


851070

В. П. КАРПОВ

ГОРЕНИЕ
ГАЗООБРАЗНЫХ
СМЕСЕЙ
В ДВИГАТЕЛЯХ



МАШГИЗ 1951

В. П. КАРПОВ

ГОРЕНИЕ
ГАЗООБРАЗНЫХ
СМЕСЕЙ
В ДВИГАТЕЛЯХ

245015



ДЕРЖАВНА НАУКОВА
БІБЛІОТЕКА
ІМ. КОРОДІВКА НАРКІВ

№ 857070

19

20/20 57

ГОСУДАРСТВЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва 1951

8B

В книге дан метод расчета скорости распространения пламени в двигателях на основе теории акад. Н. Н. Семенова. Рассмотрен ряд примеров, связанных с горением газообразных смесей и распространением пламени в двигателях. Предложен расчет сгорания смесей по условному топливу в двигателях с зажиганием от искры.

Книга предназначена для научно-исследовательских институтов и инженеров, работающих в области исследования процесса горения смесей в двигателях.

Рецензенты проф. А. С. Соколик, доц. Ф. Ф. Симаков

Редактор проф. В. И. Сороко-Новицкий

Редакция литературы по автотракторной промышленности
Зав. редакцией инж. В. В. БРОКШ

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемый вниманию читателя труд представляет попытку использовать современную теорию теплового воспламенения и распространения пламени применительно к двигателям с гомогенным сгоранием смеси.

С целью выяснения возможности применения существующих теорий к этому случаю были выполнены расчеты, базирующиеся на основе опыта и практики работы с двигателями. К данным, определенным опытным путем, относятся, например, температуры выпускных клапанов двигателей, контактов свечи, явления теплового воспламенения смесей в двигателях, в особенности с воздушным охлаждением, и при наличии нагара в камерах сгорания в автомобильных двигателях с водяным охлаждением.

Так называемое калильное воспламенение в двигателях с воздушным охлаждением приходится часто наблюдать, когда эти двигатели работают в стационарных условиях или на режимах больших нагрузок. В подобных случаях при выключенном зажигании двигатель может работать длительное время.

При калильном воспламенении вследствие чрезмерно быстрого нарастания давления и большой конечной его величины иногда наблюдаются трещины днища поршня и головки цилиндра.

У автомобильных двигателей воспламенение смеси при наличии большого нагара на поверхности камеры сгорания обнаруживается обычно после того, когда выключено зажигание. Несмотря на выключенное зажигание, двигатель продолжает некоторое время работать. Последнее явление заставляет предполагать, что такой автомобильный двигатель на ходовых режимах работает вследствие теплового воспламенения рабочей смеси, в результате чего исключается возможность регулирования процесса сгорания изменением угла опережения зажигания.

В настоящей работе анализируются условия теплового воспламенения смесей и находятся границы, при которых его можно ожидать. Теоретически подтверждаются следующие мероприятия, способствующие снижению теплового воспламенения смеси:

- а) уменьшение диаметра цилиндра и размеров камеры сгорания;
- б) недопустимость температур поверхностей в цилиндре, приближающихся к 1000° абс.

На основании опытных данных и критических значений давления сжатия, а также предельных температур клапанов и корпуса свечи конструктор путем расчета может определить условия, при которых возможно появление воспламенения смеси на принятом рабочем диапа-

зоне оборотов быстроходного двигателя. Приведенные в тексте табл. 1—3 иллюстрируют допустимость подобного расчета.

Предложен способ расчета средней скорости распространения пламени в двигателе.

Для быстроходного двигателя с искровым зажиганием дан способ установления (по необходимой средней скорости распространения пламени для смеси данного состава) соответствующей степени сжатия, которая обеспечивала бы нормальную скорость сгорания при желательном числе оборотов. Влияние формы камеры сгорания и места расположения свечи принято во внимание при рассмотрении процесса распространения пламени. В конце труда приводятся опыты, выполненные инж. Л. Е. Ходановичем под руководством автора, подтверждающие полезность предлагаемого способа расчета средней скорости распространения пламени.

Теория и опыт убеждают в том, что анализ горения смесей в двигателях, основанный на представлениях о скорости распространения пламени и тепловом взрыве, является практически плодотворным.

При существующих в настоящее время технических приемах определения давления в цилиндрах быстроходных двигателей в процессе горения пока невозможно гарантировать достаточную точность результатов. Поэтому определение средней скорости распространения пламени по двум точкам индикаторной диаграммы и подсчет средних значений является более надежным, достаточно простым и удобным.

Большая часть работ по исследованию процессов горения выполнена нашими советскими учеными — Н. Н. Семеновым, Н. Р. Брилингом, Б. Я. Зельдовичем, Д. А. Франк-Каменецким, И. К. Щелкиным, А. С. Соколиком, Н. В. Иноземцевым, Е. П. Бугровым, Б. Г. Либровичем, В. К. Кошкиным, В. И. Сороко-Новицким и др. Однако несмотря на весьма крупные работы, проведенные в области горения, современное состояние этой теории не дает полных оснований к расчету сложных процессов сгорания, требуется внесение в расчет ряда поправок, не имеющих достаточных оснований, подкрепленных опытом.

Автор приносит благодарность проф. В. И. Сороко-Новицкому, проф. А. С. Соколику, проф. В. К. Кошкину и доц. Ф. Ф. Симакову за ценные замечания, которые были учтены при окончательной обработке рукописи.

ВВЕДЕНИЕ

Акад. Н. Н. Семенов в 1940 г. изложил тепловую теорию горения и взрывов [18]. В последовательной и доступной форме он трактует научные основы этого вопроса и дает анализ физико-химической картины явлений, сопровождающих тепловой взрыв и распространение пламени. Полученные выводы достаточно правильно характеризуют направление, качественную и количественную стороны рассматриваемых процессов. Они содержат в своих исходных научных позициях не только термодинамику, но и кинетику процесса.

На основании классических опытов, связанных с изучением горения простейших газов CO и H_2 , имеется возможность приближенно описать процессы сгорания сложных углеводородных молекул. В этом случае необходимо лишь условиться о том, что сложные реакции могут быть сведены к простейшим бимолекулярным реакциям и даже к реакциям, имеющим по кислороду нулевой порядок. К подобной реакции относится хорошо изученная реакция сгорания окиси углерода в воздухе в присутствии паров воды. Эта реакция по свидетельству Н. Н. Семенова вместе с окислением водорода определяет также сгорание углеводородов, так как можно предполагать, что в зоне подогрева или в стадии разогрева углеводороды при соответствующих температурных условиях предварительно превращаются в окись углерода и водород, а реакция в данном случае может быть условно приведена в реакции сгорания CO , при этом количество паров воды можно не ограничивать 2—3%. Содержание водяных паров в данном случае определяется количеством водорода в сложной молекуле, а реакция по кислороду сохраняет также нулевой порядок. Подобная реакция сгорания смеси H_2 , CO , H_2O в воздухе вследствие сильно разветвленной цепной реакции сгорания водорода должна вместе с реакцией сгорания CO дать цепную реакцию, достигающую достаточно быстро равновесного состояния вследствие существования в процессе обратимых реакций. К конечным продуктам реакции CO_2 и H_2O могут быть примешаны также промежуточные и исходные вещества.

Не подлежит сомнению, что при замене сложной углеводородной горючей смеси смесью простейших газов можно получить лишь относительную оценку сгорания смеси данного состава в различных условиях ее использования.

Но, несмотря на это, основные явления в поведении сложной углеводородной смеси при общем рассмотрении вопроса ее сгорания оказы-

ваются свойственными и более простой газо-воздушной смеси. Так, например, повышение температуры смеси перед сгоранием в обоих случаях приводит к увеличению скорости горения, изменение коэффициента избытка воздуха сопровождается почти одинаковыми изменениями скорости распространения пламени с характерным максимумом в области обогащенных смесей; в обоих случаях скорость сгорания возрастает с ростом турбулентности, и при крупномасштабной турбулентности скорость распространения пламени почти не зависит от физико-химических свойств смеси, явления детонации получаются не только при сгорании сложных углеводородов, но и при сгорании генераторных газов, обогащенных водородом, и т. д.

Отмеченная общность основных явлений открывает возможность использования накопленных теоретических и экспериментальных данных в области сгорания простейших гомогенных газообразных смесей для уточнения технических расчетов сгорания сложных углеводородов.

Большое количество экспериментальных работ, выполненных в области изучения процессов сгорания газов, позволяет на основе теории, предложенной Н. Н. Семеновым, выполнить некоторые расчеты применительно к двигателям внутреннего сгорания с учетом турбулентности.

С этой целью рассматривается ряд примеров, связанных с явлениями воспламенения газовых и бензиновых смесей в двигателях, а также распространения в них пламени. Прежде всего рассматриваются процессы теплового воспламенения, а затем процесс распространения пламени в зависимости от влияния формы камеры сгорания и числа оборотов двигателя.

При этом намечается возможный путь применения теории распространения пламени в простейших газообразных горючих смесях для объяснения явлений, наблюдаемых также при сгорании бензино-воздушных смесей. Для установления этого были проведены соответствующие лабораторные исследования, которые послужили основанием для установления зависимости средних скоростей распространения пламени для различных смесей в цилиндрах двигателя от их состава. Эта часть работы позволила выяснить влияние на скорость сгорания не только изменения коэффициента избытка воздуха α , насыщения бензина тяжелыми фракциями, но и ухудшения качества распыливания в связи с утяжелением топлива при данном числе оборотов двигателя и прочих постоянных его параметрах. Ряд графиков, устанавливающих зависимость нормальной скорости распространения пламени v_0 от различных параметров, был использован для получения выводов для оценки v_0 применительно к сгоранию бензинов. К таким графикам были отнесены

$$v_0 = f(\alpha, T_0); v_0 = F(\alpha); T_1 = \varphi(\alpha),$$

где v_0 — нормальная скорость распространения пламени;

α — коэффициент избытка воздуха;

T_0 — температура смеси до сгорания в ° абс.;

T_1 — температура сгорания в ° абс.

На основании определенного расчетом среднего значения $v_{0\text{ср}}$ можно вычислить среднюю скорость распространения пламени относительно стенок камеры сгорания при наличии турбулентности —

$v_{T_{pc}}$, а следовательно, найти момент завершения сгорания смеси по углу поворота коленчатого вала при определенном угле опережения зажигания.

В дальнейшем была установлена возможность оценивать величину скорости $v_{T_{ср}}$ для определенного состава смеси, характеризуемой коэффициентом избытка воздуха, и коэффициента остаточных газов при данном числе оборотов двигателя, определенной степени сжатия и конструкции камеры сгорания. При этом выяснилось, что со скоростью распространения пламени могут быть взаимно согласованы основные параметры двигателя — степень сжатия, диаметр цилиндра, расстояние от места расположения свечи до наиболее удаленной точки, до которой распространяется пламя, число оборотов двигателя и форма камеры сгорания. Полученные соотношения позволили объединить перечисленные параметры и особенно сочетать число оборотов с соответствующей им степенью сжатия при заданных или принятых конструктивных формах головки блока двигателя.

Полученные в дальнейшем выводы следует рассматривать как приближение к практическому использованию теории весьма сложных явлений, сопровождающих тепловой взрыв и распространение пламени в процессе сгорания гомогенных смесей в двигателях.

АНАЛИЗ УСЛОВИЙ ТЕПЛОГО ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГОРЮЧИХ СМЕСЕЙ В СОСУДАХ И ЦИЛИНДРАХ ДВИГАТЕЛЕЙ

При работе двигателей внутреннего сгорания наблюдаются явления преждевременного воспламенения смесей (бензиновых, газовых), как в процессе сжатия, а также в некоторых случаях и при наполнении цилиндров до момента закрытия впускного клапана. Последнее сопровождается воспламенением газовой или бензино-воздушной смеси в впускной системе двигателя. В большинстве случаев явление обратной вспышки в карбюратор объясняется замедленным горением бедной смеси. Однако имеются, видимо, и другие обстоятельства, вследствие которых преждевременное воспламенение смеси нормального состава также возможно не только при сжатии, но и во время наполнения.

Условия возникновения и течения реакции сгорания зависят прежде всего от теплообмена между исходной смесью, а также продуктами реакции и окружающей средой, т. е. от теплопередачи от стенок сосуда, в котором происходит реакция. Последнее является решающим при воспламенении смеси. Поэтому в теории и в расчетах предусмотрено далее лишь тепловое воздействие нагретых поверхностей, передающих смеси некоторое количество теплоты, что и приводит к ее воспламенению.

Известно, что скорость химической реакции пропорциональна произведению концентраций реагирующих веществ. Таким образом если w — число молей продуктов реакции, получаемых в единицу времени в единице объема, то в соответствии с указанным законом для скорости реакции напишем уравнение

$$w = kC_1C_2C_3C_4,$$

где C_1, C_2, \dots — концентрации реагентов;

k — константа скорости химической реакции.

Опыт убеждает в том, что о скорости реакции в целом можно судить по изменению концентрации C во времени одного какого-либо реагента, так как изменение других реагентов с ним связано определенным стехиометрическим уравнением. Поэтому скорость реакции может быть написана еще и в таком виде:

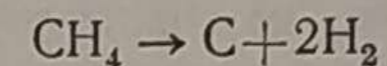
$$w = -\frac{dC}{dt} = kC_1C_2C_3\dots,$$

где C_1, C_2, \dots — мгновенные концентрации реагирующих веществ; знак минус принят потому, что концентрация какого-либо реагента со временем убывает.

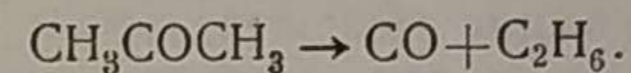
Если установлено, что реакция течет в одном определенном направлении, то это значит, что скорость обратной реакции будет ничтожной и в отношении кинетики процесса может не приниматься во внимание.

