}{a} = \frac{\rho_0}{\rho_s} \quad (283)$$

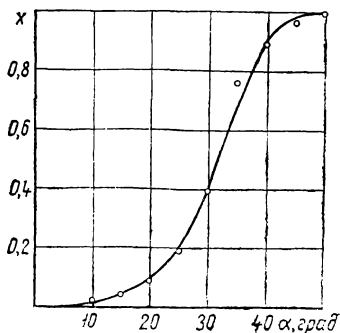


Фиг. 101. Выгорание водорода по времени при начальных условиях: $T = 485^\circ\text{C}$ и $p = 6,8$ мм рт. ст. Кинетические константы: $a = 1021/\text{сек.}$; $\frac{b\rho_0}{a} = 2,86 \cdot 10^{-6}$ моль эффективных центров/моль водорода; $\frac{n}{b} = 0,475$.



Фиг. 102. Скорость горения водорода при начальных условиях: $T = 485^\circ\text{C}$ и $p = 6,8$ мм рт. ст. Кинетические константы: $a = 102$ 1/сек.; $\frac{b\rho_0}{a} = 2,86 \cdot 10^{-6}$ моль эффективных центров/моль водорода; $\frac{n}{b} = 0,475$; $n\rho_0 = 1,385 \cdot 10^{-4}$ моль эффективных центров/сек. моль водорода

Фиг. 103. График выгорания топлива в цилиндре карбюраторного двигателя М-17 (точки — опытные; кривая — расчетная). Кинетические константы: $a = 1600$ 1/сек.; $\frac{b\rho_0}{a} = 0,91 \cdot 10^{-3}$; $\frac{n}{b} = 4,35$.



характеризует отношение начальной плотности эффективных центров к квазистационарной.

Таким образом, уравнение (274) может быть преобразовано так:

$$x = 1 - \left[1 - \frac{\rho_0}{\rho_s} (1 - e^{at}) \right]^{-\frac{n}{b}}. \quad (284)$$

Если теперь положить $\rho_0 = \rho_s$, то вновь получим, теперь уже для цепных реакций, уравнение мономолекулярной реакции

$$x = 1 - e^{-n \frac{a}{b} t} = 1 - e^{-n \rho_s t} = 1 - e^{-n \rho_0 t} = 1 - e^{-kt}. \quad (285)$$

Если $\rho_0 > \rho_s$, то в начальный период цепной реакции плотность эффективных центров ρ начинает уменьшаться, и по достижении $\rho = \rho_s$ устанавливается квазистационарное состояние, после чего цепная реакция протекает как простая мономолекулярная реакция.

Проанализируем уравнение динамики с точки зрения максимума скорости цепной реакции. Для этого приравняем уравнение ускорения цепных реакций (279) нулю. В результате найдем

$$1 - \frac{\left(\frac{n}{b} + 1 \right) \frac{b \rho_0}{a} e^{at_m}}{1 - \frac{b \rho_0}{a} (1 - e^{at_m})} = 0,$$

где t_m — время, при котором скорость цепной реакции максимальна.

После простого преобразования последнего уравнения будем иметь

$$e^{at_m} = \frac{1 - \frac{b \rho_0}{a}}{\frac{n}{b} \cdot \frac{b \rho_0}{a}} = \frac{b}{n} \left(\frac{a}{b \rho_0} - 1 \right),$$

откуда после логарифмирования получим

$$t_m = \frac{1}{a} \ln \frac{1 - \frac{b \rho_0}{a}}{\frac{n}{b} \cdot \frac{b \rho_0}{a}} = \frac{1}{a} \ln \frac{b}{n} \left(\frac{a}{b \rho_0} - 1 \right). \quad (286)$$

Анализ последнего уравнения показывает, что с увеличением начальной плотности эффективных центров ρ_0 , при прочих равных условиях, время t_m уменьшается, т. е. максимум скорости цепной реакции сдвигается к начальному периоду химического превращения. К тому же результату приводит увеличение константы обрыва цепей b и константы n .

Доля исходного вещества x_m , которая прореагирует к моменту максимума скорости реакции t_m , может быть вычислена по формуле, приводимой ниже. Подставим в уравнение (274) вместо текущего времени t значение t_m по формуле (286) и в результате будем иметь

$$x_m = 1 - \left\{ 1 + \frac{b\rho_0}{a} \left[\frac{b}{n} \left(\frac{a}{b\rho_0} - 1 \right) - 1 \right] \right\}^{-\frac{n}{b}},$$

откуда путем простых алгебраических преобразований получим

$$x_m = 1 - \left[\left(1 + \frac{b}{n} \right) \left(1 - \frac{b\rho_0}{a} \right) \right]^{-\frac{n}{b}}. \quad (287)$$

Как следует из уравнений (286) и (287), начальная стадия инициирования реакции ($n\rho_0$) определяет характер протекания последующего основного процесса химического превращения (t_m, x_m).

Уравнение (274) можно решить относительно времени t . Путем простых преобразований находим

$$t = \frac{1}{a} \ln \left\{ 1 - \frac{a}{b\rho_0} \left[1 - \frac{1}{(1-x)bn} \right] \right\}. \quad (288)$$

Понятие индукционного периода является условным. Если принять, что при $x=0,001$ индукционный период τ завершается, получим соответствующую формулу

$$\tau = \frac{1}{a} \ln \left[1 - \frac{a}{b\rho_0} \left(1 - \frac{1}{0,999bn} \right) \right]. \quad (289)$$

Анализ полученной формулы показывает, что чем меньше ρ_0 , a и комплекс $\frac{b\rho_0}{a}$, тем больше индукционный период.

Согласно уравнениям (280) и (285), константы скорости мономолекулярных реакций

$$k = n\rho_0. \quad (290)$$

Учитывая, что для очень многих химических реакций эта константа зависит от температуры по закону Аррениуса, можно написать

$$n\rho_0 = A e^{-\frac{E}{RT_0}}, \quad (291)$$

или

$$\rho_0 = \rho_{n\rho} e^{-\frac{E}{RT_0}}, \quad (292)$$

где E — энергия активации инициирующей реакции;

T_0 — абсолютная температура, при которой происходит тепловое инициирование реакции;

R — газовая постоянная;

A — константа соударений в соответствии с положениями кинетической теории газов;

$\rho_{n\rho}$ — предельная плотность эффективных центров при условии $T = \infty$.

По уравнению (292) можно для данной температуры вычислить начальную плотность эффективных центров, если известны энергия активации и предельная плотность эффективных центров инициирующей реакции.

Таблица значений функции $X = \lg [-2,303 \lg (1-x)] - 0,8393$
 для определения продолжительности и показателя характера сгорания
 по опытным данным доли сгоревшего топлива x

(Все значения таблицы отрицательны)
 $x = 0,000 \div 0,199$

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,00	—	3,875	3,523	3,363	3,247	3,134	3,062	2,986	2,933	2,886
0,01	2,834	2,796	2,762	2,721	2,692	2,658	2,632	2,608	2,580	2,558
0,02	2,532	2,513	2,490	2,473	2,452	2,436	2,420	2,401	2,387	2,370
0,03	2,356	2,340	2,327	2,313	2,301	2,287	2,276	2,262	2,252	2,239
0,04	2,229	2,217	2,208	2,196	2,187	2,176	2,165	2,157	2,147	2,139
0,05	2,129	2,121	2,112	2,102	2,095	2,086	2,079	2,070	2,064	2,055
0,06	2,047	2,041	2,033	2,025	2,019	2,012	2,004	1,998	1,991	1,984
0,07	1,979	1,972	1,965	1,960	1,953	1,947	1,942	1,936	1,929	1,924
0,08	1,918	1,912	1,906	1,902	1,896	1,890	1,885	1,880	1,875	1,870
0,09	1,864	1,860	1,855	1,850	1,844	1,840	1,835	1,831	1,826	1,821
0,10	1,816	1,812	1,808	1,803	1,798	1,794	1,789	1,786	1,782	1,777
0,11	1,773	1,768	1,764	1,760	1,756	1,752	1,749	1,744	1,741	1,736
0,12	1,733	1,729	1,725	1,721	1,717	1,714	1,710	1,706	1,703	1,699
0,13	1,695	1,692	1,688	1,685	1,681	1,678	1,674	1,671	1,668	1,664
0,14	1,661	1,658	1,654	1,651	1,648	1,644	1,641	1,638	1,634	1,631
0,15	1,628	1,625	1,622	1,619	1,616	1,613	1,610	1,607	1,604	1,601
0,16	1,598	1,595	1,592	1,589	1,586	1,583	1,580	1,577	1,574	1,572
0,17	1,569	1,566	1,563	1,560	1,558	1,555	1,552	1,550	1,547	1,544
0,18	1,542	1,539	1,534	1,533	1,531	1,529	1,526	1,523	1,521	1,518
0,19	1,516	1,513	1,510	1,508	1,505	1,503	1,501	1,498	1,496	1,493
x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$x = 0,200 \div 0,399$										
x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,20	1,491	1,488	1,486	1,484	1,481	1,479	1,476	1,474	1,471	1,469
0,21	1,467	1,465	1,462	1,460	1,458	1,456	1,453	1,451	1,448	1,446
0,22	1,444	1,442	1,440	1,437	1,435	1,433	1,431	1,428	1,427	1,424
0,23	1,422	1,420	1,418	1,416	1,413	1,412	1,409	1,407	1,405	1,403
0,24	1,401	1,399	1,397	1,395	1,392	1,390	1,389	1,386	1,384	1,382
0,25	1,380	1,378	1,376	1,374	1,372	1,370	1,368	1,366	1,364	1,362
0,26	1,360	1,358	1,357	1,355	1,353	1,351	1,349	1,347	1,345	1,343
0,27	1,341	1,339	1,337	1,336	1,334	1,332	1,330	1,328	1,326	1,324
0,28	1,323	1,321	1,319	1,317	1,315	1,314	1,312	1,310	1,308	1,306
0,29	1,305	1,303	1,301	1,299	1,297	1,296	1,294	1,292	1,290	1,289
0,30	1,287	1,285	1,284	1,282	1,280	1,278	1,277	1,275	1,273	1,272
0,31	1,270	1,268	1,266	1,265	1,263	1,261	1,260	1,258	1,256	1,254
0,32	1,253	1,252	1,250	1,248	1,246	1,245	1,243	1,242	1,240	1,238
0,33	1,237	1,235	1,234	1,232	1,230	1,228	1,227	1,225	1,224	1,222
0,34	1,221	1,219	1,217	1,216	1,214	1,213	1,211	1,210	1,208	1,206
0,35	1,205	1,203	1,202	1,200	1,199	1,197	1,196	1,194	1,193	1,191
0,36	1,190	1,188	1,187	1,185	1,184	1,182	1,180	1,179	1,178	1,176
0,37	1,174	1,173	1,172	1,170	1,169	1,167	1,166	1,164	1,163	1,161
0,38	1,160	1,158	1,157	1,156	1,154	1,152	1,151	1,150	1,148	1,147
0,39	1,145	1,144	1,142	1,141	1,140	1,138	1,137	1,135	1,134	1,132
x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 (продолжение)