Совершенно очевидно, что комбинация столкновений молекул, входящих в смесь газов, способную к реакции, могут быть весьма различны для различных реакций.

В зависимости от числа молекул, участвующих в химических реакциях, различают их порядок. К реакциям первого порядка, или мономолекулярным, относятся главным образом реакции химического разложения молекул или их радиоактивного распада. Таковы, например, реакции разложения метана



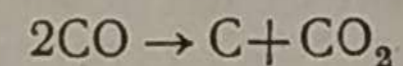
и ацетона



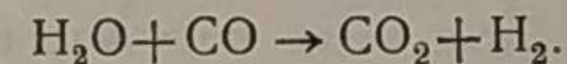
Скорость мономолекулярной реакции выражается наиболее просто, а именно

$$w = -\frac{dC}{dt} = kC.$$

К реакциям второго порядка, или бимолекулярным, относят такие реакции, при которых реагируют между собой две молекулы одного и того же вещества или две молекулы различных веществ. К подобным реакциям можно отнести разложение окиси углерода



и реакцию водяного газа



Скорость этих реакций определяется числом столкновений реагирующих молекул, т. е. в данном случае числом двойных ударов молекул одного и того же вида или различных.

Скорость бимолекулярной реакции определяется формулой

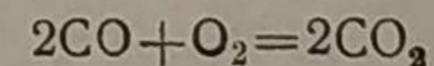
$$w = -\frac{dC}{dt} = kC_1C_2,$$

где C_1 и C_2 — мгновенные концентрации исходных реагентов.

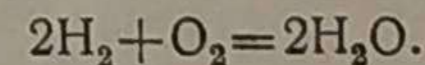
Если эти концентрации одинаковы, то для начального момента формула примет такой вид:

$$w_0 = -\frac{dC}{dt} = kC^2.$$

Реакции, в которых участвуют три молекулы, называют тримолекулярными. К ним относятся, например, сгорание окиси углерода



и сгорание водорода



Скорость подобных реакций определяется уравнением

$$w = -\frac{dC}{dt} = kC_1C_2C_3,$$

или

$$w = -\frac{dC}{dt} = kC_1C_2^2.$$

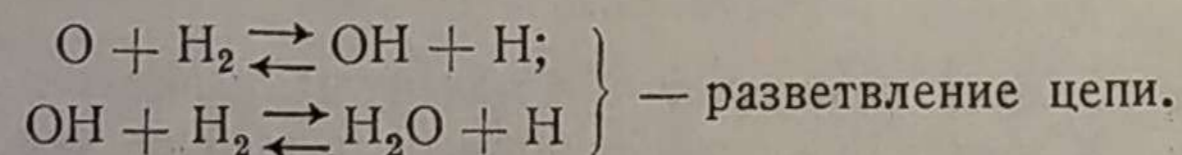
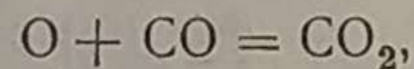
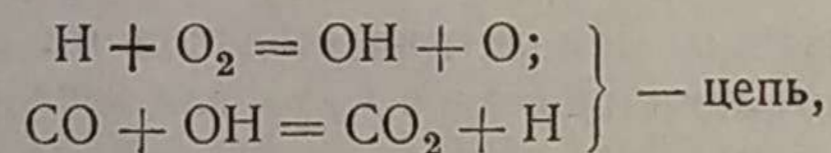
Если исходные концентрации равны, то получим формулу такого вида:

$$w_0 = -\frac{dC}{dt} = kC^3.$$

В данном случае для вступления молекул во взаимодействие необходимо, чтобы столкнулись сразу три молекулы в определенной комбинации, т. е. чтобы осуществлялся тройной удар. Однако не всякий тройной удар приведет к цели, не говоря уже о бесполезности двойных столкновений, которые вообще не приведут к реакции. Можно сделать заключение, что более сложные тримолекулярные реакции должны осуществляться труднее. Между тем хорошо известно, что, например, реакция сгорания водорода и в определенных условиях реакция сгорания окиси углерода происходит легко.

Таким образом простейшая картина реакций, представленная здесь как результат соударений молекул, не может объяснить всей сложности действительного течения реакций. Из этого можно сделать только один вывод, а именно: стехиометрические соотношения, повидимому, не определяют развития реакции, а устанавливают лишь конечный результат, т. е. дают суммарную картину процесса. Развитие сложных многомолекулярных химических реакций, нужно полагать, течет через ряд иных, более простых моно- и бимолекулярных стадий.

Опыт показывает, что совпадение порядка реакции со стехиометрической формулой наблюдается очень редко. Например, реакция сгорания окиси углерода обычно протекает в присутствии небольшого количества влаги; при отсутствии влаги окись углерода в воздухе при нормальных условиях не горит. Следовательно, чистая тримолекулярная реакция в данном случае не протекает. В присутствии небольших количеств паров воды реакция осуществляется через ряд бимолекулярных реакций, согласно цепной теории в следующем порядке:



Таким образом скорость реакции сгорания окиси углерода в присутствии водяного пара может быть рассчитана по законам бимолекулярной реакции. Возможность сокращения порядка реакций позволяет значительно упростить теоретические предпосылки и установить более простые расчетные зависимости по приведенным выше формулам.

Со скоростью реакции сгорания естественно связывается представление о скорости выделения тепла q_1 в реакции, часть которого рас-

ходуется на повышение температуры продуктов реакции, а часть q_2 передается стенкам сосуда.

Допустим, что реакция горения происходит в сосуде, объем которого равен V . Следуя теории, предложенной акад. Н. Н. Семеновым, напишем уравнение, связывающее тепловой эффект химической реакции со скоростью реакции:

$$q_1 = VQ_1w, \quad (1)$$

где q_1 — количество теплоты в кал, выделяемое реакцией в 1 сек. в сосуде объемом V см³;

Q_1 — теплота, выделяемая в каждом элементарном акте реакции;

$$Q_1 = \frac{Q}{N_A},$$

где Q — тепловой эффект реакции на 1 г-моль,

N_A — $6,06 \cdot 10^{23}$ мол/г-моль;

w — скорость реакции, измеряемая числом молекул продуктов реакции, образующихся в единице объема в 1 сек.

Скорость реакции w определяется в случае реакции n порядка по формуле

$$w = k \cdot a^n e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (2)$$

где k — константа скорости;

n — порядок реакции;

a — число молекул исходных веществ в единице объема в начале реакции;

$e^{-\frac{E}{RT}}$ — множитель, зависящий от температуры и энергии активации;

E — энергия активации в г-кал/г-моль;

R — газовая постоянная — $1,985 \approx 2$;

T — абсолютная температура в ° абс.

Величина k для бимолекулярных реакций при молекулах одного сорта принимается равной

$$k = \sqrt{2} \pi \sigma^2 u,$$

где σ — условный диаметр молекулы;

u — ее тепловая скорость, которая равна

$$u_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}},$$

здесь u_0 — скорость при температуре T_0 , выраженная в см/сек.

Формула (2) согласуется с фактом значительного ускорения реакции при возрастании температуры реагирующих веществ.

После подстановки значения w из уравнения (2) в уравнение (1) получим

$$q_1 = \frac{vQka^n}{N_A} e^{-\frac{E}{RT}}, \quad (3)$$

Из уравнения (3) следует, что количество теплоты q_1 будет тем больше, чем больше объем V , а также количество теплоты, выделяемое в элементарном акте реакции $Q_1 = \frac{Q}{N_A}$.

Чем больше давление, под которым находятся исходные вещества, тем больше величина a при данной температуре, а следовательно, больше величина q_1 при прочих равных условиях.

Нетрудно видеть исключительно большое влияние множителя $e^{-\frac{E}{RT}}$. В этом случае увеличение температуры реакции T сопровождается весьма большим возрастанием величины q_1 для определенных прочих условий, в чем можно убедиться путем простых вычислений.

Количество теплоты q_2 , переданное стенкам сосуда, может быть определено по уравнению

$$q_2 = \chi (T - T_0) s, \quad (4)$$

где T — температура реагирующего газа;

T_0 — температура стенок сосуда;

s — поверхность сосуда;

χ — коэффициент теплопередачи.

Коэффициент теплопередачи χ от газов в стенки цилиндра двигателя может быть определен по формуле проф. Н. Р. Брилинга [3]

$$\chi = \frac{0,362 \left[\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 \right] + 0,99(p^2 T)^{\frac{1}{3}} (a + bc_{пор})(T - T_0)}{36 \cdot 10^3 (T - T_0)} \text{ кал/см}^2 \text{сек} \cdot \text{град}, \quad (5)$$

где $c_{пор}$ — средняя скорость поршня в м/сек.

Для каждого двигателя множитель $(a + bc_{пор})$ в большой степени зависит от конвективной теплопередачи, быстроты двигателя и его конструкции. Поэтому коэффициенты a и b должны в каждом случае устанавливаться по опытным данным, в частности на основе работ проф. Иноземцева [8] и Брызгова [15]. Для дальнейших расчетов коэффициент $a + bc_{пор}$ принят согласно данным Н. Р. Брилинга, равным $1 + 0,185c_{пор}$.

Следует отметить, что формула Н. Р. Брилинга может быть использована в принятых условиях с некоторыми ограничениями. Действительно в формуле (4) предполагается $\chi = \text{const}$, поэтому q_2 является линейной функцией температуры. Но коэффициент теплопередачи χ по формуле Брилинга зависит от температуры, давления газов p и от средней скорости поршня $c_{пор}$, т. е.

$$\chi = F(T, p, c_{пор}).$$

От скорости поршня зависит интенсивность турбулентности. Но последняя в основном определяет скорость реакции в крупномасштабном турбулентном потоке. Таким образом q_2 есть сложная функция от T , p и ω . Последнее приводит к не линейной, а более сложной зависимости q_2 от температуры. В дальнейшем при решении численного примера на определение критических давлений p_k коэффициент теплопередачи χ рассматривается как функция T_0 и p_k при заданной средней скорости поршня.

Для упрощения теоретического решения задачи о тепловом взрыве предполагается, что q_2 в небольшом диапазоне температур изменяется линейно в зависимости от T , что предопределяет в последующем приближенность равенства первых производных $\frac{dq_1}{dT} \approx \frac{dq_2}{dT}$, а следовательно, и приближенность решения всей задачи в целом.

Кроме того, вычисление величины χ по Н. Р. Брилингу условно также и потому, что формула им получена при экспериментировании с определенным двигателем.

Количество теплоты q_1 согласно уравнению (3), как уже указывалось, возрастает с повышением температуры при постоянстве величины a . Для данной температуры количество теплоты q_1 , выделенной в реакции, будет тем больше при прочих равных условиях, чем больше содержание молекул в единице объема или чем больше давление, при котором протекает реакция. На фиг. 1 показаны кривые q_1' , q_1'' , $q_1''' \dots$, которые изображают, с одной стороны, изменение количества теплоты в зависимости от повышения температуры пространства, в котором происходит реакция и, с другой — дают зависимость этих количеств от давления. В последнем случае данной температуре соответствует тем большее выделение теплоты, чем выше давление, и, кроме того, данное количество теплоты, выделяемое в этом пространстве, при больших давлениях в данном объеме получается при более низких температурах. Связь давления с содержанием молекул в газе, как известно, представляется уравнением

$$p = \frac{aRT}{N_A} \cdot 10^{-6} \cdot 750 \text{ мм рт. ст.}, \quad (6)$$

где $R = 83,15 \cdot 10^6$ э, $N_A = 6,06 \cdot 10^{23}$ мол/г-моль.

Подставляя значения величин, находим

$$p = \frac{a \cdot 83,15 \cdot T \cdot 750}{6,06 \cdot 10^{23}} \approx aT \cdot 10^{19} \text{ мм рт. ст.},$$

или

$$a = \frac{p}{T} 10^{19} \text{ моль/см}^3.$$

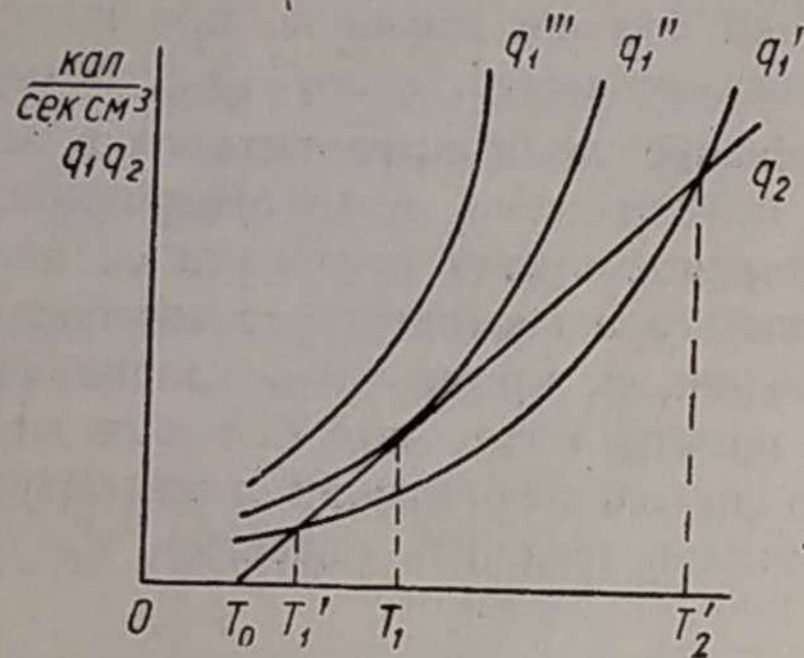
Анализ уравнения (4) приводит к следующему заключению. При данной поверхности s сосуда (камеры сгорания) и постоянной температуре ее стенок T_0 (при $\chi = \text{const}^*$) изменение теплоотдачи q_2 приблизительно следует линейному закону, т. е. для упрощения можно принять, что q_2 изменяется линейно с температурой T . На фиг. 2 даны значения q_2' , q_2'' , q_2''' , полученные при разных температурах стенок сосуда (камеры сгорания).

Рассматривая совместно фиг. 1 и 2, нетрудно установить, что одно и то же количество теплоты может быть передано при различных температурах стенок сосуда, однако для данной температуры T пространства, в котором происходит реакция, количество переданной

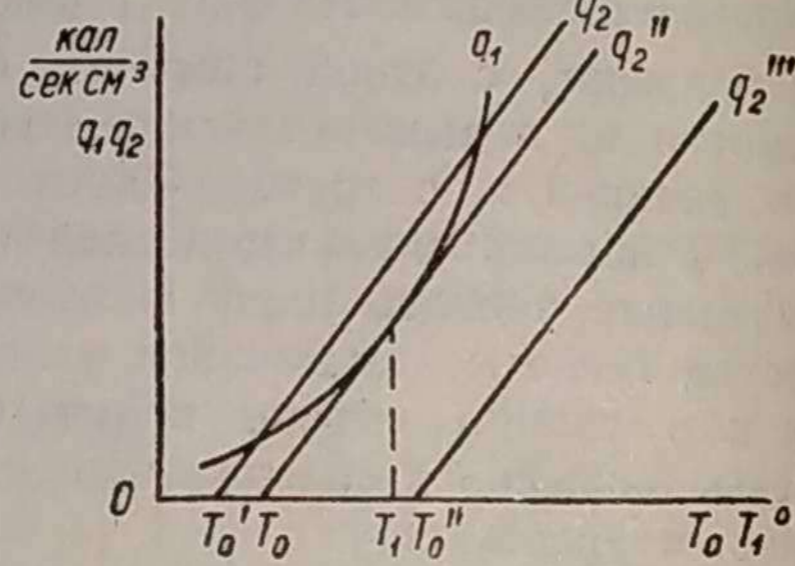
* В действительности χ является сложной функцией p , T и $c_{пор}$.

теплоты q_2 стенкам сосуда будет тем больше, чем ниже температура стенок.

Кроме того, чем больше давление, при котором протекает реакция в сосуде, тем при более низкой температуре его стенок отводится из этого пространства данное количество теплоты q_2 . Очевидно, что тепловое воспламенение в этом случае в большой мере зависит от отношения между теплотой q_1 , выделяемой во время реакции, и теплотой q_2 , переданной стенкам сосуда. Если выделение теплоты велико по сравнению с теплоотдачей, то тепловой взрыв возможен; наоборот, при большом отводе теплоты реакция может не произойти. Таким образом существуют такие предельные условия, которыми определяется благоприятное отношение между количествами теплоты q_1' , q_1'' , $q_1''' \dots$ и q_2' ,



Фиг. 1. Изменение количества теплоты в зависимости от повышения температуры реакции.



Фиг. 2. Зависимость изменения количества теплоты от температуры.

q_2'' , $q_2''' \dots$, обеспечивающее начало теплового воспламенения. Из фиг. 1 негрудно установить, что если прямая теплопередачи q_2 пересекает кривую q_1' , то вначале q_1' больше q_2 , затем при T_1' , q_1' становится ему равным и, наконец, меньше q_2 в диапазоне температур от T_1' до T_2' .

Следовательно, в данных пределах температуры тепловой разогрев исходного продукта невозможен, так как при давлении, соответствующем кривой q_1' , приток теплоты меньше теплоотдачи.

Совершенно иное положение создается при течении реакции согласно кривой q_1''' , которая расположена выше прямой q_2 . В данном случае получается непрерывное развитие (саморазгон) реакции вследствие того, что всегда $q_1''' > q_2$.

Точка касания кривой q_1'' с прямой q_2 определяет минимальную температуру реакции T_1 внутри сосуда, для которой существует равенство $q_1'' = q_2$ при условиях разогрева исходного продукта до и после данного равенства прихода и расхода теплоты. Следовательно, T_0 представляет собой в данном случае ту минимальную температуру стенок сосуда, при которой газ, помещенный в этот сосуд при давлении, соответствующем кривой q_1'' , воспламенится; точка касания прямой q_2 и кривой q_1'' определит температуру T_1 ; разность $T_1 - T_0 = \Delta T_0$ характе-

ризует предвзрывной разогрев газа при данном давлении, называемом критическим давлением воспламенения при температуре сосуда T_0 .

Если, следуя фиг. 2, поместить газ в сосуд при давлении, соответствующем кривой q_1 хода реакции, и изменять температуры стенок сосуда так, что $T_0' < T_0 < T_0''$, то рассмотренная картина останется той же, как для данных условий реакции внутри сосуда. Из ряда прямых теплоотдачи q_2' , q_2'' , q_2''' найдется такая прямая q_2'' , которая определит критические условия для рассматриваемой реакции. Очевидно, для условий теплоотдачи q_2''' получится непрерывный саморазгон реакции, кончающийся воспламенением смеси, а при q_2' газ, помещенный в сосуд, при температуре стенок T_0' вначале несколько разогревается, а затем охлаждение преобладает над тепловым разогревом, и воспламенения не происходит.

Таким образом, из всего изложенного легко установить, что повышение температуры горючей смеси газов при постоянном давлении или повышение давления при постоянной температуре приводит к увеличению скорости реакции или выделению теплоты. Таким образом, несмотря на отдачу теплоты стенкам сосуда, возрастающий саморазогрев приводит к непрерывному еще большему нарастанию скорости и выделению теплоты и, наконец, к воспламенению. Опыт показывает, что процесс воспламенения протекает почти мгновенно, а предпламенная реакция требует некоторого времени на так называемый предвзрывной разогрев, который определяет задержку воспламенения.

Приведенные формулы для q_1 и q_2 могут быть использованы для определения температуры предвзрывного разогрева и получения связи между давлением и температурой воспламенения.

Если принять во внимание, что для точки касания (фиг. 1) при $T = T_1$, $q_1 = q_2$, а также равны их производные

$$\frac{dq_1}{dT} \approx \frac{dq_2}{dT},$$

то можно написать равенство¹:

$$\frac{vQka^n}{N_A} e^{-\frac{E}{RT_1}} = \chi(T_1 - T_0)s; \quad (7)$$

$$\frac{dq_1}{dT} = \frac{vQka^n}{N_A} e^{-\frac{E}{RT_1}} \frac{E}{RT_1^2}; \quad \frac{dq_2}{dT} = \chi s;$$

$$\frac{EVQka^n}{N_A RT_1^2} e^{-\frac{E}{RT_1}} = \chi s. \quad (8)$$

¹ Это равенство применимо только при линейной зависимости q_2 от температуры и при $T_1 > T_0$.

Определим из этих уравнений температуру T_1 в точке касания как функцию T_0 . Разделив уравнение (7) на (8), найдем;

$$T_1 - T_0 = \frac{RT_1^2}{E}; \quad \frac{RT_1^2}{E} - T_1 + T_0 = 0;$$

$$T_1 = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \frac{4RT_0}{E}}}{\frac{2R}{E}}. \quad (9)$$

Отсюда определяется температура T_1 , а следовательно, и предвзрывной разогрев.

Решение со знаком плюс нужно отбросить, так как при этом T_1 получается равным $\frac{0,89E}{R}$, т. е. $\sim 8900^\circ$ абс. и выше.

Таким образом необходимо принять

$$T_1 = \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{4RT_0}{E}}}{\frac{2R}{E}},$$

или после разложения в ряд второго члена числителя получаем

$$T_1 = \frac{2\frac{RT_0}{E} + 2\left(\frac{RT_0}{E}\right)^2 - 4\left(\frac{RT_0}{E}\right)^3 + \dots}{\frac{2R}{E}}.$$

Последняя формула может быть упрощена, если учесть, что величина теплоты активации E обычно более $20 \cdot 10^3$ кал/моль, температура T_0 ниже 1000° абс., а поэтому $\frac{4RT_0}{E}$ при $R \approx 2$ не превышает 0,4, и, следовательно, $\frac{RT_0}{E} < 0,1$. В этом случае члены ряда, начиная с третьего, можно отбросить, что и приведет к зависимости

$$T_1 = T_0 + \frac{RT_0^2}{E};$$

$$\Delta T_0 = T_1 - T_0 = \frac{RT_0^2}{E}. \quad (10)$$

Итак, если $\Delta T_0 > \frac{RT_0^2}{E}$, то тепловой взрыв должен получиться, если же $\Delta T_0 < \frac{RT_0^2}{E}$, то получится лишь разогрев газа с последующим остыванием.

Опыт показывает, что с повышением температуры T_0 приращение ΔT_0 в общем случае растет. Однако ΔT_0 для многих реакций лежит в пределах двух-трех десятков градусов и обычно составляет не более $30-35^\circ$.

При этих условиях отношение $\frac{\Delta T_0}{T_0} = \frac{RT_0}{E}$ вообще мало — порядка сотых долей.

Подставляя вместо T_1 его значение в уравнение (7) находим

$$\frac{EVQka^n}{N_A RT_0^2} e^{-\frac{E}{R} \cdot \frac{1}{T_0 + \Delta T_0}} = \chi s. \quad (11)$$

Имея в виду, что величина $\frac{1}{T_0 + \Delta T_0}$ разлагается в ряд, найдем

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T_0 + \Delta T_0} = \frac{1}{T_0} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\Delta T_0}{T_0}} = \frac{1}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T_0}{T_0} + \frac{\Delta T_0^2}{T_0^2} + \dots \right).$$

Так как члены выше первой степени очень малы, полагаем, что

$$\frac{1}{T_0 + \Delta T_0} \approx \frac{1}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T_0}{T_0} \right).$$

Подставив это выражение в уравнение (11), получим

$$\frac{VQka^n E}{N_A RT_0^2} e^{-\frac{E}{RT_0} \left(1 - \frac{\Delta T_0}{T_0} \right)} = \chi s.$$

Подставляя вместо $\frac{\Delta T_0}{T_0}$ равную ему дробь $\frac{RT_0}{E}$, окончательно найдем:

$$\frac{VQka^n E e^{-\frac{E}{RT_0}}}{N_A RT_0^2 \chi s} = 1. \quad (12)$$

Подставляя в формулу (12) зависимость $a = \frac{p}{T_0} 10^{19}$, найдем связь между давлением газа и температурой T_0 :

$$\frac{p^n VQkEe \cdot 10^{19n}}{N_A RT_0^{2+n} \chi s} e^{-\frac{E}{RT_0}} = 1. \quad (13)$$

Таким образом по последней формуле, полученной Н. Н. Семеновым, можно определить критические давления для различных температур стенок сосуда, в котором происходит реакция.

Рассмотрим числовой пример, для чего используем формулу (13).

Допустим, что смесь горючего с воздухом при начальной температуре $T_a = 293^\circ$ абс. наполняет цилиндр двигателя, имеющего температуру стенок $T_0 = 523^\circ$ абс.

Предположим также, что в стадии, близкой к температуре воспламенения, в цилиндре происходит реакция горения CO и H₂. Смесь CO и H₂ с воздухом примем эквивалентной по термической ценности смеси бензина при коэффициенте избытка воздуха $\alpha = 1$.

Подобная условная замена бензино-воздушной смеси смесью CO и H₂ с воздухом для выполнения технических расчетов, как это будет выяснено дальше, возможна особенно для главной фазы процесса горения и при наличии крупномасштабной турбулентности.

В этих условиях каждый *г-моль* смеси при сгорании выделяет тепло $Q = 18,5 \cdot 10^3 \text{ кал/г-моль}$.

Предположим, что реакция носит бимолекулярный характер. Примем, что рабочий объем цилиндра $V = 500 \text{ см}^3$.

Константа

$$k = \sqrt{2} \pi \sigma^2 u,$$

где $\sigma = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ см}$; примем также, что $u \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см/сек}^*$, так что $k = 64,2 \cdot 10^{-12}$; $N_A = 6 \cdot 10^{23}$; $R \approx 2$; $E = 25 000^{**} \text{ кал/г-моль}$; $e = 2,7$; $s = 358 \text{ см}^2$.

Коэффициент теплопередачи от газов к стенкам цилиндра определим из формулы проф. Н. Р. Брилинга, где исключена передача излучением только для упрощения расчетов при небольших разностях температур стенок и газа в момент, близкий к условиям воспламенения.

Можно показать путем расчета, что такое допущение приводит к ошибке в сторону уменьшения значений p_k , не превышающей 7—8% для средних температур T_0 (700—600° абс.).

Таким образом, имеем

$$\chi = \frac{0,99 (p^2 T_1)^{1/3} (1 + 0,185 c_{пор})}{36 \cdot 10^3} \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}, \quad (14)$$

где при вычислениях принято $p = p_k$ и $T_1 = T_0 + \frac{RT_0^2}{E}$.

Примем также, что средняя скорость поршня $c_{пор} = 12 \text{ м/сек}$. После подстановки числовых значений в формулу (13) находим

$$p_k^{1,33} \frac{18,5 \cdot 10^3 \cdot 500 \cdot 64,2 \cdot 10^{-12} \cdot 25 \cdot 10^3 \cdot 2,7 \cdot 10^{38}}{12 \cdot 10^{23} \cdot 0,75 \cdot 10^{11} \cdot 0,72 \cdot 10^{-3} \cdot 358} 2,7^{-23,9} = 1,$$

откуда определяем величину критического давления p_k , при котором в данных условиях можно ожидать воспламенения смеси, если она примет температуру стенок цилиндра:

$$p_k \approx 8,3 \text{ кг/см}^2.$$

При данной температуре стенок цилиндра и температуре смеси T_a ее воспламенение в условиях наполнения не произойдет. Воспламенение может произойти в процессе сжатия, если температура газа при сжатии станет выше критической.