$x = 0,400 \div 0,599$

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,40	1,131	1,130	1,128	1,127	1,125	1,124	1,123	1,121	1,120	1,118
0,41	1,117	1,115	1,114	1,113	1,111	1,110	1,108	1,107	1,106	1,104
0,42	1,103	1,102	1,100	1,099	1,098	1,096	1,095	1,094	1,092	1,091
0,43	1,089	1,088	1,087	1,085	1,084	1,083	1,081	1,080	1,079	1,077
0,44	1,076	1,075	1,073	1,072	1,071	1,069	1,068	1,067	1,065	1,064
0,45	1,063	1,061	1,060	1,059	1,057	1,056	1,055	1,053	1,052	1,051
0,46	1,050	1,048	1,047	1,046	1,044	1,043	1,042	1,040	1,039	1,038
0,47	1,037	1,035	1,034	1,033	1,032	1,030	1,029	1,028	1,026	1,025
0,48	1,024	1,022	1,021	1,020	1,018	1,017	1,016	1,015	1,014	1,012
0,49	1,011	1,010	1,008	1,007	1,006	1,005	1,003	1,002	1,001	1,000

0,50	0,998	0,997	0,996	0,995	0,993	0,992	0,991	0,990	0,988	0,987
0,51	0,986	0,985	0,983	0,982	0,981	0,980	0,978	0,977	0,976	0,975
0,52	0,974	0,972	0,972	0,970	0,969	0,967	0,966	0,965	0,964	0,962
0,53	0,961	0,960	0,959	0,958	0,956	0,955	0,954	0,953	0,951	0,950
0,54	0,949	0,948	0,947	0,945	0,944	0,943	0,942	0,941	0,939	0,938
0,55	0,937	0,936	0,934	0,933	0,932	0,931	0,930	0,928	0,927	0,926
0,56	0,925	0,924	0,922	0,921	0,920	0,919	0,918	0,916	0,915	0,914
0,57	0,913	0,912	0,910	0,909	0,908	0,907	0,906	0,904	0,903	0,902
0,58	0,901	0,900	0,899	0,897	0,896	0,895	0,894	0,893	0,892	0,890
0,59	0,889	0,888	0,887	0,886	0,884	0,883	0,882	0,881	0,880	0,878

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
-----	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---

$x = 0,600 \div 0,799$

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,60	0,877	0,876	0,875	0,874	0,872	0,871	0,870	0,869	0,868	0,866
0,61	0,865	0,864	0,863	0,862	0,861	0,860	0,858	0,857	0,856	0,855
0,62	0,854	0,852	0,851	0,850	0,849	0,848	0,846	0,845	0,844	0,843
0,63	0,842	0,840	0,839	0,838	0,837	0,836	0,835	0,833	0,832	0,831
0,64	0,830	0,829	0,828	0,827	0,826	0,824	0,823	0,822	0,821	0,819
0,65	0,818	0,817	0,816	0,814	0,813	0,812	0,811	0,810	0,809	0,808
0,66	0,806	0,805	0,804	0,803	0,802	0,800	0,799	0,798	0,797	0,796
0,67	0,794	0,793	0,792	0,791	0,790	0,788	0,787	0,786	0,785	0,784
0,68	0,782	0,781	0,780	0,779	0,778	0,777	0,775	0,774	0,773	0,772
0,69	0,771	0,770	0,768	0,767	0,766	0,764	0,763	0,762	0,761	0,760

0,70	0,759	0,757	0,756	0,755	0,754	0,753	0,751	0,750	0,749	0,748
0,71	0,747	0,745	0,744	0,743	0,742	0,740	0,739	0,738	0,737	0,736
0,72	0,734	0,733	0,732	0,731	0,730	0,728	0,727	0,726	0,725	0,723
0,73	0,722	0,721	0,720	0,718	0,717	0,716	0,715	0,714	0,712	0,711
0,74	0,710	0,709	0,707	0,706	0,705	0,704	0,702	0,701	0,700	0,699
0,75	0,697	0,696	0,695	0,694	0,692	0,691	0,690	0,688	0,687	0,686
0,76	0,685	0,684	0,682	0,681	0,680	0,678	0,677	0,676	0,675	0,672
0,77	0,672	0,671	0,669	0,668	0,667	0,666	0,664	0,663	0,662	0,660
0,78	0,659	0,658	0,657	0,655	0,654	0,652	0,651	0,650	0,648	0,647
0,79	0,646	0,644	0,643	0,642	0,641	0,639	0,638	0,636	0,635	0,634

x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
-----	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---

ПРИЛОЖЕНИЕ 1 (окончание)

$$x = 0,800 \div 0,999$$

x	0	1	2	3	4	5	6	7		9
0,80	0,632	0,631	0,630	0,628	0,627	0,626	0,624	0,623	0,622	0,620
0,81	0,619	0,618	0,616	0,615	0,614	0,612	0,611	0,609	0,608	0,606
0,82	0,605	0,604	0,602	0,601	0,599	0,598	0,596	0,595	0,594	0,592
0,83	0,591	0,589	0,588	0,586	0,585	0,584	0,582	0,581	0,579	0,578
0,84	0,576	0,575	0,573	0,572	0,570	0,569	0,567	0,566	0,564	0,563
0,85	0,561	0,560	0,558	0,556	0,555	0,554	0,552	0,550	0,549	0,547
0,86	0,546	0,544	0,542	0,541	0,539	0,538	0,536	0,534	0,533	0,531
0,87	0,530	0,528	0,526	0,525	0,523	0,521	0,520	0,518	0,516	0,515
0,88	0,513	0,511	0,510	0,508	0,506	0,504	0,502	0,501	0,499	0,497
0,89	0,495	0,494	0,492	0,490	0,488	0,486	0,484	0,483	0,481	0,479
0,90	0,477	0,475	0,473	0,471	0,469	0,468	0,466	0,464	0,462	0,460
0,91	0,458	0,456	0,454	0,452	0,449	0,447	0,445	0,443	0,441	0,439
0,92	0,437	0,435	0,432	0,430	0,428	0,426	0,424	0,421	0,419	0,417
0,93	0,414	0,412	0,410	0,407	0,405	0,402	0,400	0,398	0,395	0,393
0,94	0,390	0,387	0,385	0,382	0,379	0,377	0,374	0,371	0,368	0,366
0,95	0,363	0,360	0,357	0,354	0,351	0,348	0,344	0,341	0,338	0,335
0,96	0,332	0,328	0,325	0,321	0,318	0,314	0,310	0,306	0,302	0,298
0,97	0,294	0,290	0,286	0,282	0,277	0,272	0,268	0,263	0,258	0,252
0,98	0,247	0,241	0,235	0,229	0,223	0,216	0,209	0,201	0,194	0,185
0,99	0,176	0,166	0,156	0,144	0,130	0,115	0,097	0,075	0,046	0,000
x	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

Таблица значений кинематической функции для расчета хода поршня

$$\sigma = \frac{s}{r} = \left(1 + \frac{1}{\lambda}\right) - \left(\cos \alpha + \frac{1}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \sin^2 \alpha}\right)$$