Так, например, если $T_c = T_0 = 523^\circ \text{ абс.}$, то при $T_a = 293^\circ \text{ абс.}$ и показателе политропы сжатия 1,35 воспламенение становится возможным при степени сжатия $\epsilon = 5,25$, что соответствует давлению сжатия $p_c = 9,3 \text{ кг/см}^2 > p_k$.

Результаты расчетов p_k для некоторых T_0 при указанных выше условных данных приведены в табл. 1.

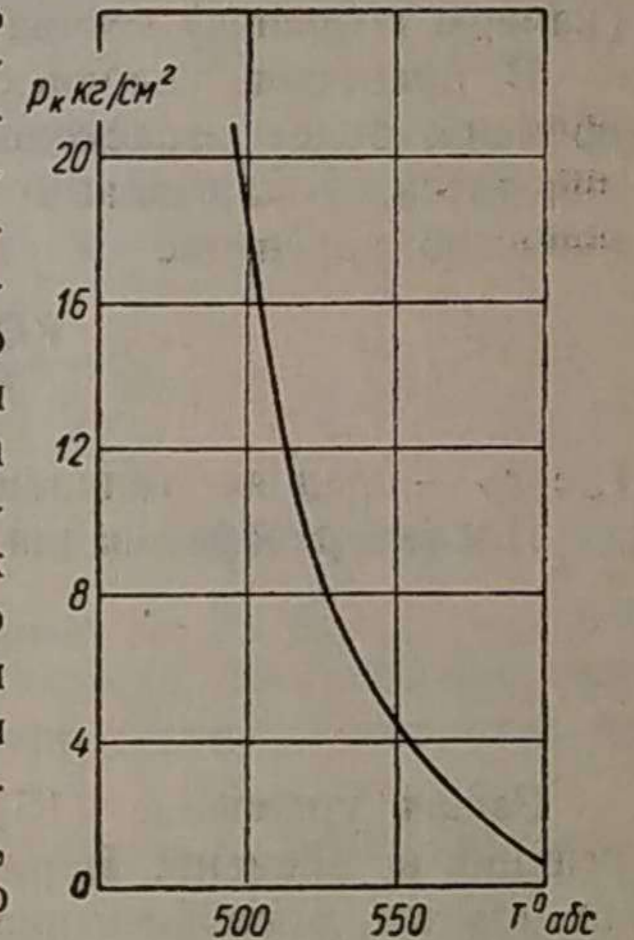
* Скорость u принята для молекул воздуха при температуре $T = 293^\circ \text{ абс.}$
 ** Энергия активации E принята согласно опытным данным для реакции сгорания СО в воздухе.

Таблица 1

T_0 в ° абс.	T в ° абс.	при $p = 1 \text{ кг/см}^2$ и без учета излу- чения кал в $\frac{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$	$\frac{12 500}{e T_0}$	T_0^4 в ° абс.	p_k в мм рт. ст.	p_k в кг/см ²
500	520	$0,714 \cdot 10^{-3}$	$7,24 \cdot 10^{10}$	$625 \cdot 10^8$	$0,136 \cdot 10^5$	17,9
550	574	$0,735 \cdot 10^{-3}$	$7,08 \cdot 10^9$	$915 \cdot 10^8$	$0,374 \cdot 10^4$	4,57
600	629	$0,760 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^9$	$1296 \cdot 10^8$	$0,309 \cdot 10^3$	0,41

На фиг. 3 показана графически зависимость $p_k = p_c \text{ кг/см}^2 = f(T_0)$.

Из этой зависимости не трудно видеть, что при температурах T_0 ниже 600° абс. тепловое воспламенение горючей смеси принятого состава при наполнении двигателя невозможно, но оно будет возможно при больших давлениях в процессе сжатия при относительно низких температурах стенок. Следовательно, подогретые смеси могут воспламеняться и в условиях низких давлений, что, например, происходит иногда при питании двигателей смесью горячего генераторного газа с воздухом. При бензиновых смесях, имеющих температуру на впуске около 330—350° абс., теплового воспламенения при наполнении не наблюдается, так как при наличии турбулентности смесь хорошо охлаждает горячие поверхности цилиндра. При перегреве двигателя, особенно при воздушном охлаждении, смесь сильно нагревается о горячие поверхности и воспламеняется при впуске, при этом двигатель перестает работать. Только через некоторое время, в течение которого температура стенок цилиндра несколько понизится, пуск и работа двигателя становятся снова возможными.



Фиг. 3. Зависимость критического давления p_k от температуры стенок.

Необходимо иметь в виду, что температура горячих поверхностей в цилиндрах автомобильных и мотоциклетных двигателей иногда достигает высоких значений. Так, температура выпускных клапанов при больших нагрузках может быть 750—800° абс., а температура контактов свечи 900—1000° абс. Несмотря на это смесь обычно не перегревается вследствие энергичного перемешивания и движения. Однако в определенных условиях при недостаточно интенсивном внешнем и внутреннем охлаждении цилиндров и головок смесь воспламеняется, и двигатель работает при выключенном зажигании. Это явление особенно часто наблюдается у двигателей с воздушным охлаждением, а иногда у автомобильных двигателей с водяным охлаждением при больших отложениях нагара в камере сгорания. Работа с воспламенением обычно сопро-

вождается жестким ходом двигателя и быстрым нарастанием давления и температуры в процессе сгорания, вследствие чего при длительной работе двигатель иногда разрушается. Известно, что для улучшения условий охлаждения конструкторы стремятся уменьшить диаметр цилиндра, особенно для современных быстроходных автомобильных двигателей с высокими степенями сжатия. Указанное мероприятие подтверждается изложенной теорией.

При сгорании газообразных смесей в сосудах интересно проследить за изменением температуры во времени в начальный период до момента быстрого, почти мгновенного воспламенения. При тепловом взрыве, очевидно, время течения реакции будет определяться в основном указанным промежутком времени, который называется периодом задержки воспламенения τ .

Если реакция в сосуде или цилиндре двигателя происходит при давлении большем, чем критическое, то вследствие весьма быстрого течения реакции можно считать, что теплообмен между газами и стенками сосуда (камеры сгорания) весьма незначителен.

В принятых условиях теплота, выделенная при реакции в единицу времени, будет израсходована полностью на повышение теплосодержания смеси, заключенной в сосуде. При этих допущениях может быть написано уравнение

$$\frac{VQka^n}{N_A} e^{-\frac{E}{RT}} = \frac{c_V a V}{N_A} \cdot \frac{dT}{dt},$$

где c_V — средняя теплоемкость при постоянном объеме g -моль смеси. После преобразований получаем

$$\frac{dT}{dt} = \frac{ka^{n-1}Q}{c_V} e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (15)$$

Решая уравнение (15), можно установить изменение температуры реакции во времени. Период задержки воспламенения τ от начала реакции до момента воспламенения может быть найден путем вычисления определенного интеграла на основании уравнения (15):

$$\int_{t_0=0}^{t=\tau} dt = \frac{c_V}{ka^{n-1}Q} \int_{T_0}^{T_1} e^{\frac{E}{RT}} dT.$$

Искомый интеграл может быть представлен следующим образом:

$$\int_{T_0}^{T_1} e^{\frac{E}{RT}} dT = - \int_{T_0}^{T_1} \left(\frac{1}{T}\right)^{-2} e^{\frac{E}{RT}} d\frac{1}{T},$$

решая который, находим

$$\int_{T_0}^{T_1} e^{\frac{E}{RT}} dT = \left| -\frac{T^2 R}{E} e^{\frac{E}{RT}} \left[1 + \frac{2RT}{E} - \frac{6R^2 T^2}{E^2} \dots \right] \right|_{T_0}^{T_1}.$$

Для $E > 2 \cdot 10^4$ можно пренебречь членами разложения выше первого, и тогда для малых $\Delta T_0 \approx 30-35^\circ$ приближенно определим:

$$\int_{t_0=0}^{t=\tau} \frac{c_V}{ka^{n-1}Q} \int_{T_0}^{T_1} e^{\frac{E}{RT}} dT = \frac{c_V R}{ka^{n-1}QE} \left| T^2 \cdot e^{\frac{E}{RT}} \right|_{T_0}^{T_1}.$$

Имея в виду, что $T_1 = T_0 + \Delta T_0$, разложение

$$\frac{1}{T_0 + \Delta T_0} \approx \frac{1}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T_0}{T_0} \right); \quad \frac{\Delta T_0}{T_0} = \frac{RT_0}{E},$$

после подстановки пределов интегрирования и ряда преобразований найдем приближенное выражение для адиабатического¹ периода задержки воспламенения:

$$\tau = \frac{RT_0^2 c_V}{ka^{n-1}QE} e^{\frac{E}{RT_0}} \text{ сек.} \quad (16)$$

Эта приближенная формула была предложена советским ученым Тодесом. В настоящее время для вычисления периода задержки воспламенения в дизелях применяется формула вида

$$\tau = \frac{C_1}{p^n} e^{\frac{C_2}{T}} 10^{-3} \text{ сек.},$$

где $C_1 = 0,44$; $C_2 = \frac{E}{R} = 4650$; $n = 1,19$, или аналогичные ей [22].

Для смеси данного состава для постоянных n , k , Q , E , c_V и R период задержки воспламенения будет тем меньше, чем больше величина a , т. е. давление, под которым находятся исходные вещества при температуре T_0 стенок сосуда.

Для данного давления с повышением температуры T_0 период задержки воспламенения уменьшается, так как уменьшение множителя $e^{\frac{E}{RT_0}}$ перекрывает увеличение стоящей перед ним дроби вследствие возрастания T_0^2 . Из формулы (16) нетрудно также заключить, что с возрастанием теплоемкости смеси период задержки воспламенения увеличивается при прочих одинаковых условиях.

Количество выделенной в реакции теплоты Q имеет максимальное значение при определенном составе смеси и убывает при обогащении или обеднении последней. Вместе с этим увеличивается и период задержки воспламенения при постоянстве прочих величин.

Воспользуемся полученной формулой для определения τ . Предположим, что температура нагретых поверхностей в цилиндре двигателя

¹ Период τ назван адиабатическим потому, что уравнение (15) составлено без учета теплообмена с внешней средой. В дальнейшем τ называется периодом задержки воспламенения.

$T_0 = 1000^\circ$ абс., давление сжатой смеси $p_c = 9,3 \text{ кг/см}^2$, $T_c = 523^\circ$, тогда будем иметь следующие условия и величины:

$$R = 2;$$

$$\frac{12,5 \cdot 10^8}{e^{T_0}}$$

$$e = 2,6 \cdot 10^5;$$

$$T_0^2 = 10^6;$$

$$k = 86,5 \cdot 10^{-12};$$

$$Q = 18,5 \cdot 10^3;$$

$$c_V = 5;$$

$$n = 2;$$

$$E = 2,5 \cdot 10^4;$$

$$a = \frac{p}{T_0} = 0,707 \cdot 10^{20}.$$

После подстановки этих величин в формулу (16) получим

$$\tau = \frac{2 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 2,6 \cdot 10^5}{86,5 \cdot 10^{-12} \cdot 0,707 \cdot 10^{20} \cdot 18,5 \cdot 10^3 \cdot 2,5 \cdot 10^4} = 0,92 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

При наличии теплообмена величина периода задержки воспламенения τ должна быть тем больше, чем интенсивнее происходит теплообмен газа.

Для того чтобы оценить хотя бы приближенно числовое значение полученного периода задержки при тепловом воспламенении сравнительно с периодом задержки для нормальных условий работы двигателя, необходимо иметь в виду следующее положение. Обычно период задержки воспламенения в градусах по углу поворота коленчатого вала при воспламенении от электрической искры для бензиновых двигателей колеблется от 10 до 25° в зависимости от числа оборотов и состава смеси. Для газогенераторных двигателей этот период несколько больше. Примем для расчета при искровом зажигании период задержки воспламенения в 20° угла поворота коленчатого вала для достаточно больших чисел оборотов двигателя — от 1500 до 2000 в минуту. Если при этом периоде задержки воспламенения обеспечивается нормальная работа двигателя на режимах от 1500 до 2000 об/мин, то ему соответствует следующий период задержки воспламенения по времени:

$$\tau = \frac{60 \cdot 20}{360 (1500 - 2000)} \approx 0,00223 - 0,00167 \text{ сек.,}$$

или средний период составит около $2 \cdot 10^{-3}$ сек.

Полученный средний период $\tau = 2 \cdot 10^{-3}$ сек. значительно больше $\tau = 0,92 \cdot 10^{-6}$ сек., поэтому при адиабатическом сжатии в принятых условиях расчета имеется опасность появления теплового взрыва.

Таким образом для современных двигателей с высоким предварительным сжатием смеси необходимо иметь хорошее охлаждение головок цилиндров, клапанов и свечей и избегать всех причин, вызывающих перегрев стенок, в частности нагарообразование.

Как отмечалось раньше, для улучшения охлаждения прежде всего уменьшают диаметр цилиндра.

Числовые значения периода задержки воспламенения τ при адиабатических условиях для двух случаев давлений сжатия $p_c = 10,2 \text{ кг/см}^2$ и $p_c = 5 \text{ кг/см}^2$ приводятся в табл. 2. Легко видеть, что период τ быстро убывает с возрастанием T_0 . При температурах поверхности $T_0 > 650^\circ$ абс. теоретические величины τ меньше среднего значения $2 \cdot 10^{-3}$ сек.

На фиг. 4 приводятся значения τ для величин $p_c = 10 \text{ ата}$ и $p_c = 5 \text{ ата}$ согласно данным табл. 2.