α, град	λ														
	1/3.2	1/3.3	1/3.4	1/3.	1/3.6	1/3.7	1/3.8	1/3.9	1/4.0	1/4.1	1/4.2	1/4.3	1/4.4	1/4.5	
0	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000	0,00000
2,5	0,00132	0,00131	0,00130	0,00130	0,00128	0,00126	0,00125	0,00124	0,00123	0,00122	0,00121	0,00120	0,00120	0,00119	0,00119
5	0,0050	0,0050	0,0049	0,0049	0,0049	0,0048	0,0048	0,0048	0,0048	0,0047	0,0047	0,0047	0,0046	0,0046	0,0046
7,5	0,0112	0,0111	0,0111	0,0110	0,0110	0,0109	0,0108	0,0108	0,0107	0,0106	0,0105	0,0104	0,0104	0,0104	0,0104
10	0,0199	0,0198	0,0196	0,0195	0,0194	0,0193	0,0192	0,0191	0,0190	0,0189	0,0188	0,0187	0,0187	0,0186	0,0186
12,5	0,0309	0,0306	0,0304	0,0303	0,0302	0,0300	0,0299	0,0297	0,0296	0,0295	0,0293	0,0292	0,0290	0,0289	0,0289
15	0,0446	0,0443	0,0439	0,0437	0,0434	0,0431	0,0429	0,0427	0,0425	0,0423	0,0421	0,0419	0,0417	0,0415	0,0415
17,5	0,0604	0,0602	0,0597	0,0593	0,0588	0,0586	0,0584	0,0580	0,0576	0,0572	0,0571	0,0569	0,0567	0,0565	0,0565
20	0,0787	0,0781	0,0775	0,0771	0,0766	0,0762	0,0758	0,0754	0,0750	0,0746	0,0743	0,0739	0,0736	0,0733	0,0733
22,5	0,0992	0,0987	0,0978	0,0971	0,0966	0,0960	0,0955	0,0950	0,0945	0,0940	0,0936	0,0931	0,0928	0,0924	0,0924
25	0,1218	0,1209	0,1200	0,1193	0,1186	0,1179	0,1173	0,1167	0,1161	0,1156	0,1150	0,1145	0,1141	0,1136	0,1136
27,5	0,1465	0,1455	0,1446	0,1435	0,1427	0,1419	0,1412	0,1404	0,1398	0,1391	0,1384	0,1377	0,1370	0,1363	0,1363
30	0,1733	0,1721	0,1709	0,1699	0,1689	0,1679	0,1671	0,1662	0,1653	0,1646	0,1639	0,1631	0,1626	0,1619	0,1619
32,5	0,2020	0,2005	0,1993	0,1980	0,1969	0,1958	0,1948	0,1938	0,1929	0,1920	0,1911	0,1902	0,1896	0,1888	0,1888
35	0,2328	0,2312	0,2296	0,2282	0,2269	0,2256	0,2244	0,2233	0,2222	0,2212	0,2202	0,2193	0,2181	0,2174	0,2174
37,5	0,2651	0,2634	0,2617	0,2601	0,2584	0,2571	0,2557	0,2544	0,2532	0,2520	0,2510	0,2500	0,2489	0,2480	0,2480
40	0,2993	0,2973	0,2953	0,2936	0,2919	0,2902	0,2888	0,2874	0,2859	0,2847	0,2835	0,2823	0,2812	0,2800	0,2800
42,5	0,3350	0,3333	0,3307	0,3286	0,3266	0,3249	0,3233	0,3217	0,3202	0,3188	0,3174	0,3160	0,3148	0,3134	0,3134
45	0,3722	0,3697	0,3672	0,3652	0,3631	0,3611	0,3594	0,3576	0,3559	0,3544	0,3529	0,3514	0,3501	0,3487	0,3487
47,5	0,4105	0,4079	0,4053	0,4028	0,4007	0,3986	0,3966	0,3947	0,3930	0,3913	0,3896	0,3879	0,3866	0,3852	0,3852
50	0,4504	0,4475	0,4447	0,4422	0,4398	0,4374	0,4353	0,4333	0,4313	0,4295	0,4277	0,4260	0,4246	0,4228	0,4228
52,5	0,4910	0,4879	0,4850	0,4822	0,4798	0,4773	0,4750	0,4728	0,4708	0,4688	0,4669	0,4652	0,4636	0,4617	0,4617
55	0,5333	0,5299	0,5266	0,5238	0,5210	0,5183	0,5159	0,5135	0,5112	0,5092	0,5072	0,5052	0,5033	0,5016	0,5016
57,5	0,5760	0,5723	0,5688	0,5657	0,5627	0,5601	0,5576	0,5550	0,5526	0,5504	0,5483	0,5461	0,5443	0,5425	0,5425

α, град	λ																α, град
	1/3.2	1/3.3	1/3.4	1/3.5	1/3.6	1/3.7	1/3.8	1/3.9	1/4.0	1/4.1	1/4.2	1/4.3	1/4.4	1/4.5			
60	0,6197	0,6159	0,6121	0,6090	0,6059	0,6028	0,6001	0,5975	0,5949	0,5926	0,5904	0,5881	0,5861	0,5841	60		
62,5	0,6637	0,6595	0,6559	0,6524	0,6494	0,6463	0,6432	0,6413	0,6379	0,6356	0,6330	0,6308	0,6286	0,6265	62,5		
65	0,7087	0,7045	0,7004	0,6969	0,6935	0,6901	0,6872	0,6843	0,6814	0,6789	0,6765	0,6740	0,6717	0,6696	65		
67,5	0,7539	0,7493	0,7451	0,7415	0,7381	0,7346	0,7313	0,7283	0,7255	0,7227	0,7200	0,7177	0,7154	0,7132	67,5		
70	0,7993	0,7949	0,7904	0,7867	0,7830	0,7793	0,7762	0,7730	0,7699	0,7672	0,7646	0,7619	0,7596	0,7572	70		
72,5	0,8449	0,8405	0,8360	0,8320	0,8280	0,8244	0,8209	0,8176	0,8146	0,8118	0,8089	0,8064	0,8039	0,8015	72,5		
75	0,8908	0,8860	0,8813	0,8774	0,8734	0,8695	0,8662	0,8629	0,8596	0,8568	0,8539	0,8511	0,8486	0,8461	75		
77,5	0,9362	0,9311	0,9267	0,9221	0,9185	0,9145	0,9109	0,9077	0,9046	0,9015	0,8986	0,8958	0,8933	0,8908	77,5		
80	0,9820	0,9770	0,9721	0,9680	0,9639	0,9593	0,9561	0,9529	0,9495	0,9465	0,9436	0,9406	0,9381	0,9355	80		
85	1,0722	1,0671	1,0620	1,0579	1,0537	1,0495	1,0460	1,0424	1,0389	1,0359	1,0328	1,0298	1,0271	1,0244	85		
90	1,1606	1,1555	1,1504	1,1462	1,1419	1,1377	1,1341	1,1306	1,1270	1,1240	1,1209	1,1179	1,1151	1,1124	90		
95	1,2465	1,2414	1,2363	1,2321	1,2280	1,2238	1,2203	1,2167	1,2132	1,2102	1,2072	1,2041	1,2013	1,1988	95		
100	1,3293	1,3243	1,3194	1,3152	1,3112	1,3071	1,3037	1,3002	1,2968	1,2938	1,2909	1,2879	1,2853	1,2827	100		
105	1,4084	1,4037	1,3989	1,3950	1,3911	1,3871	1,3838	1,3805	1,3772	1,3745	1,3716	1,3687	1,3662	1,3637	105		
110	1,4834	1,4789	1,4745	1,4707	1,4670	1,4634	1,4602	1,4571	1,4539	1,4513	1,4486	1,4459	1,4435	1,4412	110		
115	1,5539	1,5493	1,5456	1,5422	1,5388	1,5353	1,5324	1,5296	1,5267	1,5242	1,5217	1,5192	1,5169	1,5146	115		
120	1,6197	1,6159	1,6121	1,6090	1,6059	1,6028	1,6000	1,5973	1,5949	1,5926	1,5904	1,5881	1,5861	1,5841	120		
125	1,6804	1,6771	1,6737	1,6710	1,6682	1,6654	1,6631	1,6607	1,6583	1,6563	1,6543	1,6523	1,6503	1,6488	125		
130	1,7360	1,7331	1,7302	1,7278	1,7254	1,7229	1,7209	1,7189	1,7168	1,7151	1,7133	1,7112	1,7100	1,7096	130		
135	1,7864	1,7839	1,7814	1,7794	1,7773	1,7753	1,7736	1,7718	1,7701	1,7786	1,7671	1,7656	1,7643	1,7629	135		
140	1,8314	1,8294	1,8274	1,8257	1,8240	1,8223	1,8209	1,8195	1,8183	1,8168	1,8156	1,8144	1,8132	1,8120	140		
145	1,8711	1,8695	1,8679	1,8665	1,8652	1,8639	1,8627	1,8616	1,8605	1,8595	1,8585	1,8576	1,8563	1,8559	145		
150	1,9054	1,9042	1,9030	1,9020	1,9010	1,9000	1,8991	1,8983	1,8974	1,8967	1,8959	1,8952	1,8946	1,8939	150		
155	1,9344	1,9335	1,9327	1,9320	1,9312	1,9305	1,9299	1,9293	1,9287	1,9282	1,9277	1,9271	1,9267	1,9261	155		
160	1,9581	1,9575	1,9569	1,9565	1,9560	1,9556	1,9552	1,9548	1,9544	1,9540	1,9537	1,9533	1,9531	1,9528	160		
165	1,9764	1,9761	1,9758	1,9756	1,9753	1,9750	1,9748	1,9745	1,9743	1,9741	1,9739	1,9737	1,9735	1,9733	165		
170	1,9895	1,9891	1,9888	1,9888	1,9888	1,9888	1,9888	1,9887	1,9886	1,9885	1,9884	1,9883	1,9883	1,9882	170		
175	1,9974	1,9973	1,9973	1,9973	1,9973	1,9972	1,9972	1,9972	1,9971	1,9971	1,9971	1,9971	1,9971	1,9970	175		
180	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	2,0000	180		

Таблица значений функции $1 - e^{-z}$

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,00	0,0 000	010	020	030	040	050	060	070	080	090
0,01	100	109	119	129	138	149	159	169	178	188
0,02	198	208	218	227	237	247	257	266	276	286
0,03	296	305	315	325	334	344	354	363	373	382
0,04	392	402	411	421	430	440	450	459	469	478
0,05	488	497	507	516	526	535	545	554	564	573
0,06	582	592	601	611	620	629	639	648	657	667
0,07	676	685	695	704	713	723	732	741	750	760
0,08	769	778	787	796	806	815	824	833	842	852
0,09	861	870	879	888	897	906	915	924	934	943
0,10	952	961	970	979	988	997	006	015	024	033
0,11	0,1 042	051	060	068	077	086	095	104	113	122
0,12	131	140	149	157	166	175	184	193	201	210
0,13	219	228	237	245	254	263	272	280	289	298
0,14	306	315	324	332	341	350	358	367	376	384
0,15	393	402	410	419	427	436	444	453	462	470
0,16	479	487	496	504	513	521	530	538	546	555
0,17	563	572	580	589	597	607	614	622	631	639
0,18	647	656	664	672	681	689	697	706	714	722
0,19	730	739	747	756	763	772	780	788	796	805
0,20	813	821	829	837	845	854	862	870	878	886
0,21	894	902	910	918	927	935	943	951	959	967
0,22	975	983	991	999	007	015	023	031	039	047
0,23	0,2 055	063	071	078	086	094	102	110	118	126
0,24	134	142	149	157	165	173	181	189	196	204
0,25	212	220	228	235	243	251	259	266	274	282
0,26	289	297	305	313	320	328	336	343	351	359
0,27	366	374	381	389	397	404	412	419	427	435
0,28	442	450	457	465	472	480	487	495	502	510
0,29	517	525	532	540	547	555	562	570	577	584
0,30	592	599	607	614	621	629	636	643	651	658
0,31	666	673	680	688	695	703	709	717	724	731
0,32	739	746	753	760	767	775	782	789	796	804
0,33	811	818	825	832	839	847	854	861	868	875
0,34	882	889	897	904	911	918	925	932	939	946
0,35	953	960	967	974	981	988	995	002	009	016
0,36	0,3 023	030	037	044	051	058	065	072	079	086
0,37	093	100	106	113	120	127	134	141	148	155
0,38	161	168	175	182	189	195	203	209	216	223
0,39	229	236	243	250	257	263	270	277	283	290
0,40	297	304	310	317	324	330	337	344	350	357
0,41	363	370	377	383	390	397	403	410	416	423
0,42	430	436	443	449	456	462	469	475	482	488
0,43	495	501	508	514	521	527	534	540	547	553
0,44	560	566	573	579	585	592	598	605	611	617
0,45	624	630	636	643	650	656	662	668	675	681
0,46	687	693	700	706	712	719	725	731	737	744
0,47	750	756	762	769	775	781	787	794	800	806
0,48	812	818	825	831	837	843	849	855	861	868
z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
0,49	0,3 874	880	886	892	898	904	910	916	923	929
0,50	935	941	947	953	959	965	971	977	983	989
0,51	955	001	007	013	019	025	031	037	043	049
0,52	0,4 055	061	067	073	079	084	090	096	102	108
0,53	114	120	126	132	137	143	149	155	161	167
0,54	173	178	184	190	196	202	208	213	219	225
0,55	231	236	242	248	254	259	265	271	276	282
0,56	288	294	299	305	311	316	322	328	333	339
0,57	345	350	356	362	367	373	379	384	390	395
0,58	401	407	412	418	423	429	435	440	446	451
0,59	457	462	468	473	479	484	490	495	501	506
0,60	512	517	523	528	534	539	545	550	556	561
0,61	566	572	577	583	588	594	599	604	610	615
0,62	621	626	631	637	642	647	653	658	663	669
0,63	674	679	685	690	695	701	706	711	717	722
0,64	727	732	738	743	748	753	759	764	769	774
0,65	780	785	790	795	800	806	811	816	821	826
0,66	831	837	842	847	852	857	862	868	873	878
0,67	883	888	893	898	903	908	914	919	924	929
0,68	934	939	944	949	954	959	964	969	974	979
0,69	984	989	994	999	004	009	014	019	024	029
0,70	0,5 034	039	044	049	054	059	064	069	074	079
0,71	084	088	093	098	103	108	113	118	123	128
0,72	132	137	142	147	152	157	162	166	171	176
0,73	181	186	191	195	200	205	210	215	219	224
0,74	229	234	238	243	248	253	257	262	267	272
0,75	276	281	286	290	295	300	305	309	314	319
0,76	323	328	333	337	342	347	351	356	361	365
0,77	370	374	379	384	388	393	398	402	407	411
0,78	416	421	425	430	434	439	443	448	452	457
0,79	462	466	471	475	480	484	489	493	498	502
0,80	507	511	516	520	525	529	534	538	543	547
0,81	551	556	560	565	569	574	578	582	587	591
0,82	596	600	604	609	613	618	622	626	631	635
0,83	640	644	648	653	657	661	666	670	674	679
0,84	683	687	692	696	700	704	709	713	717	722
0,85	726	730	734	739	743	747	751	756	760	764
0,86	768	773	777	781	785	789	794	798	802	806
0,87	810	815	819	—	827	831	836	840	844	848
0,88	852	856	860	865	869	873	877	881	885	889
0,89	893	898	902	906	910	914	918	922	926	930
0,90	934	938	942	946	951	955	959	963	967	971
0,91	975	979	983	987	991	995	999	003	007	011
0,92	0,6 015	019	023	027	031	035	039	043	047	051
0,93	054	058	062	066	070	074	078	082	086	090
0,94	094	098	102	105	109	113	117	121	125	129
0,95	133	136	140	144	148	152	156	160	163	167
0,96	171	175	179	183	186	190	194	198	202	205
0,97	209	213	217	221	224	228	232	236	239	243
0,98	247	251	254	258	262	266	269	273	277	281

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1,49	0,7 746	749	751	753	755	758	760	762	764	766
1,50	769	771	773	775	778	780	782	784	786	789
1,51	791	793	795	798	800	802	804	806	809	811
1,52	813	815	817	819	822	824	826	828	830	832
1,53	835	837	839	841	843	845	848	850	852	854
1,54	856	858	860	863	865	867	869	871	873	875
1,55	878	880	882	884	886	888	890	892	894	897
1,56	899	901	903	905	907	909	911	913	915	917
1,57	920	922	924	926	928	930	932	934	936	938
1,58	940	942	944	946	948	951	953	955	957	959
1,59	961	963	965	967	969	971	973	975	977	979
1,60	981	983	985	987	989	991	993	995	997	999
1,61	0,8 001	003	005	007	009	011	013	015	017	019
1,62	021	023	025	027	029	031	033	035	037	039
1,63	041	043	045	047	049	050	052	054	056	058
1,64	060	062	064	066	068	070	072	074	076	078
1,65	080	081	083	085	087	089	091	093	095	097
1,66	099	101	102	104	106	108	110	112	114	116
1,67	118	119	121	123	125	127	129	131	133	134
1,68	136	138	140	142	144	146	147	149	151	153
1,69	155	157	158	160	162	164	166	168	170	171
1,70	173	175	177	179	180	182	184	186	188	190
1,71	191	193	195	197	199	200	202	204	206	208
1,72	209	211	213	215	216	218	220	222	224	225
1,73	227	229	231	232	234	236	238	240	241	243
1,74	245	247	248	250	252	254	255	257	259	261
1,75	262	264	266	267	269	271	273	274	276	278
1,76	280	281	283	285	286	288	290	292	293	295
1,77	297	298	300	302	303	305	307	309	310	312
1,78	314	315	317	319	320	322	324	325	327	329
1,79	330	332	334	335	337	339	340	342	344	345
1,80	347	349	350	352	354	355	357	359	360	362
1,81	363	365	367	368	370	372	373	375	376	378
1,82	380	381	383	385	386	388	389	391	393	394
1,83	396	397	399	401	402	404	405	407	409	410
1,84	412	413	415	417	418	420	421	423	424	426
1,85	428	429	431	432	434	435	437	439	440	442
1,86	443	445	446	448	449	451	453	454	456	457
1,87	459	460	462	463	465	466	468	470	471	473
1,88	474	476	477	479	480	482	483	485	486	488
1,89	489	491	492	494	495	497	498	500	501	503
1,90	504	506	507	509	510	512	513	515	516	518
1,91	519	521	522	524	525	527	528	530	531	532
1,92	534	535	537	538	540	541	543	544	546	547
1,93	549	550	551	553	554	556	557	559	560	562
1,94	563	564	566	567	569	570	572	573	574	576
1,95	577	579	580	582	583	584	586	587	589	590
1,96	591	593	594	596	597	598	600	601	603	604
1,97	605	607	608	610	611	612	614	615	617	618
1,98	619	621	622	623	625	626	628	629	630	632
z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (продолжение)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1,99	0,8 633	634	636	637	639	640	641	643	644	645
2,00	647	648	649	651	652	653	655	656	657	659
2,01	660	661	663	664	665	667	668	669	671	672
2,02	673	675	676	677	679	680	681	683	684	685
2,03	687	688	689	691	692	693	695	696	697	698
2,04	700	701	702	704	705	706	707	709	710	711
2,05	713	714	715	717	718	719	720	722	723	724
2,06	725	727	728	729	731	732	733	734	736	737
2,07	738	739	741	742	743	744	746	747	748	749
2,08	751	752	753	754	756	757	758	759	761	762
2,09	763	764	766	767	768	769	771	772	773	774
2,10	775	777	778	779	780	782	783	784	785	786
2,11	788	789	790	791	792	794	795	796	797	798
2,12	800	801	802	803	804	806	807	808	809	810
2,13	812	813	814	815	816	818	819	820	821	822
2,14	823	825	826	827	828	829	830	832	833	834
2,15	835	836	837	839	840	841	842	843	844	846
2,16	847	848	849	850	851	853	854	855	856	857
2,17	858	859	861	862	863	864	865	866	867	868
2,18	870	871	872	873	874	875	876	877	879	880
2,19	881	882	883	884	885	886	888	889	890	891
2,20	892	893	894	895	896	897	899	900	901	902
2,21	903	904	905	906	907	908	910	911	912	913
2,22	914	915	916	917	918	919	920	921	923	924
2,23	925	926	927	928	929	930	931	932	933	934
2,24	935	936	938	939	940	941	942	943	944	945
2,25	946	947	948	949	950	951	952	953	954	955
2,26	956	958	959	960	961	962	963	964	965	966
2,27	967	968	969	970	971	972	973	974	975	976
2,28	977	978	979	980	981	982	983	984	985	986
2,29	987	988	989	990	991	992	993	994	995	996
2,30	997	998	999	000	001	002	003	004	005	006
2,31	0,9 007	008	009	010	011	012	013	014	015	016
2,32	017	018	019	020	021	022	023	024	025	026
2,33	027	028	029	030	031	032	033	034	035	036
2,34	037	038	039	040	041	042	—	043	044	045
2,35	046	047	048	049	050	051	052	053	054	055
2,36	056	057	058	059	060	061	—	062	063	064
2,37	065	066	067	068	069	070	071	072	073	074
2,38	—	075	076	077	078	079	080	081	082	083
2,39	084	085	086	—	087	088	089	090	091	092
2,40	093	094	095	096	097	098	099	099	100	101
2,41	102	103	104	105	105	106	107	108	109	110
2,42	111	112	113	113	114	115	116	117	118	119
2,43	120	121	121	122	123	124	125	126	127	128
2,44	128	129	130	131	132	133	134	134	135	136
2,45	137	138	139	140	141	141	142	143	144	145
2,46	146	147	147	148	149	150	151	152	152	153
2,47	154	155	156	157	158	158	159	160	161	162
2,48	163	163	164	165	166	167	168	168	169	170
z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (продолжение)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2,49	0,9 171	172	173	173	174	175	176	177	178	178
2,50	179	180	181	182	182	183	184	185	186	187
2,51	187	188	189	190	191	191	192	193	194	195
2,52	195	196	197	198	199	199	200	201	202	203
2,53	203	204	205	206	207	207	208	209	210	211
2,54	211	212	213	214	214	215	216	217	218	218
2,55	219	220	221	222	222	223	224	225	225	226
2,56	227	228	228	229	230	231	232	232	233	234
2,57	235	235	236	237	238	238	239	240	241	242
2,58	242	243	244	245	245	246	247	248	248	249
2,59	250	251	251	252	253	254	254	255	256	257
2,60	257	258	259	259	260	261	262	262	263	264
2,61	265	265	266	267	268	268	269	270	271	271
2,62	272	273	273	274	275	276	276	277	278	278
2,63	279	280	281	281	282	283	284	284	285	286
2,64	286	287	288	289	289	290	291	291	292	293
2,65	293	294	295	296	297	298	298	298	299	300
2,66	301	301	302	303	303	304	305	305	306	307
2,67	307	308	309	310	310	311	312	312	313	314
2,68	314	315	316	316	317	318	318	319	320	321
2,69	321	322	323	323	324	325	325	326	327	327
2,70	328	329	329	330	331	331	332	333	333	334
2,71	335	335	336	337	337	338	339	339	340	341
2,72	341	342	343	343	344	345	345	346	347	347
2,73	348	348	349	350	350	351	352	352	353	354
2,74	354	355	356	356	357	357	358	359	359	360
2,75	361	361	362	363	363	364	365	365	366	366
2,76	367	368	368	369	369	370	371	371	372	373
2,77	373	374	375	375	376	377	377	378	378	379
2,78	380	380	381	381	382	383	383	384	385	385
2,79	386	386	387	388	388	389	389	390	391	391
2,80	392	393	393	394	394	395	396	396	397	397
2,81	398	399	399	400	400	401	402	402	403	403
2,82	404	405	405	406	406	407	408	408	409	409
2,83	410	410	411	412	412	413	413	414	415	415
2,84	416	416	417	417	418	419	419	420	420	421
2,85	422	422	423	423	424	424	425	426	426	427
2,86	427	428	428	429	430	430	431	431	432	432
2,87	433	434	434	435	435	436	436	437	438	438
2,88	439	439	440	440	441	441	442	443	443	444
2,89	444	445	445	446	446	447	448	448	449	449
2,90	450	450	451	451	452	453	453	454	454	455
2,91	455	456	456	457	457	458	459	459	460	460
2,92	461	461	462	462	463	463	464	464	465	465
2,93	466	467	467	468	468	469	469	470	470	471
2,94	471	472	472	473	473	474	475	475	476	476
2,95	477	477	478	478	479	479	480	480	481	481
2,96	482	482	483	483	484	484	485	485	486	486
2,97	487	487	488	488	489	489	490	490	491	492
2,98	492	493	493	494	494	495	495	496	496	497
z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (продолжение)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
2,99	0,9	497	498	498	499	499	500	500	501	502
3,00		502	503	503	504	504	505	505	506	507
3,01		507	508	508	509	509	510	510	511	511
3,02		512	512	513	513	514	514	515	515	516
3,03		517	517	518	518	519	519	520	520	521
3,04		522	522	523	523	524	524	525	525	526
3,05		526	527	527	528	528	529	529	530	531
3,06		531	532	532	533	533	533	534	534	535
3,07		536	536	537	537	538	538	539	539	540
3,08		540	541	541	542	542	543	543	544	545
3,09		545	545	546	546	547	547	548	548	549
3,10		550	550	550	551	551	552	552	553	554
3,11		554	554	555	555	556	556	557	557	558
3,12		558	559	559	560	560	561	561	562	562
3,13		563	563	564	564	565	565	566	566	567
3,14		567	567	568	568	569	569	570	570	571
3,15		571	572	572	573	573	574	574	575	575
3,16		576	576	577	577	577	578	578	579	580
3,17		580	580	581	581	582	582	583	583	584
3,18		584	585	585	585	586	586	587	587	588
3,19		588	589	589	590	590	590	591	591	592
3,20		592	593	593	594	594	594	595	595	596
3,21		596	597	597	598	598	599	599	600	600
3,22		600	601	601	602	602	603	603	604	604
3,23		604	605	605	606	606	606	607	607	608
3,24		608	609	609	610	610	610	611	611	612
3,25		612	613	613	613	614	614	615	615	616
3,26		616	616	617	617	618	618	619	619	620
3,27		620	620	621	621	622	622	623	623	623
3,28		624	624	624	625	625	626	626	627	627
3,29		627	628	628	629	629	629	630	630	631
3,30		631	632	632	632	633	633	633	634	634
3,31		635	635	636	636	636	637	637	637	638
3,32		638	639	639	640	640	640	641	641	642
3,33		642	642	643	643	643	644	644	645	645
3,34		646	646	646	647	647	647	648	648	649
3,35		649	650	650	650	651	651	652	652	652
3,36		653	653	653	654	654	654	655	655	656
3,37		656	656	657	657	657	658	658	659	659
3,38		660	660	660	661	661	661	662	662	663
3,39		663	663	664	664	664	665	665	666	666
3,40		666	667	667	667	668	668	669	669	669
3,41		670	670	670	671	671	671	672	672	673
3,42		673	673	674	674	674	675	675	675	676
3,43		676	676	677	677	677	678	678	679	679
3,44		679	680	680	680	681	681	682	682	682
3,45		683	683	683	683	684	684	684	685	685
3,46		686	686	686	687	687	687	688	688	689
3,47		689	689	689	690	690	690	691	691	692
3,48		692	692	693	693	693	694	694	694	695