Таблица 2

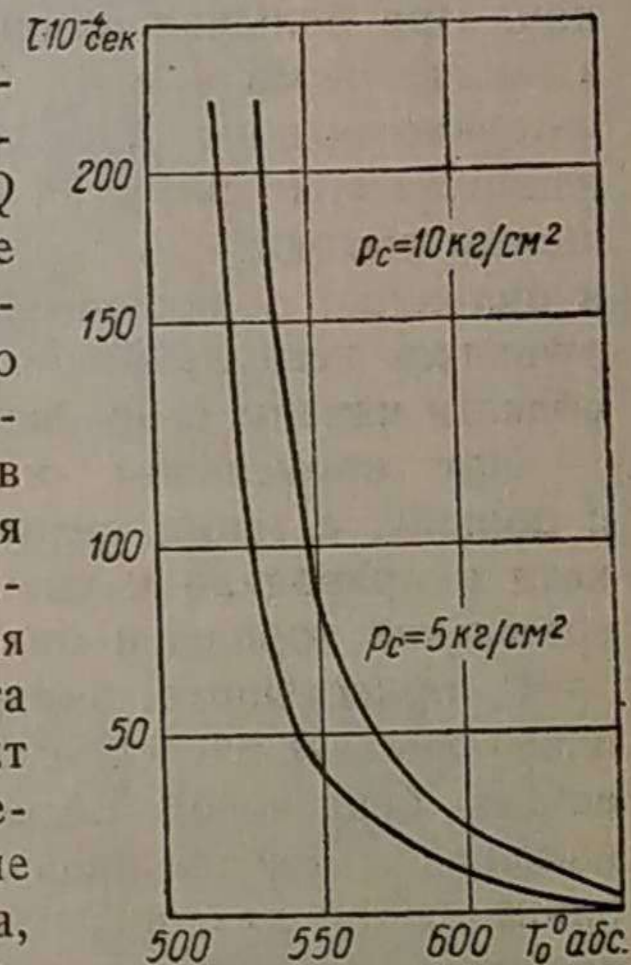
№ по пор.	T_0 в $^\circ$ абс.	$p_c = 10 \text{ кг/см}^2; \varepsilon = 5,5$			$p_c = 5 \text{ кг/см}^2; \varepsilon = 3,3$		
		a	$\frac{E}{eRT_0}$	τ сек	a	$\frac{E}{eRT_0}$	τ сек
1	650	$1,12 \cdot 10^{20}$	$2,09 \cdot 10^8$	0,0002	$0,56 \cdot 10^{20}$	$2,09 \cdot 10^8$	0,0004
2	600	$1,20 \cdot 10^{20}$	$1,49 \cdot 10^9$	0,00112	$0,6 \cdot 10^{20}$	$1,49 \cdot 10^9$	0,0024
3	550	$1,38 \cdot 10^{20}$	$7,08 \cdot 10^9$	0,00417	$0,69 \cdot 10^{20}$	$7,08 \cdot 10^9$	0,0792
4	500	$1,52 \cdot 10^{20}$	$7,24 \cdot 10^{10}$	0,0217	$0,76 \cdot 10^{20}$	$0,79 \cdot 10^{10}$	0,066

Таким образом можно установить, что по мере увеличения начальных сжатий смеси необходимо принять особые меры для интенсивного наружного и внутреннего охлаждения цилиндров, выпускных клапанов и свечей двигателя.

Не подлежит сомнению, что период τ зависит от рода веществ, вступающих в реакцию. Выше было указано влияние изменения Q и c_V . Важной характеристикой является также энергия активации E , которая для многих горючих не определена. Константа k довольно условна, так как отнесена к условному диаметру молекулы σ . Поэтому рассмотренные в данном случае примеры характеризуют для принятых исходных величин больше качественную, чем количественную сторону течения процесса, тем более, что в расчетах принята смесь $\text{CO} + \text{H}_2$ с воздухом как эквивалент бензино-воздушной смеси. Последнее предопределило величину E . Но изложенное выше характеризует большие возможности расчета, если будут уточнены необходимые значения величин, входящих в формулы.

Тепловой взрыв при достаточно высоких степенях сжатия и соответственных режимах работы двигателя вызывает преждевременное зажигание. Это явление особенно ярко проявляется при относительно низких оборотах и при работе двигателя при полностью открытом дросселе.

В случае преждевременного воспламенения смеси выделенная в химической реакции теплота целиком расходуется на повышение температуры



Фиг. 4. Зависимость величины периода задержки воспламенения τ при адиабатическом сжатии от температуры стенок T_0 .

продуктов реакции, а следовательно, и давления. Кроме того, продолжающееся сжатие смеси в процессе способствует ускорению реакции и еще большему увеличению указанных величин.

Таким образом, при высокой температуре газов увеличивается общая температура камеры сгорания и, в частности, днища поршня. На фиг. 5—7 приводятся результаты специально поставленных опытов [13], иллюстрирующих влияние преждевременного зажигания.

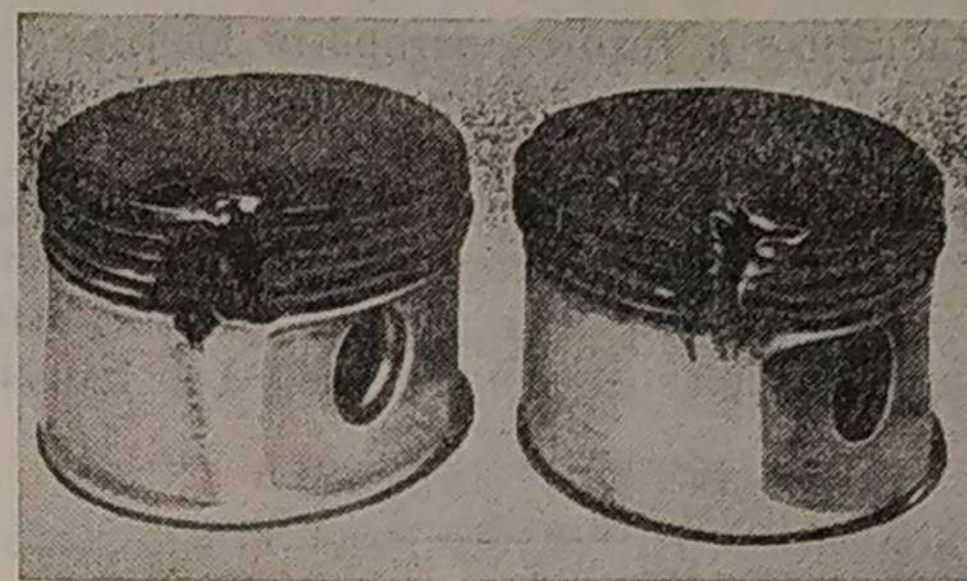
Вследствие высоких давлений и температур в наиболее слабые места уплотнения между стенками цилиндра и кольцами поршня проникает пламя, поэтому в этих местах получается перегрев материала и как результат прогар поршня (фиг. 5). Указанное явление сопровождается также местным нарушением масляной пленки, вследствие чего на поверхности цилиндра появляются задиры (фиг. 6).

На фиг. 7 показаны четыре поршня, разрушенных во время испытаний. Двигатель имел степень сжатия 7. Зажигание было искусственно установлено с опережением в 125° до в. м. т. Слабое место в уплотнении поршня в цилиндре было создано путем снятия одного верхнего поршневого кольца или совмещения зазоров замков.

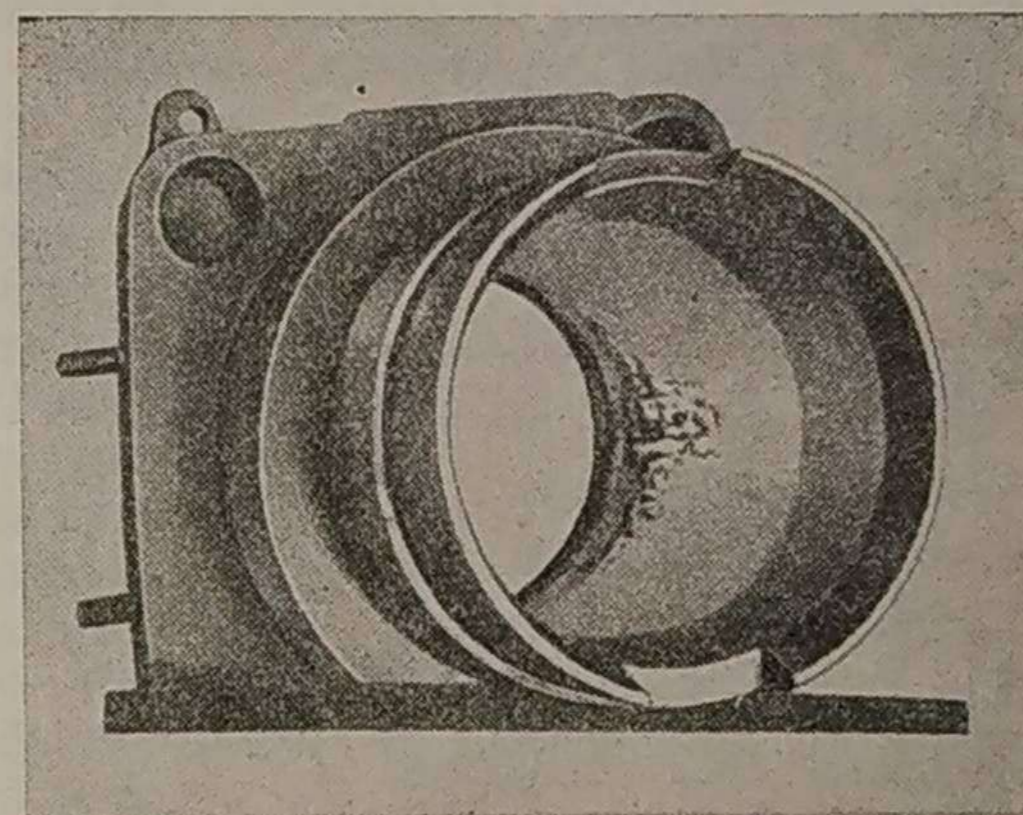
Как видно из фиг. 7, все поршни имеют одинаковый внешний вид. При испытании было отмечено большое влияние величины зазоров между стенками цилиндра и поршнем, а также в замках колец на время, прошедшее от начала испытаний до момента появления разрушений и задиров. При больших зазорах повреждение обнаруживалось через 15 мин., а иногда через 4 мин., при малых зазорах повреждение возникало значительно позднее, т. е. через $2\frac{1}{2}$ часа и более. Прогар поршней был наиболее ярко выражен со стороны выпускного клапана, который также иногда выходит из строя вследствие тех же причин. Стороны поршня и цилиндра, обращенные к впускному клапану, в условиях опытов разрушались несколько меньше вследствие более низких температур в этой области камеры сгорания.

При нормальном опережении зажигания снятие верхнего кольца с поршня, а также совмещение зазоров двух верхних поршневых колец хотя и приводило к увеличению пропуска газов, но не вызывало повреждений поршня и цилиндра.

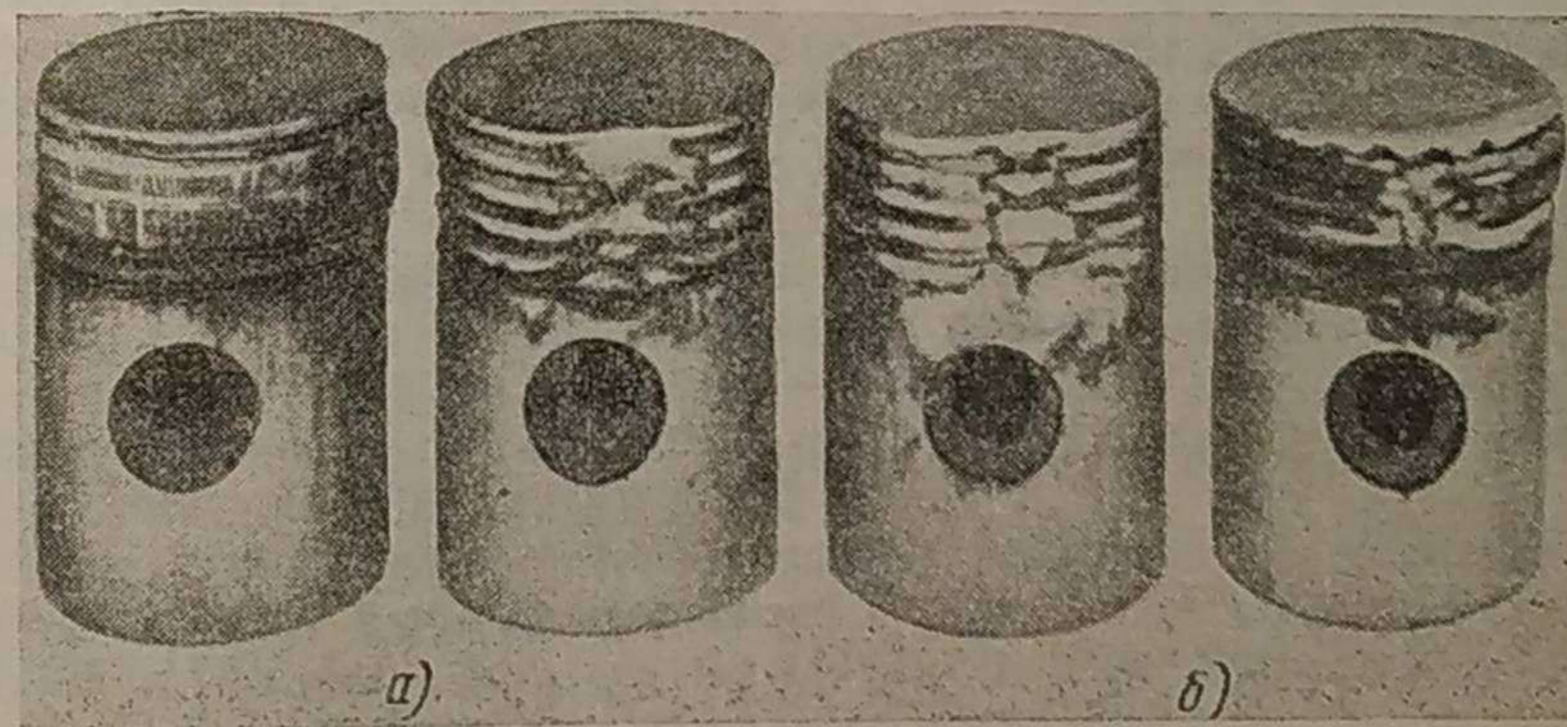
В приведенных выше расчетах использовалась в качестве топлива для двигателей смесь $\text{CO} + \text{H}_2$ с воздухом, термически равноценная бензиновой смеси. Совершенно ясно, что подобный простой комплекс может лишь приблизительно отобразить процесс сгорания любой другой гомогенной смеси при условии термической эквивалентности. Но все же следует признать, что при наличии в цилиндрах современных двигателей крупномасштабной турбулентности скорость сгорания во второй главной фазе мало зависит от физико-химических свойств смесей, как это, в частности, доказано в работах К. И. Щелкина. Следовательно, такая замена хотя и условно, но может быть принята. При этом было бы весьма желательно располагать для расчета кажущейся величиной энергии активизации, соответствующей скорости химического превращения в комплексе реакций действительной системы. Но к сожалению, до сего времени мы этих данных не имеем. Поэтому в условных расчетах и была принята величина $E = 25\ 000$ кал/г-моль.