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (продолжение)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
3,49	0,9 695	695	696	696	696	697	697	697	697	698
3,50	698	698	699	699	699	700	700	700	700	701
3,51	701	701	702	702	702	703	703	703	703	704
3,52	704	704	705	705	705	705	706	706	706	707
3,53	707	707	708	708	708	708	709	709	709	710
3,54	710	710	710	711	711	711	712	712	712	712
3,55	713	713	713	714	714	714	714	715	715	715
3,56	716	716	716	716	717	717	717	718	718	718
3,57	718	719	719	719	720	720	720	720	721	721
3,58	721	722	722	722	722	723	723	723	723	724
3,59	724	724	725	725	725	725	726	726	726	726
3,60	727	727	727	727	727	727	727	729	729	729
3,61	729	730	730	730	731	731	731	731	732	732
3,62	732	732	733	733	733	734	734	734	734	735
3,63	735	735	735	736	736	736	736	737	737	737
3,64	737	738	738	738	739	739	739	739	740	740
3,65	740	740	741	741	741	741	742	742	742	742
3,66	743	743	743	743	744	744	744	744	745	745
3,67	745	745	746	746	746	747	747	747	747	748
3,68	748	748	748	749	749	749	749	750	750	750
3,69	750	751	751	751	751	752	752	752	752	753
3,70	753	753	753	753	754	754	754	754	755	755
3,71	755	755	756	756	756	756	757	757	757	757
3,72	758	758	758	758	759	759	759	759	760	760
3,73	760	760	761	761	761	761	762	762	762	762
3,74	762	763	763	763	763	764	764	764	764	765
3,75	765	765	765	765	766	766	766	766	767	767
3,76	767	767	768	768	768	768	769	769	769	769
3,77	769	770	770	770	770	771	771	771	771	772
3,78	772	772	772	772	773	773	773	773	774	774
3,79	774	774	774	775	775	775	775	776	776	776
3,80	776	777	777	777	777	777	778	778	778	778
3,81	779	779	779	779	779	780	780	780	780	781
3,82	781	781	781	781	782	782	782	782	782	783
3,83	783	783	783	784	784	784	784	784	785	785
3,84	785	785	785	786	786	786	786	787	787	787
3,85	787	787	788	788	788	788	788	789	789	789
3,86	789	790	790	790	790	790	791	791	791	791
3,87	791	792	792	792	792	792	793	793	793	793
3,88	793	794	794	794	794	795	795	795	795	795
3,89	796	796	796	796	796	797	797	797	797	797
3,90	798	798	798	798	798	799	799	799	799	799
3,91	800	800	800	800	800	801	801	801	801	801
3,92	802	802	802	802	802	803	803	803	803	803
3,93	804	804	804	804	804	805	805	805	805	805
3,94	806	806	806	806	806	806	807	807	807	807
3,95	807	808	808	808	808	808	809	809	809	809
3,96	809	810	810	810	810	810	811	811	811	811
3,97	811	811	812	812	812	812	812	813	813	813
3,98	813	813	814	814	814	814	814	814	815	815

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (продолжение)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
3,99	0,9	815	815	815	816	816	816	816	816	817
4,00		817	817	817	817	818	818	818	818	818
4,01		819	819	819	819	819	820	820	820	820
4,02		820	821	821	821	821	822	822	822	822
4,03		822	822	823	823	823	823	823	824	824
4,04		824	824	824	825	825	825	825	825	826
4,05		826	826	826	826	826	827	827	827	827
4,06		828	828	828	828	828	829	829	829	829
4,07		829	829	830	830	830	830	830	831	831
4,08		831	831	831	831	832	832	832	832	832
4,09		833	833	833	833	833	834	834	834	834
4,10		834	834	835	835	835	835	835	836	836
4,11		836	836	836	836	837	837	837	837	837
4,12		838	838	838	838	838	839	839	839	839
4,13		839	839	839	840	840	840	840	840	841
4,14		841	841	841	841	841	842	842	842	842
4,15		842	843	843	843	843	843	843	844	844
4,16		844	844	844	844	845	845	845	845	845
4,17		845	846	846	846	846	846	847	847	847
4,18		847	847	847	847	848	848	848	848	848
4,19		849	849	849	849	849	849	850	850	850
4,20		850	850	850	850	851	851	851	851	851
4,21		852	852	852	852	852	852	853	853	853
4,22		853	853	853	853	854	854	854	854	854
4,23		854	855	855	855	855	855	855	856	856
4,24		856	856	856	856	856	857	857	857	857
4,25		857	858	858	858	858	858	858	858	859
4,26		859	859	859	859	859	860	860	860	860
4,27		860	860	860	861	861	861	861	861	861
4,28		862	862	862	862	862	862	863	863	863
4,29		863	863	863	863	864	864	864	864	864
4,30		864	864	865	865	865	865	865	865	866
4,31		866	866	866	866	866	866	867	867	867
4,32		867	867	867	867	868	868	868	868	868
4,33		868	868	869	869	869	869	869	869	870
4,34		870	870	870	870	870	870	871	871	871
4,35		871	871	871	871	871	872	872	872	872
4,36		872	872	872	873	873	873	873	873	873
4,37		873	874	874	874	874	874	874	874	875
4,38		875	875	875	875	875	876	876	876	876
4,39		876	876	876	876	877	877	877	877	877
4,40		877	877	877	878	878	878	878	878	878
4,41		878	879	879	879	879	879	879	879	880
4,42		880	880	880	880	880	880	880	881	881
4,43		881	881	881	881	881	882	882	882	882
4,44		882	882	882	882	883	883	883	883	883
4,45		883	883	883	884	884	884	884	884	884
4,46		884	884	885	885	885	885	885	885	885
4,47		886	886	886	886	886	886	886	886	887
4,48		887	887	887	887	887	887	887	888	888

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (продолжение)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
4,49	0,9 888	888	888	888	888	888	888	889	889	889
4,50	889	889	889	889	889	889	890	890	890	890
4,51	890	890	890	890	890	891	891	891	891	891
4,52	891	891	891	891	892	892	892	892	892	892
4,53	892	892	892	893	893	893	893	893	893	893
4,54	893	893	893	894	894	894	894	894	894	894
4,55	894	894	895	895	895	895	895	895	895	895
4,56	895	895	896	896	896	896	896	896	896	896
4,57	896	897	897	897	897	897	897	897	897	897
4,58	897	898	898	898	898	898	898	898	898	898
4,59	898	899	899	899	899	899	899	899	899	899
4,60	899	900	900	900	900	900	900	900	900	900
4,61	900	901	901	901	901	901	901	901	901	901
4,62	901	902	902	902	902	902	902	902	902	902
4,63	902	903	903	903	903	903	903	903	903	903
4,64	903	904	904	904	904	904	904	904	904	904
4,65	904	904	905	905	905	905	905	905	905	905
4,66	905	905	906	906	906	906	906	906	906	906
4,67	906	906	906	907	907	907	907	907	907	907
4,68	907	907	907	907	908	908	908	908	908	908
4,69	908	908	908	908	908	909	909	909	909	909
4,70	909	909	909	909	909	910	910	910	910	910
4,71	910	910	910	910	910	910	910	911	911	911
4,72	911	911	911	911	911	911	911	911	912	912
4,73	912	912	912	912	912	912	912	912	912	913
4,74	913	913	913	913	913	913	913	913	913	913
4,75	913	914	914	914	914	914	914	914	914	914
4,76	914	914	915	915	915	915	915	915	915	915
4,77	915	915	915	915	916	916	916	916	916	916
4,78	916	916	916	916	916	916	917	917	917	917
4,79	917	917	917	917	917	917	917	917	918	918
4,80	918	918	918	918	918	918	918	918	918	918
4,81	919	919	919	919	919	919	919	919	919	919
4,82	919	919	919	920	920	920	920	920	920	920
4,83	920	920	920	920	920	921	921	921	921	921
4,84	921	921	921	921	921	921	921	921	922	922
4,86	922	923	923	923	923	923	923	923	923	923
4,87	923	923	923	923	924	924	924	924	924	924
4,88	924	924	924	924	924	924	924	925	925	925
4,90	926	926	926	926	926	926	262	926	926	926
4,91	926	926	926	926	927	927	927	927	927	927
4,92	927	927	927	927	927	927	927	928	928	928
4,94	928	929	929	929	929	929	929	929	929	929
4,95	929	929	929	929	929	930	930	930	930	930
4,97	931	931	931	931	931	931	931	931	931	931
4,98	931	931	931	931	932	932	932	932	932	932
4,99	932	932	932	932	932	932	932	932	932	933
5,01	933	933	933	933	934	934	934	934	934	934
5,02	934	934	934	934	934	934	934	934	934	935
5,04	935	935	935	935	936	936	936	936	936	936

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (продолжение)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
5,06	0,9 937	937	937	937	937	937	937	937	937	937
5,07	937	937	937	937	937	937	938	938	938	938
5,09	938	939	939	939	939	939	939	939	939	939
5,10	939	939	939	939	939	939	939	939	940	940
5,12	940	940	940	940	940	941	941	941	941	941
5,14	941	941	942	942	942	942	942	942	942	942
5,15	942	942	942	942	942	942	942	942	942	943
5,17	943	943	943	943	943	943	943	944	944	944
5,19	944	944	944	944	945	945	945	945	945	945
5,21	945	945	945	946	946	946	946	946	946	946
5,23	946	947	947	947	947	947	947	947	947	947
5,25	948	948	948	948	948	948	948	948	948	948
5,26	948	948	948	948	948	948	948	948	948	949
5,28	949	949	949	949	949	949	949	949	949	950
5,30	950	950	950	950	950	950	950	950	950	951
5,32	951	951	951	951	951	951	951	951	951	952
5,35	953	953	953	953	953	953	953	953	953	953
5,37	953	954	954	954	954	954	954	954	954	954
5,39	954	954	954	955	955	955	955	955	955	955
5,41	955	955	955	955	955	956	956	956	956	956
5,43	956	956	956	956	956	956	956	956	957	957
5,46	957	958	958	958	958	958	958	958	958	958
5,48	958	958	958	958	958	959	959	959	959	959
5,51	960	960	960	960	960	960	960	960	960	960
5,53	960	960	960	960	960	961	961	961	961	961
5,56	962	962	962	962	962	962	962	962	962	962
5,58	962	962	962	962	962	962	963	963	963	963
5,61	963	963	963	963	964	964	964	964	964	964
5,64	964	965	965	965	965	965	965	965	965	965
5,67	966	966	966	966	966	966	966	966	966	966
5,69	966	966	966	966	966	966	966	966	966	967
5,73	968	968	968	968	968	968	968	968	968	968
5,76	968	969	969	969	969	969	969	969	969	969
5,79	969	969	969	970	970	970	970	970	970	970
5,82	970	970	970	970	970	970	971	971	971	971
5,86	971	972	972	972	972	972	972	972	972	972
5,89	972	972	972	972	972	972	972	973	973	973
5,93	973	973	973	973	974	974	974	974	974	974
5,97	974	974	975	975	975	975	975	975	975	975
6,01	975	975	976	976	976	976	976	976	976	976
6,05	976	976	976	976	977	977	977	977	977	977
6,09	977	977	977	977	977	977	977	978	978	978
6,14	978	978	978	979	979	979	979	979	979	979
6,19	980	980	980	980	980	980	980	980	980	980
6,24	981	981	981	981	981	981	981	981	981	981
6,29	981	981	981	982	982	982	982	982	982	982
6,34	982	982	982	982	982	982	982	982	982	983
6,40	983	983	983	983	983	983	983	984	984	984
6,47	985	985	985	985	985	985	985	985	985	985
6,53	985	985	985	985	985	985	985	986	986	986

ПРИЛОЖЕНИЕ 3 (окончание)

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
6,60	986	986	986	986	986	986	986	986	986	987
6,68	0,9 987	987	987	987	987	987	988	988	988	988
6,76	988	988	988	988	988	988	988	988	989	989
6,85	989	989	989	989	989	989	989	989	989	990
6,96	991	991	991	991	991	991	991	991	991	991
7,07	991	992	992	992	992	992	992	992	992	992
7,19	992	992	992	992	992	992	992	993	993	993
7,33	993	993	993	993	993	993	993	993	993	994
7,50	994	994	994	994	994	994	994	995	995	995
7,70	995	995	995	995	995	995	995	995	996	996
7,95	996	996	996	996	996	996	996	996	996	997
8,29	997	997	997	997	997	997	998	998	998	998
8,80	998	998	998	998	998	998	999	999	999	999
9,90	999	999	999	999	999	1,0000	000	000	000	000
10,00	1,0 000	000	000	000	000	000	000	000	000	000