Фиг. 5. Повреждение поршня при преждевременном зажигании.



Фиг. 6. Повреждение зеркала цилиндра в результате преждевременного зажигания.



Фиг. 7. Разрушение поршней вследствие преждевременного зажигания: а — вид спереди; б — вид сзади.

Нельзя не отметить, что приведенный выше расчет по формуле (13) имеет прямое отношение к газогенераторным двигателям высокого сжатия, работающим на слабодородном газе при больших содержаниях в нем CO.

Сложный комплекс реакций периода задержки воспламенения, конечно, не может быть раскрыт теорией сгорания простого газа. Примерный расчет для этого случая носит совершенно частный характер, лишь указывающий возможное направление для дальнейших исследований.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ НОРМАЛЬНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

При тепловом распространении пламени в неподвижном газе воспламенение каждой последующей порции осуществляется вследствие ее разогрева от лучеиспускания, теплопроводности, конвективных токов и диффузии промежуточных продуктов реакции в несгоревшую смесь.

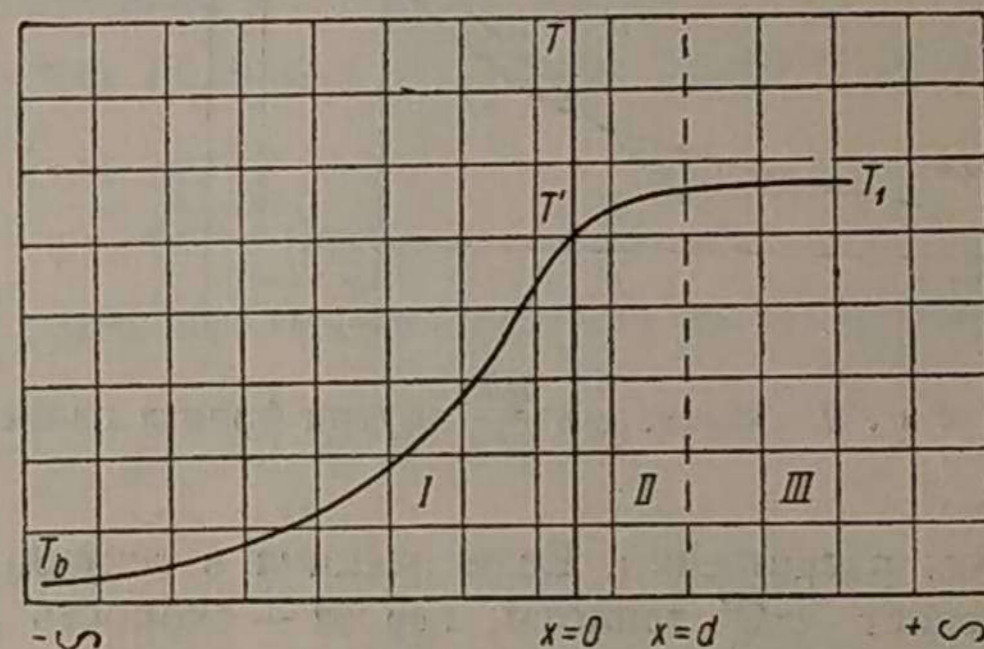
Количество теплоты, выделяемой реакцией, связано с химической кинетикой в зоне реакции. Поэтому для выяснения вопроса

теплового распространения пламени в неподвижной газобразной среде необходимо решить совместно уравнения теплопроводности, диффузии и химической кинетики. Если представить себе, что реакция протекает как в пространстве, так и во времени, то теоретическое разрешение вопроса в целом представляется чрезвычайно сложным. Совершенно ясно, что наличие искажения фронта пламени и турбулентных токов в горючей смеси еще больше усложняет теоретическое объяснение и обобщения всего явления. Приходится использовать приближенные и частные приемы, стремясь к разрешению одномерной задачи прежде всего в стационарных условиях и в условиях неподвижной среды.

Пусть в покоящейся среде или в ламинарном потоке сгорает в секунду v_m г смеси на единицу поверхности фронта пламени. В этом случае пламя может перемещаться относительно свежей несгоревшей смеси с нормальной скоростью v_0 см/сек, при этом $v_m = v_0 \rho_0$, где ρ_0 — плотность свежей смеси в г/см³.

Опытом установлено, что все явления, связанные с равномерным распространением горения, происходят в тонком слое фронта пламени, который может быть разделен на три зоны: зону подогрева I, зону реакции II и зону продуктов реакции III (фиг. 8).

Фронт пламени в данном случае для упрощения можно считать плоским и весьма тонким, а потому все величины могут рассматриваться

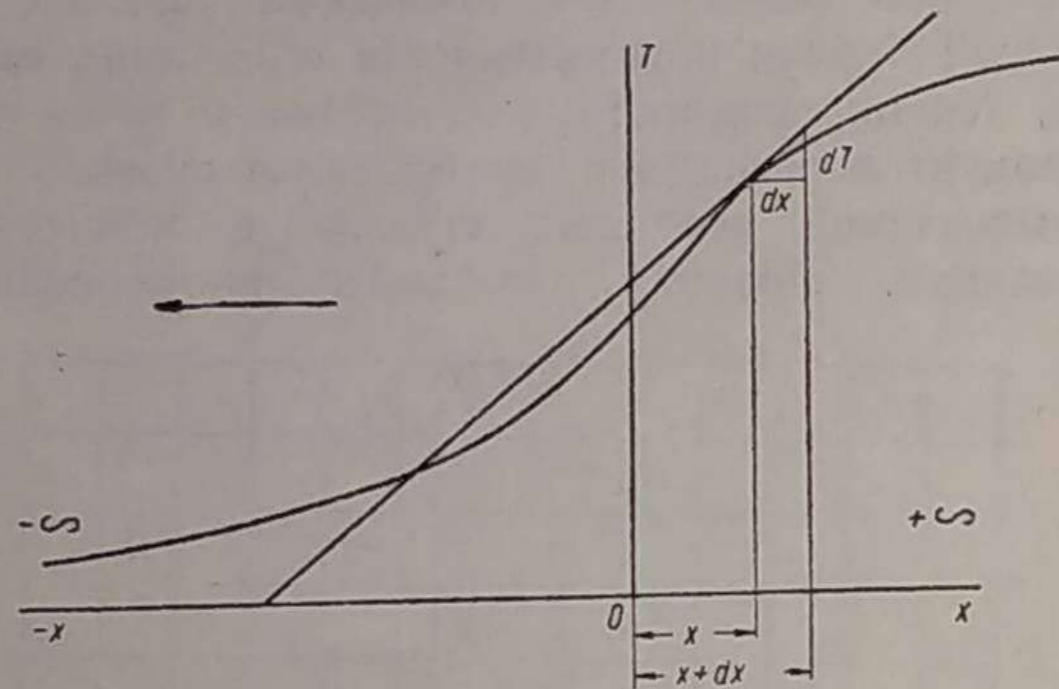


Фиг. 8. Схема распределения температур внутри фронта пламени.

как функции координаты x , перпендикулярной любому элементу площади фронта и определяющей направление распространения пламени. Кроме того, если начало координатной системы $T - x$ свяжем с движущимся фронтом пламени, то этим еще более упростим рассмотрение вопроса, приняв, что в любом элементе внутри слоя фронта все процессы не зависят от времени. Таким образом, вопрос сводится к рассмотрению одномерной задачи в стационарных условиях.

Однако распределение температуры в зонах обусловлено наличием химической реакции, в результате которой выделяется непрерывно теплота при температуре T_1 (фиг. 8).

Предположим, что реакция в пламени начинается при температуре T' , весьма близкой к максимальной температуре сгорания T_1 . Теплота, затрачиваемая на нагревание продуктов реакции и реагирующих веществ в интервале от температуры T' до T_1 , незначительна по сравнению с теплотой, затрачиваемой на подогрев исходной смеси, находящейся при температуре T_0 . Свежая горючая смесь подогревается вследствие теплопроводности, а также конвективных токов газа, стремящихся к выравниванию давлений при тепло-



Фиг. 9. Изменение $\frac{dT}{dx}$ внутри фронта пламени.

вом расширении. Если реакция в секунду в единице объема смеси выделяет wQ' теплоты, где w — скорость реакции, а Q' — теплота реакции одной молекулы горючего, то без учета потерь можно принять, что вся теплота wQ' расходуется на подогрев смеси вследствие конвективных токов и теплопроводности.

Допустим, что из всей выделяемой при реакции теплоты, количество q_k расходуется на подогрев конвекцией, а количество q_T — вследствие теплопроводности, тогда

$$wQ' = q_k + q_T.$$

При движении пламени в направлении, указанном стрелкой на фиг. 9, свежая горючая смесь и реагирующие газы, расширяясь при повышении температуры, протекают в сторону положительного направления оси ординат. Вследствие смещения с более нагретыми частями газа тепло-содержание смеси возрастает. Количество теплоты, затрачиваемое в 1 сек. на приращение теплосодержания какого-либо элементарного объема sdx смеси, равно количеству теплоты, внесенному в этот объем при $p = \text{const}$:

$$q_k dx = \frac{dJ}{dx} v_p dx = \frac{dJ}{dx} v_m dx,$$

где J — теплосодержание смеси.

Так как $dJ = c_p dT$, то после подстановки получаем:

$$q_k dx = v_m c_p \frac{dT}{dx} dx,$$

где $\frac{dT}{dx}$ — градиент температуры;

v_m — массовая скорость сгорания.

Количество теплоты, отводимое вследствие теплопроводности при наличии в элементарном объеме sdx источника теплоты мощностью q_1 , определится как разность притока теплоты через поверхность с абсциссой $x + dx$ и отдачи теплоты через поверхность с абсциссой x (фиг. 9).

Действительно, количество теплоты, передаваемой через поверхность с абсциссой x , равно, как известно, произведению коэффициента теплопроводности λ на градиент температуры, т. е. $-\lambda \frac{dT}{dx}$.

Количество теплоты, притекающее со стороны поверхности с абсциссой $x + dx$, будет больше на величину произведения коэффициента теплопроводности λ на приращение градиента $-\lambda \frac{dT}{dx} - \lambda \frac{d^2T}{dx^2} dx$.

Таким образом разность между подводом и отводом теплоты вследствие теплопроводности составит

$$-\lambda \frac{d^2T}{dx^2} dx.$$

Эта разность должна быть равна теплоте, выделяемой во время реакции $q_T dx$, а именно:

$$-\lambda \frac{d^2T}{dx^2} dx = q_T dx.$$

Суммируя $q_k dx$ и $q_T dx$, находим

$$wQ' = -\lambda \frac{d^2T}{dx^2} + v_m c_p \frac{dT}{dx},$$

и обозначая $\frac{v_m c_p}{\lambda}$ через α , получим уравнение

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \alpha \frac{dT}{dx} + \frac{wQ'}{\lambda} = 0. \quad (17)$$

При составлении этого уравнения были приняты следующие ограничения и допущения:

- 1) теплоемкость газов постоянна и не зависит от температуры;
- 2) отношение теплопроводности λ к теплоемкости c_p также постоянно;
- 3) реакция протекает без изменения числа газовых молекул — коэффициент молекулярного изменения равен единице;
- 4) коэффициент температуропроводности равен коэффициенту диффузии, что соответствует тождественности уравнения (17) уравнению диффузии.

Последнее предположение особенно облегчает теоретическое решение задачи, так как позволяет ограничиться решением одного уравнения (17) [3 и 5].

В полученное уравнение (17) можно ввести ряд упрощений.

Из фиг. 8 нетрудно установить, что для первой зоны, где получается лишь подогрев, т. е. где реакции сгорания еще не протекают и, следовательно, $\frac{wQ'}{\lambda} = 0$, справедливо уравнение

$$\frac{d^2T}{dx^2} - \alpha \frac{dT}{dx} = 0. \quad (18)$$

При этом для $x = -\infty$ $T = T_0$.

Для зоны II при условии, что T' близко по абсолютной величине к T_1 и что $(T_1 - T_0) \gg (T_1 - T')$, можно пренебречь членом $\alpha \frac{dT}{dx}$. Действительно, интегрируя полное уравнение (17) по x от 0 до d , где d толщина зоны II, после замены величины $\frac{wQ'}{\lambda}$ величиной $\alpha \frac{T_1 - T_0}{d}$ [18] и имея в виду, что $\left(\frac{dT}{dx}\right)_d = 0$, найдем:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dT}{dx}\right)_0 - \left(\frac{dT}{dx}\right)_d &= \left(\frac{dT}{dx}\right)_0 = - \int_0^d \alpha \frac{dT}{dx} dx + \frac{\alpha(T_1 - T_0)}{d} \int_0^d dx = \\ &= -\alpha(T_1 - T') + \alpha(T_1 - T_0) \approx \alpha(T_1 - T_0). \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, в зоне от $x = 0$ до $x = d$ при температуре начала сгорания T' , близкой к температуре сгорания, теплота передается в основном вследствие теплопроводности, при этом конвективная передача теплоты незначительна.