z	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---

ЛИТЕРАТУРА

1. Энгельс Ф., Анти-Дюринг, Госполитиздат, 1952.
2. Ленин В. И., Материализм и эмпириокритицизм, Госполитиздат, 1948.
3. Орлин А. С., Вырубов Д. Н., Краткий обзор деятельности кафедры «Двигатели внутреннего сгорания», МВТУ 1906—1954 гг. Сб. статей «Двигатели внутреннего сгорания», Машгиз, 1955.
4. Шюле В., Техническая термодинамика, т. I, кн. I, Главная редакция энергетической литературы, 1935.
5. Генкин К. И., Анализ и расчет влияния сгорания на рабочий процесс в двигателе с искровым зажиганием, Сб. трудов конференции «Поршневые двигатели внутреннего сгорания», Изд-во АН СССР, 1956.
6. Генкин К. И., Обсуждение докладов, Сб. трудов конференции «Поршневые двигатели внутреннего сгорания», Изд-во АН СССР, 1956.
7. Гончар Б. М., Уточненный способ расчета и построения индикаторной диаграммы двигателя, Сб. статей «Исследование рабочих процессов в дизелях», ЦНИДИ, 25, Машгиз, 1954.
8. Иноземцев Н. В., Кошкин В. К., Процессы сгорания в двигателях, Машгиз, 1949.
9. Нейман К., Кинетический анализ процесса сгорания в дизеле, Сб. монографий из иностранной литературы «Двигатели внутреннего сгорания», т. IV, Машгиз, 1938 (Ориг. статью см.: K. Neumann, Kinetische Analyse des Verbrennungsvorgang in der Dieselmachine. Forschung a. d. Geb. des Ing.-Wes., Nr. 2, 1936).
10. Вибе И. И., Теоретическое исследование рабочего процесса бескомпрессорного дизеля (новый термодинамический цикл и его исследование), «Труды Ленинградского института инженеров гражданского воздушного флота», вып. 12, 1937 (Сокращенное изложение см. в ж. «Дизелестроение» № 5 и 6, 1938).
11. Вибе И. И., Теоретическое исследование рабочего процесса бескомпрессорного дизеля при переменном угле опережения воспламенения, «Дизелестроение» № 5 и 6, 1939.
12. Минкин З. М., Исследование индикаторного процесса быстроходного двухтактного двигателя с противоположно движущимися поршнями, кандидатская диссертация, 1958.
13. Нейман К., Влияние скорости сгорания на рабочий процесс бескомпрессорного дизеля, Сб. монографий из иностранной литературы «Двигатели внутреннего сгорания», т. II, ОНТИ, 1936 (Ориг. статью см.: K. Neumann, Forschung a. d. Gebiete des Ingenieurwesens, Bd. 5, 1934).
14. Кушль М. Я., Исследование процесса сгорания в дизелях, «Дизелестроение» № 2 и 3, 1940.
15. Семенов Н. Н., Цепные реакции, Госхимтехиздат, 1934.
16. Семенов Н. Н., О цепных реакциях и теории горения, «Знание», сер. VIII, № 17, 1957.
17. Льюис Б., Эльбе Г., Горение, пламя и взрывы в газах, Изд-во иностр. лит., 1948.
18. Семенов Н. Н., О некоторых проблемах химической кинетики и реакционной способности, Изд-во АН СССР, 1954.
19. Глаголев Н. М., Рабочие процессы двигателей внутреннего сгорания, Машгиз, 1950.

20. Брилинг Н. Р., Вихерт М. М., Гутерман И. И., Быстроходные дизели, Машгиз, 1951.
21. Орлин А. С., Калиш Г. Г. и др., Двигатели внутреннего сгорания, т. I, Машгиз, 1951.
22. Сербинов А. И., Роль физических и химических процессов при самовоспламенении распыленных жидких топлив, Сб. трудов совещания «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951. (См. также материалы пленума ВНИТОЭ «Двигатели с воспламенением от сжатия», Машгиз, 1951).
23. Мелькумов Т. М., Теория быстроходного двигателя с самовоспламенением, Оборонгиз, 1953.
24. Акулов Н. С., Основы химической динамики, Изд-во МГУ, 1940.
25. Акулов Н. С., Теория цепных процессов, Гостехтеориздат, 1951.
26. Хитрин Л. Н., Физика горения и взрыва, Изд-во МГУ, 1957.
27. Семенов Н. Н., О цепных реакциях в химии, «Успехи химии», т. XXII, вып. 5, 1953.
28. Семенов Н. Н., Дискуссия «О некоторых вопросах теории цепных реакций», «Журнал физической химии», т. XXVII, вып. 6, 1953.
29. Кошкин В. К., О методах кинетического анализа процесса сгорания в быстроходном дизеле, «Труды МАИ», вып. IV, Оборонгиз, 1946.
30. Чаромский А. Д., Испытание, исследование и расчет авиационного дизеля, ОНТИ, 1934.
31. Семенов Н. Н. Тепловая теория горения и взрывов, «Успехи физических наук», т. XXIII, вып. 3; т. XXIV, вып. 4, 1940.
32. Сороко-Новицкий В. И., Динамика процесса сгорания и влияние его на мощность и экономичность двигателя, Машгиз, 1946.
33. Сороко-Новицкий В. И., Аналитический расчет процесса сгорания в двигателях, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.
34. Соколик А. С., Воинов А. Н., Свиридов Ю. Б., Влияние химических и турбулентных факторов на процесс сгорания в двигателях, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.
35. Карпов В. П., Горение газообразных смесей в двигателях, Машгиз, 1951.
36. Ливенгуд Дж., Лири У., Самовоспламенение при быстром сжатии, Сб. переводных статей «Вопросы горения» № 2, Изд-во иностр. лит., 1953 (Ориг. статью см.: Livengood I. and Leary W., Ind. Eng. Chem., 43, Nr. 12, 1951).
37. Мейль Т., Фотографирование процесса горения и детонации в поршневом двигателе с частотой 500 000 кадров в сек., Сб. переводных статей «Вопросы горения» № 2, Изд-во иностр. лит., 1953.
38. Флок Э., Обзор исследований процессов горения, Сб. I «Химические основы работы двигателя», Изд-во иностр. лит., 1948.
39. Соколик А. С., Процессы нормального сгорания в двигателях, «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.
40. Bouchard C. L., Taylor C. F., Taylor E. G., «SAE Journal», November, 1937.
41. Damköhler G., Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen, Zeitschr. für Electrochemie, Bd. 46, Nr. 11, 1940.
42. Щелкин К. И., О сгорании в турбулентном потоке, «Журнал технической физики», т. XIII, № 9, 10, 1943.
43. Rassweiler G., Withrow L. and Cornelius W., Engine Combustion and Pressure Development, «SAE Journal», vol. 46, No. 1, 1940.
44. Бугров Е. П., Теоретические и экспериментальные исследования горения газовой смеси в закрытом сосуде, «Труды краснознаменной ордена Ленина ВВА им. проф. Н. Е. Жуковского», вып. 180, 1947.
45. Семенов Н. Н., О типах кинетических кривых цепных реакций (I.—Закономерности автокаталитического типа), «Доклады АН СССР», т. XLIII, № 8, 1944.

46. Семенов Н. Н., О типах кинетических кривых цепных реакций. (II. — Учет взаимодействия активных частиц), «Доклады АН СССР», т. XLIV, № 2, 1944.
47. Чирков Н., Окисление углеводородов в газовой фазе, «Доклады АН СССР», т. LVII, № 9, 1947.
48. Соколик А. С., Самовоспламенение и сгорание в газах, «Успехи физических наук», т. XXIII, вып. 3, Гостехиздат, 1940.
49. Ерофеев Б. В., Обобщенное уравнение химической кинетики и его применение к реакциям с участием твердых веществ, «Доклады АН СССР», т. LII, № 6, 1946.
50. Кондратьев В. Н., Спектроскопическое изучение химических газовых реакций, Изд-во АН СССР, 1944.
51. Иноземцев Н. В., Физико-химическое исследование и расчет процесса быстроходного дизеля, «Дизелестроение» № 4, 5, 1939.
52. Коробов Б. Ф. и др., Испытание, исследование и расчет авиадизеля ЮМО-4, «Труды ЦИАМ», вып. 21, 1936.
53. Плешчанков И. А., Тепловой расчет двигателя на основе химической термодинамики, «Труды ВВА им. Н. Е. Жуковского», вып. 68, 1940.
54. Иноземцев Н. В., Влияние качества распыливания топлива на процесс сгорания в быстроходном дизеле, «Дизелестроение» № 11, 12, 1939.
55. Шмидт Ф., Сравнительные исследования рабочих процессов сгорания в двигателях с различным смесеобразованием, Сб. монографий из иностранной литературы «Двигатели внутреннего сгорания», т. IV, Машгиз, 1938.
56. Fischer H., Typical Indicator—Diagram Analysis with Respect to Effective Combustion, «SAE Journal», Vol. 35, No. 2, 1934.
57. Schmidt F. A. F., Ermittlung absoluter Entropiewerte aus statistischen Berechnungen und Kalorimetrischen Unterlagen und Anwendung auf technischen Rechnungen. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Nr. 2, 1937. (См. также русский перевод: Шмидт Ф., Определение абсолютных значений энтропии по статистическим и калориметрическим данным и применение их к техническим расчетам, Сб. монографий из иностранной литературы, «Двигатели внутреннего сгорания», т. IV, Машгиз, 1938).
58. Вукалович М. П., Кириллин В. А., Ремизов С. А., Силецкий В. С., Тимофеев В. Н., Термодинамические свойства газов, Машгиз, 1953.
59. Бугров Е. П. и др., Теория авиационного двигателя, под ред. А. К. Заикина, Оборонгиз, 1940.
60. Сороко-Новицкий В. И., Петров В. А., Теория легких двигателей, ОНТИ, 1938.
61. Ваншейдт В. А., Судовые двигатели внутреннего сгорания, Оборонгиз, 1938.
62. Ленин И. М., Теория автомобильных двигателей, Машгиз, 1958.
63. Фихтенгольц Г. М., Математика для инженеров, ч. II, вып. 2, Гостехиздат, 1933.
64. Huber E. W., Drehmomentverlauf, Klopffverhalten und PV-Diagramm von Fahrzeugmotoren mit «Verlängerter Dehnung», ATZ, H. 1, 1960.
65. Вибе И. И., О законе скорости сгорания в двигателях, Сб. статей по горной электротехнике, вып. XX, Углетехиздат, 1953.
66. Вибе И. И., Новый метод анализа процесса сгорания в двигателях по индикаторной диаграмме, Труды Свердловского сельскохозяйственного института, т. 6, изд. ССХИ, 1959.
67. Семенов Н. Н., Основные вопросы современной теории гомогенного горения однородных газовых систем, «Известия АН СССР», ОТН. № 5, 1953.
68. Зельдович Я. Б., Компанеец А. С., Теория детонации, Гостехиздат, 1955.
69. Соколик А. С., Основы теории детонации в двигателях, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.

70. Льюис Б., Экспериментальные методы исследования процессов горения в двигателях, Химические основы работы двигателя, Сб. 1, Изд-во иностр. лит., 1948.

71. Воинов А. Н., Экспериментальное исследование детонации в двигателях, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.

72. Иост В., Взрывы и горение в газах, Изд-во иностр. лит., 1952.

73. Achterberg A., Ursachen des Klopfens in Verbrennungsmotoren, Automobiltechnischezeitschrift (ATZ), Н. 7, 1956.

74. Зельдович Я. Б., Теория ударных волн и введение в газодинамику, Изд-во АН СССР, 1946.

75. Зауер Л. Н., Течение сжимаемой жидкости, Изд-во иностр. лит., 1954.

76. Schnauffer K., Engine-Cylinder Flame Propagation studied by New Methods, «SAE Journal», v. 34, 1934, No. 1.

77. Волчок Л. Я., Методы измерений в двигателях внутреннего сгорания, Машгиз, 1955.

78. Залого Б. Д., Проявление и измерение детонации в двигателе, Сб. трудов «Сгорание в транспортных поршневых двигателях», Изд-во АН СССР, 1951.

79. Пешкин М. А., Исследование влияния некоторых факторов на границы обеднения смеси в цилиндре бензинового двигателя, Сб. трудов «Поршневые двигатели внутреннего сгорания», Изд-во АН СССР, 1956.

80. Сергель О. С., Обсуждение докладов, Сб. трудов «Поршневые двигатели внутреннего сгорания», Изд-во АН СССР, 1956.

81. A. von Philippovich, Z. Elektrochem, 42, Nr. 7b, 1936.

82. Воинов А. Н., О детонации и воспламенении в двигателе с искровым зажиганием, Сб. трудов «Поршневые двигатели внутреннего сгорания», Изд-во АН СССР, 1956.

83. Орлин А. С. и др., Двигатели внутреннего сгорания, т. I, Машгиз, 1957.

84. Стечкин Б. С., Индикаторная диаграмма двигателя и процесс выделения тепла, Сб. трудов «Сгорание и смесеобразование в дизелях», Изд-во АН СССР, 1960.

85. Толстов А. И., К теории рабочего процесса быстроходного двигателя с воспламенением от сжатия, «Сб. материалов расширенного пленума комитета при ВНИТОЭ», Двигатели с воспламенением от сжатия, вып. 18, Машгиз, 1951.

86. Рикардо Г. Р., Быстроходные двигатели внутреннего сгорания Машгиз, 1960.

87. Кондратьев В. Н., Кинетика химических газовых реакций Изд-во АН СССР, 1958.

88. Калабин В. П., Тепловые процессы двигателей внутреннего сгорания, Машгиз, 1959.

89. Портнов Д. А., Рабочий процесс авиадизеля при наддуве с использованием энергии выхлопных газов, Оборонгиз, 1948.

90. Дьяченко Н. Х., Автотракторные двигатели с наддувом, Машгиз, 1953.

91. Акатов Е. И., Белов П. М., Дьяченко Н. Х., Мусатов В. С., Работа автомобильного двигателя на неустановившемся режиме, Машгиз, 1960.

92. Мазинг Е. К., Тепловой процесс двигателей внутреннего сгорания, ОНТИ, 1937.

93. Масленников М. М., Раппорт М. С., Авиационные поршневые двигатели, Оборонгиз, 1951.

94. Свиридов Ю. Б., Термодинамический анализ процесса сгорания, Сб. «Теория, конструкция, расчет и испытание двигателей внутреннего сгорания», вып. III, Изд-во АН СССР, 1957.

95. Свиридов Ю. Б., Влияние параметров процесса сгорания на инди-

- каторные показатели двигателя, Сб. «Теория, конструкция и расчет двигателей внутреннего сгорания», вып. III, Изд-во АН СССР, 1957.
96. Стечкин Б. С. и др., Индикаторная диаграмма, динамика тепловыделения и рабочий цикл быстроходного поршневого двигателя, Изд-во АН СССР, 1960.
97. Jante Alfred, Entwicklungsprobleme der Kraftfahrzeugmotoren, Akademie-Verlag, Berlin, 1958.
98. Jante A., Frick E., Das Wiebe-Brenngesetz, ein Fortschritt in der Thermodynamik der Kreisprozesse von Verbrennungsmotoren, Kraftfahrzeugtechnik, Н. 9, 1960.
99. Jante A., Der Weg zum Wiebe-Brenngesetz, Kraftfahrzeugtechnik, Н. 4, 1961.
100. Jante A., Grenzen des Wiebe-Brenngesetzes, Kraftfahrzeugtechnik, Н. 5, 1961.
101. Вибе И. И., К расчету рабочего цикла двигателя, «Труды Свердловского сельскохозяйственного института», т. 2, Машгиз, 1957.
102. Вибе И. И., Расчет рабочего цикла двигателя с учетом скорости сгорания и угла опережения воспламенения, «Автомобильная и тракторная промышленность» № 1, 1957.
103. Вибе И. И., Об оптимальном рабочем цикле двигателя с воспламенением от электрической искры, «Труды Свердловского сельскохозяйственного института», т. 6, 1959.
104. Вибе И. И., Влияние продолжительности и характера сгорания на рабочий цикл двигателя с воспламенением от электрической искры. «Энергетика и автоматика», «Известия АН СССР», ОТН, № 6, 1959.
105. Вибе И. И., Влияние максимальной скорости нормального сгорания на детонацию в двигателях, «Труды Свердловского сельскохозяйственного института», т. 6, 1959.
106. Вибе И. И., Фарафонов М. Ф., Расчет рабочего цикла дизеля при разных углах опережения воспламенения, «Труды Свердловского сельскохозяйственного института», т. 6, 1959.
107. Мизернюк Г. Н., Исследование индикаторного процесса быстроходного двигателя типа ЯАЗ-204, Сборник трудов МВТУ, «Двигатели внутреннего сгорания», № 25, Машгиз, 1954.
108. Файнлейб Б. Н., Исследование системы топливоподачи для автотракторных дизелей с дозированием топлива с помощью гидравлически управляемого клапана, автореферат диссертации на соискание ученой степени канд. техн. наук, Изд-во Ленинградского сельскохозяйственного института, 1961.
109. Файнлейб Б. Н., Снижение жесткости процесса сгорания путем применения ступенчатых законов подачи топлива, «Автомобильная промышленность» № 9, 1961.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Глава первая. Краткий обзор работ по расчетам скорости сгорания в двигателях	9
1. Формальный метод уточнения расчета линии сгорания	11
2. Уравнения, описывающие скорость сгорания в дизелях	12
3. Расчет скорости сгорания по скорости фронта пламени (двигатели с воспламенением от электрической искры)	29
Глава вторая. О закономерном характере скорости сгорания в двигателях	35
4. Уравнение скорости сгорания в двигателях	36
5. Подтверждение закономерности скорости сгорания опытными данными	52
6. Анализ параметров и уравнений скорости сгорания	74
7. Другие формы уравнения выгорания	86
Глава третья. Расчет рабочего цикла двигателя с учетом скорости сгорания и угла опережения воспламенения	90
8. Расчет процессов впуска и сжатия	91
9. Расчет отношения теплоемкостей рабочего тела	94
10. Расчет процесса сгорания	109
11. Расчет процесса расширения	122
12. Вычисление работы, среднего давления, коэффициента полезного действия цикла и удельного расхода топлива	123
13. Примеры расчета рабочего цикла	124
Глава четвертая. Исследование рабочего цикла двигателя с воспламенением от электрической искры	154
14. Общие замечания и исходные данные	154
15. Влияние на рабочий цикл продолжительности сгорания	156
16. Влияние на рабочий цикл показателя характера сгорания	162
Глава пятая. Влияние максимальной скорости нормального сгорания на детонацию в двигателях	172
17. Современные теории детонации	172
18. Образование первичной волны сжатия	174
19. Возникновение очагов воспламенения и вторичной ударной волны	177
20. Связь детонации с ускорением нормального процесса сгорания	179
21. Влияние продолжительности и характера сгорания на его максимальную скорость	184
Глава шестая. Исследование рабочего цикла дизеля	187
22. Общие соображения по методике исследования и исходные величины	187
23. Влияние на рабочий цикл дизеля продолжительности сгорания	190

24. Влияние на рабочий цикл дизеля показателя характера сгорания	199
25. Влияние на рабочий цикл дизеля степени сжатия и коэффициентов эффективности сгорания и избытка воздуха	207
26. Влияние наддува на рабочий цикл дизеля	216
<i>Глава седьмая. Новый метод анализа процесса сгорания по индикаторной диаграмме</i>	<i>221</i>
27. Общие замечания	221
28. Основные уравнения и формулы, используемые при анализе индикаторных диаграмм	223
29. Первый метод исследования процесса сгорания	225
30. Второй метод исследования процесса сгорания	229
31. Пример анализа процесса сгорания по индикаторной диаграмме	232
<i>Глава восьмая. Новые суммарные уравнения динамики цепных реакций</i>	<i>236</i>
32. Уравнение относительной плотности эффективных центров	236
33. Уравнение динамики цепных реакций	238
34. Проверка уравнений динамики опытными данными	242
35. Краткий анализ уравнений динамики	243
Приложения	248
Литература	265

Иван Иванович В и б е
НОВОЕ О РАБОЧЕМ ЦИКЛЕ ДВИГАТЕЛЯ

*

Обложка *М. Н. Гарипова*
Технический редактор *Н. А. Дугина*
Корректоры *В. П. Ярыгина, Н. К. Арсеньева*

*

НС25234 Сдано в производство 27/XII 1961 г.
Подписано к печати 30 V 1962 г. Печ. л. 17,0
Уч. изд. л. 17,0. Бум. л. 8,5. Формат
60×90¹/₁₆ Тираж 6000. Индекс 1—3—1—3В
Заказ 10. Цена 1 руб.

*

Типография из-ва «Уральский рабочий»,
г. Свердловск, ул. Ленина, 49

—

Отпечатано с набора, изготовленного
в типографии изд-ва «Уральский рабочий»,
в Свердловской типографии
«Металлургиздат». Зак. № 85.
г. Свердловск, Дом промышленности

Замеченные опечатки

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
16	5 снизу	<i>кгмоль/м³сек</i>	<i>моль/м³сек</i>
18	10 сверху	<i>ккал/кгмоль</i>	<i>ккал/моль</i>
32	11 сверху	$U_{mT} = \gamma U_{0T}$	$U_{mT} = \rho U_{0T}$
32	12 сверху	γ	ρ
32	12 сверху	удельного веса	плотности
145	3 снизу	1,43	1,3
153	6 сверху	значение P_i теор	значение g_i теор
205	1 снизу	развития	развитие
242	2 сверху	0,1;	1;