Следовательно, для зоны II уравнение (17) напишем в виде

$$\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{wQ'}{\lambda} = 0, \quad (20)$$

где при $x = 0$ $T = T'$, при $x = d$ $T = T_1$.

Интегрируя уравнение (18) и принимая T' близким T_1 , а также $\left(\frac{dT}{dx}\right)_{-\infty} = 0$, находим:

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_0 - \left(\frac{dT}{dx}\right)_{-\infty} = \left(\frac{dT}{dx}\right)_0 = \alpha(T' - T_0) \approx \alpha(T_1 - T_0).$$

Для интегрирования уравнения (20) заменим $\frac{dT}{dx}$ через z и получим

$$\frac{d^2T}{dx^2} = \frac{dz}{dx} = \frac{dz}{dT} \frac{dT}{dx} = z \frac{dz}{dT},$$

следовательно,

$$z \frac{dz}{dT} = - \frac{wQ'}{\lambda},$$

или

$$z dz = - \frac{Q'}{\lambda} w dT.$$

Интегрируя последнее уравнение, получим

$$z^2 = - \frac{2Q'}{\lambda} \int w dT + C.$$

Так как при $T = T_1$, $z = 0$, то

$$z^2 = \frac{2Q'}{\lambda} \int_{T'}^{T_1} w dT,$$

или

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_0 - \left(\frac{dT}{dx}\right)_d = \left(\frac{dT}{dx}\right)_0 = \sqrt{\frac{2Q'}{\lambda} \int_{T'}^{T_1} w dT}.$$

Сравнивая результаты по уравнениям (18) и (20) для $\left(\frac{dT}{dx}\right)_0$, найдем:

$$\alpha(T_1 - T_0) = \sqrt{\frac{2Q'}{\lambda} \int_{T'}^{T_1} w dT}.$$

Для упрощения полученной формулы и удобства использования ее в дальнейшем введем вместо α его значение $\frac{v_m \cdot c_p}{\lambda}$, тогда

$$\alpha(T_1 - T_0) = \frac{v_m c_p (T_1 - T_0)}{\lambda} = \frac{v_0 \rho_0 L}{\lambda},$$

где v_0 — нормальная скорость распространения пламени в см/сек;

ρ_0 — плотность горючего газа при температуре T_0 ;

L — теплота сгорания единицы массы смеси;

λ — коэффициент теплопроводности.

Следовательно,

$$\frac{v_0 \rho_0 L}{\lambda} = \sqrt{\frac{2Q'}{\lambda} \int_{T'}^{T_1} w dT},$$

откуда определим нормальную скорость:

$$v_0 = \frac{1}{\rho_0 L} \sqrt{2\lambda Q' \int_{T_1}^{T'} w dT}. \quad (21)$$

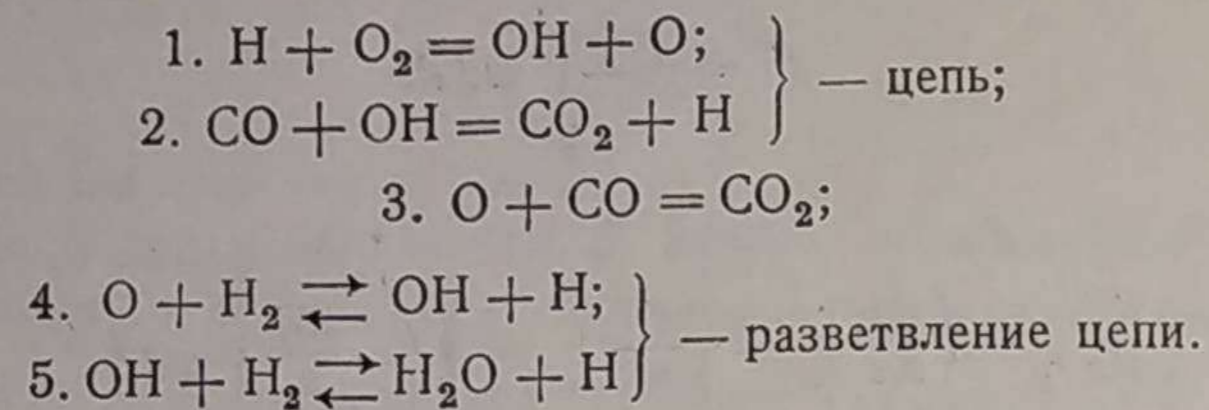
Применим формулу (21) для определения скорости распространения пламени при сгорании окиси углерода в кислороде или воздухе в присутствии паров воды или углеводородов.

При этом количество паров воды или углеводородов в исходной смеси не должно быть настолько велико, чтобы заметным образом влиять на температуру сгорания окиси углерода.

Сгорание углеводородов (бензина, керосина, нефти), повидимому, может быть сведено к сгоранию CO и H₂ в присутствии паров воды,

служащих катализатором для окиси углерода. Подготовка к образованию этих веществ происходит в зоне подогрева при температурах, близких к температуре сгорания T_1 , получается цепная реакция.

Образование цепей и разветвлений при окислении СО в присутствии паров воды сводится к следующей схеме:



Вследствие наличия разветвления цепи суммарная реакция будет ускоряться. Она достигнет стационарного значения тогда, когда реакции четвертая и пятая уравниваются обратными им реакциями. Константы равновесия и скорости этих реакций получены не все и недостаточно точно известны. Хорошо известны константы равновесия K_4 и K_5 . Для константы скорости реакций K_1 и K_2 приближенно дается энергия активации:

$$E_1 = 26\,000 \pm 4000 \text{ кал/моль};$$

$$E_2 = 10\,000 \pm 3000 \text{ кал/моль}.$$

Константа K_3 почти неизвестна: ориентировочно для тройного соударения молекул при атмосферном давлении ее можно принять $\sim 10^{-3}$.

По данным Зельдовича при температуре 2000° абс. $K_1 \approx 5 \cdot 10^{-3} z$; $K_2 \approx 0,8 \cdot 10^{-3} z$; $K_3 \approx 10^{-3} z$; $K_4 \approx 0,3$; $K_5 \approx 5$ (значки у букв соответствуют порядковому номеру реакции).

Схема окислительной реакции СО в присутствии паров воды приводит к следующему кинетическому закону

$$\frac{d[\text{CO}_2]}{dt} = -2 \frac{d[\text{O}_2]}{dt} = -\frac{d[\text{CO}]}{dt} = ze^{-\frac{25\,000}{RT}} [\text{H}_2\text{O}] [\text{CO}].$$

Как можно видеть, эта реакция по отношению к кислороду имеет нулевой порядок, и ее кинетика при постоянном значении температуры T определяется концентрациями H_2O и CO .

С повышением температуры ускорение реакции при данных начальных концентрациях H_2O и CO происходит очень быстро, следуя экспоненциальному закону.

Рассмотрим два случая окисления окиси углерода в присутствии паров воды.

Первый случай, когда реакция протекает при большом избытке СО.

Второй случай, когда получается недостаток или стехиометрическое количество окиси углерода по отношению к кислороду воздуха.

В обоих случаях необходимо иметь в виду, что реакция, как мы установили ранее, протекает главным образом при температурах, близких к температуре сгорания T_1 . Кроме того, в этой зоне вследствие энергичной диффузии и конвективных токов исходные продукты в большом количестве содержат продукты реакции.

Следовательно, рассматривая первый случай сгорания при больших избытках СО, можно принять следующую концентрацию молекул в конечных охлажденных продуктах реакции:

$$[\text{CO}]_1 = [\text{CO}]_0 - [\text{CO}_2]_1,$$

где $[\text{CO}]_0$ — концентрация молекул окиси углерода в исходной смеси; $[\text{CO}_2]_1$ — концентрация молекул углекислоты в охлажденных продуктах сгорания, а также концентрация окиси углерода, сгоревшей в углекислоту.

В зоне сгорания при температуре T_1 действующая концентрация СО или число молекул в единице объема составит

$$\text{CO} = \frac{T_0}{T_1} [\text{CO}]_1.$$

Так как число молекул паров воды в реакции в зоне сгорания не меняется, то действующая концентрация паров воды выразится через исходную концентрацию $[\text{H}_2\text{O}]_0$ при температуре T_0 . Таким образом

$$\text{H}_2\text{O} = \frac{T_0}{T_1} [\text{H}_2\text{O}]_0.$$

При этих условиях

$$w = ze^{-\frac{E}{RT}} \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^2 [\text{H}_2\text{O}]_0 [\text{CO}]_1,$$

и величина интеграла, входящего в подкоренное значение правой части уравнения (21), будет приближенно равна

$$\int_0^{T_1} w dT = z \frac{RT_1^2}{E} \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^2 e^{-\frac{E}{RT_1}} [\text{H}_2\text{O}]_0 [\text{CO}]_1.$$

Следовательно, нормальная скорость распространения пламени

$$v_0 = \sqrt{\frac{2\lambda z Q'}{\rho_0 L \rho_0 L} \cdot \frac{RT_1^2}{E} \left(\frac{T_0}{T_1}\right)^2 e^{-\frac{E}{RT_1}} [\text{H}_2\text{O}]_0 [\text{CO}]_1}. \quad (22)$$

Для упрощения формулы (22) примем во внимание следующее.

Константа скорости реакции по столкновениям при наличии молекул одного сорта, как известно, равна

$$z = \sqrt{2} \pi \sigma^2 u = \frac{u}{nl},$$

где n — общее число молекул в смеси при температуре T_1 ;

l — средняя длина свободного пути молекулы;

u — тепловая скорость молекулы.

Из кинетической теории газов известно, что теплопроводность газа прямо пропорциональна средней длине свободного пути молекул, средней тепловой их скорости, плотности газа ρ и его теплоемкости c_p , поэтому

$$\lambda = \frac{1}{3} l \cdot u \cdot \rho \frac{c_p}{\mu} \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}.$$

Тепловую скорость молекулы можно определить по формуле

$$u^2 = u_{300}^2 \frac{T_1}{300},$$

где можно принять $u \approx 5 \cdot 10^4$ см/сек.

Если иметь все это в виду, то дробь $\frac{\lambda z}{\rho_0}$ в формуле (22) может быть заменена величиной

$$\frac{1}{3} \cdot \frac{u^2 c_p}{\mu n_0} = \frac{75 \cdot 10^8}{300} \cdot \frac{T_1}{\mu n_0}.$$

Величина $\frac{Q'}{L}$ представляет собой отношение числа калорий теплоты, выделенных при сгорании одной молекулы, к теплоте сгорания единицы объема смеси, взятой при температуре T_0 .

Теплота, выделившаяся при сгорании единицы объема смеси, пропорциональна концентрации CO_2 сгоревших молекул окиси углерода в единице объема, поэтому можно написать:

$$L \rho_0 = Q' [\text{CO}_2]_1,$$

или

$$\frac{Q'}{L \rho_0} = \frac{1}{[\text{CO}_2]_1}.$$

Таким образом отношение $\frac{Q'}{L \rho_0}$ в формуле (22) можно заменить отношением $\frac{1}{[\text{CO}_2]_1}$.

Теплота сгорания единицы веса исходной смеси L может быть определена по формуле

$$L = M_0 \frac{Q}{\mu},$$

где M_0 — весовая доля топлива в смеси;

Q — теплота сгорания 1 моля топлива;

μ — молекулярный вес топлива.

Весовая доля топлива в смеси M_0 может быть выражена через отношение числа молекул CO , сгоревших до $[\text{CO}_2]_1$, к общему числу молекул n_0 в смеси, т. е.

$$M_0 = \frac{[\text{CO}_2]_1}{n_0}.$$

Последняя формула возможна при условии, что молекулярные веса газов, входящих в смесь, близки один к другому $[\text{CO}_1\text{O}_2, \text{N}_2]$. При этих условиях дробь $\frac{1}{L}$ в формуле (22) может быть представлена так:

$$\frac{1}{L} = \frac{n_0 \mu}{Q [\text{CO}_2]_1}.$$

При подстановке в формулу (22) вместо указанных величин $\frac{\lambda z}{\rho_0}$, $\frac{Q'}{L \rho_0}$ и $\frac{1}{L}$ принято $\mu \approx 30$; теплота $Q \approx 7 \cdot 10^4$ кал/моль, молярная теплоемкость при температуре сгорания T_1 ; $c_p \approx 9 \frac{\text{кал}}{\text{моль град}}$.

После соответствующих подстановок в формулу (22) и сокращений окончательно получим

$$v_0 = \sqrt{1400 \frac{T_1 T_0^2}{E} e^{-\frac{E}{RT_1}} \frac{[\text{H}_2\text{O}]_0 [\text{CO}]_1}{[\text{CO}_2]_1}} \text{ см/сек.} \quad (23)$$

При стехиометрическом соотношении или при недостатке CO его содержание в зоне сгорания невелико. Однако скорость v_0 остается также пропорциональной CO . Используя известный прием установления концентрации исходного продукта в зоне реакции для малой разности температур $T_1 - T' = \vartheta$ и ограничиваясь значениями ϑ порядка $\frac{RT_1^2}{E}$, найдем концентрацию CO по формуле

$$[\text{CO}] = [\text{CO}]_0 \frac{T_0}{T_1} \cdot \frac{RT_1^2}{T_1 - T_0}.$$

После замены в последнем выражении $T_1 - T_0$ через $\frac{L}{c_p}$, подставив полученное значение концентрации окиси углерода в уравнение для скорости w , найдем значение интеграла:

$$\int_{T_0}^{T_1} w dT = \frac{c_p}{L} \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^2 \left(\frac{RT_1^2}{E} \right)^2 z e^{-\frac{E}{RT_1}} [\text{CO}]_0 [\text{H}_2\text{O}]_0.$$

Сравнивая это выражение с полученным значением этого интеграла для случая большого избытка CO , нетрудно усмотреть, что в данном случае $[\text{CO}]_1$ заменяется подстановкой

$$\frac{c_p}{L} \cdot \frac{RT_1^2}{E} [\text{CO}]_0 = [\text{CO}]_e,$$

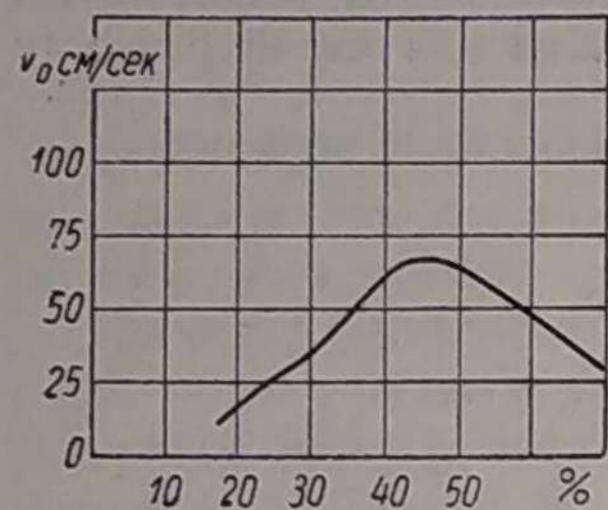
которую можно назвать действующей эффективной концентрацией CO в зоне горения. Поэтому формула для определения v_0 и в этом случае будет иметь тот же вид, что и при избытке CO , но в ней вместо $[\text{CO}]_1$ следует подставить $[\text{CO}]_e$, т. е. количество окиси углерода, которое обеспечивает реакцию в пламени.

При высоких значениях $T_1 \approx 2000^\circ$ абс. и малых изменениях $[\text{CO}]_0$ в пределах значений, меньших стехиометрии и при стехиометрии, величина $[\text{CO}]_e$ при постоянстве T_1 может быть принята для зоны реакции постоянной.

Таким образом при условии постоянства T_1 скорость распространения пламени v_0 при недостатке CO не зависит от избытка кислорода в смеси. Температура сгорания T_1 может быть получена постоянной при уменьшении концентрации CO путем подогрева смеси, т. е. компенсацией недостатка теплоты химической реакции физической теплотой. При значениях CO , больших стехиометрического, как видно из формулы (23), скорость распространения пламени при данной температуре T_1 пропорциональна корню квадратному из избыточного содержания CO в продуктах реакции при постоянном количестве водяного пара. При увеличении

содержания водяного пара скорость распространения пламени также увеличивается пропорционально $\sqrt{[H_2O]_0}$. Наибольшие значения скорости v_0 при данном содержании водяного пара получаются в интервале между 40 и 50% содержания CO в воздушных смесях, т. е. при концентрациях, больших стехиометрических.

Температура сгорания, определенная по составу холодной воздушной смеси при $T_0 = 300^\circ$ абс., для максимума скорости по исследованиям Зельдовича составляет $\sim 2340^\circ$ абс.



Фиг. 10. Кривая изменения скорости пламени в смеси окиси углерода с воздухом.

Кривая изменения скорости v_0 при $H_2O \approx 2\%$ в зависимости от содержания CO в воздушных смесях имеет вид, показанный на фиг. 10. Для этой кривой максимум скорости распространения пламени, а также ее значения при 16, 30 и 70% окиси углерода и для $H_2O = 2\%$ определены по полученным формулам.

Рассмотрим некоторые примеры применения этих формул.

Примем следующее содержание горючей составляющей газа и продуктов реакции: CO = 45%; CO₂ = 20%; H₂O = 2%. При этом $T_1 = 2300^\circ$ абс.; $E = 2,5 \cdot 10^4$; $c_p \approx 9$.

Нормальная скорость распространения пламени будет равна

$$v_0 = \sqrt{1400 \frac{2300 \cdot 300^2}{25000} e^{-\frac{25000}{4600}} \frac{2 \cdot 25}{20^2}} \approx 70 \text{ см/сек.}$$

Для бедных смесей числовое значение концентрации $[CO]_e$ определится из следующих соображений. Для смеси стехиометрического состава и более бедной заменим отношение $\frac{[CO]_e}{L}$ отношением $\frac{1}{Q}$, где Q — теплота реакции одного моля CO, и найдем

$$[CO]_e = \frac{c_p R T_1^2}{QE}$$

Для воздушной смеси, содержащей

$$CO = 16\% \text{ при } T_1 \approx 1700^\circ \text{ абс., } [CO_2]_1 = 16\%,$$

$$[CO]_e = \frac{2 \cdot 9 \cdot 1700^2}{7 \cdot 10^4 \cdot 2,5 \cdot 10^4} \approx 0,03,$$

т. е. $\sim 3\%$.

Нормальная скорость распространения пламени

$$v_0 = \sqrt{1400 \frac{1700 \cdot 300^2}{2,5 \cdot 10^4} e^{-\frac{2,5 \cdot 10^4}{3,4 \cdot 10^3}} \frac{2 \cdot 3}{16^2}} \approx 8,5 \text{ см/сек.}$$

Для других условий при CO = 70%, [CO₂]₁ = 13%, [CO]₁ = 57%, $T_1 \approx 1400^\circ$

$$v_0 = \sqrt{1400 \frac{1400 \cdot 300^2}{2,5 \cdot 10^4} e^{-\frac{2,5 \cdot 10^4}{2,8 \cdot 10^3}} \frac{2 \cdot 57}{13^2}} = 24 \text{ см/сек.}$$

Допустим, что начальная температура смеси $T_0 = 700^\circ$ абс.

Горючая смесь содержит CO = 45%, H₂O = 2%, продуктов горения: 20% [CO₂]₁ и остальное — азот с несгоревшей окисью углерода.

По уравнению теплового баланса

$$0,20 \cdot 70 \cdot 10^3 + 6,9 \cdot 700 = 7,5 \cdot T_1$$

находим $T_1 \approx 2530^\circ$ абс. — теоретическую температуру в пламени в момент реакции.

В этих условиях нормальная скорость распространения пламени будет значительно больше:

$$v_0 = \sqrt{1400 \frac{2530 \cdot 700^2}{2,5 \cdot 10^4} e^{-\frac{2,5 \cdot 10^4}{5060}} \frac{2 \cdot 25}{20^2}} \approx 256 \text{ см/сек.}$$

В быстроходных двигателях процесс сгорания смеси протекает почти при постоянном объеме, вследствие этого давление в камере сгорания непрерывно возрастает по мере развития реакции. На основании сделанных выводов нормальная скорость распространения пламени зависит от начальной температуры реагирующей смеси и от температуры сгорания, которые связаны между собой уравнением теплового баланса.

Применим теоретические выводы к процессу сгорания в цилиндре двигателя, имея в виду состав горючих газов, принятый ранее, а именно: CO = 45%, H₂O = 2% в смеси с воздухом. При этом сгорает 20% CO, т. е. окись углерода находится в избытке. Скорость нормального сгорания в этом случае, как известно, максимальна. Кроме того, идеализируем процесс горения, предположив отсутствие завихрений и тепловых потерь.

Предположим, что рабочая смесь сжата в цилиндре со степенью сжатия $\epsilon = 6$ от начального давления $p_a = 0,92 \text{ кг/см}^2$ и температуры $T_0 = 333^\circ$ абс. ($T_0 = T_a$).

Давление и температуру в конце сжатия определим по формулам

$$p_c = p_a \epsilon^{1,35} \text{ и } T'_0 = T_c = T_0 \epsilon^{0,35}.$$

Предположим, что пламя распространяется в начальной смеси от слоя к слою, начиная от места расположения свечи до удаленных участков камеры сгорания (слой 7 на фиг. 11).

В этих условиях допустимо предположить, что слой 1 смеси сгорает при постоянном давлении. Этот слой, расширяясь вследствие повышения температуры при сгорании, оказывает давление на соседний слой по закону адиабаты, вследствие чего уменьшается объем остальной смеси так, что для слоя 2 будем иметь

$$T_{0cл2} = T_{0cл1} \cdot 1,5^{\frac{k-1}{k}}.$$

Для последующих слоев начальная температура будет определяться аналогично предыдущему по формулам

$$T_{0_{сл3}} = T_{0_{сл1}} \cdot 2^{\frac{k-1}{k}};$$

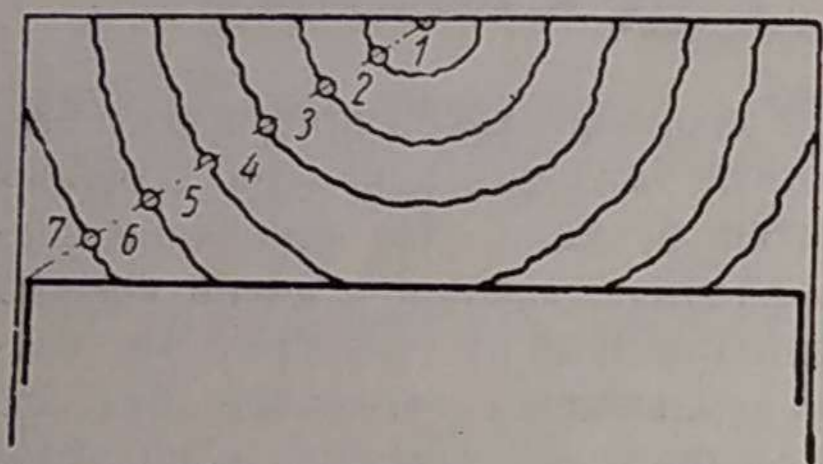
$$T_{0_{сл4}} = T_{0_{сл1}} \cdot 2,5^{\frac{k-1}{k}};$$

.....

$$T_{0_{сл7}} = T_{0_{сл1}} \cdot 4^{\frac{k-1}{k}}.$$

Для каждого слоя принято, что $\frac{p_{сл}}{p_c}$ растет ступенями до $\lambda = 4$ через интервал в каждом слое, равный 0,5.

Можно было бы разделить весь объем камеры сгорания на большее число слоев и принять меньшие ступени соотношения давлений, однако в этом нет особой необходимости вследствие приближенных приемов расчета.



Фиг. 11. Схема распространения пламени:

1-7 — положения фронта пламени.

Соответственные температуры пламени в каждом слое могут быть приближенно определены по уравнению теплового баланса:

$$0,2 \cdot 7 \cdot 10^4 + 6,9 \cdot T_0 = 7,5 T_1.$$

Теоретическая нормальная скорость распространения пламени вычисляется по формуле

$$v_0 = \sqrt{70 \cdot 10^{-3} T_1 T_0^2 e^{\frac{-2,5 \cdot 10^4}{2T_1}}}.$$

Необходимо иметь в виду, что по мере сгорания слоев каждый из них вследствие расширения при $p = \text{const}$ сжимает не только следующие несгоревшие слои, но также и сгоревшие предыдущие, находящиеся при температурах $T_{исл}$, поэтому каждый сгоревший слой получит некоторую дополнительную энергию.

Для нашего примера конечные температуры T_{ik} для продуктов сгорания определяются по следующим уравнениям:

$$T_{ik_{сл7}} = T_{i_{сл7}};$$

$$T_{ik_{сл6}} = T_{i_{сл7}} \cdot 1,5^{\frac{k-1}{k}};$$

.....

$$T_{ik_{сл1}} = T_{i_{сл7}} \cdot 4^{\frac{k-1}{k}}.$$

Распределение конечной температуры T_{ik} в продуктах сгорания характеризует наличие температурного градиента, которыми и определяется так называемое послесвечение газов после окончания реакции. В данном случае температурный градиент между начальной точкой, местом запыла и наиболее удаленными слоями сгоревших газов составляет 944° абс. Через некоторое время температуры газов в камере сгорания по завершении реакции выравниваются.

По данным табл. 3 можно сделать следующие выводы.

Нормальная скорость распространения пламени v_0 возрастает с повышением начальной температуры смеси T_0 от слоя к слою по мере развития процесса горения. Температурный градиент в сгоревших газах может достигать значительной величины. Наличием температурного градиента объясняется большее нагревание части камеры, лежащей ближе к свече. Повышение температуры T_0 в слоях, наиболее удаленных от запыла, вследствие сжатия горящими слоями смеси несгоревших слоев может вызвать такие предпламенные окислительные процессы, которые могут послужить источником детонации. Теоретические значения температур в пламени T_1 лежат близко к получаемым в технических расчетах. Абсолютные величины нормальной скорости v_0 являются теоретическими величинами, но порядок полученных цифр соответствует опытным данным.

Многочисленными наблюдениями за распространением пламени в трубах, заполненных горючей смесью, установлены следующие факты:

- 1) с уменьшением диаметра трубы скорость распространения пламени для горючей смеси данного состава уменьшается;
- 2) в узких трубах пламя вообще не распространяется или же быстро затухает;
- 3) фронт пламени по мере распространения в цилиндрической трубе изменяет свою форму, которая становится несферической, и стремится занять наклонное положение по отношению к проекции оси трубы, что приводит к увеличению скорости его распространения.

Вследствие искажения фронта пламени относительно теоретического плоского фронта, совпадающего с сечением трубы плоскостью, перпендикулярной оси, вдоль которой происходит распространение пламени, существует следующее отношение между нормальной скоростью распространения пламени и действительной (наблюдаемой) v_n :

$$\frac{v_0}{v_n} = \cos \alpha = \frac{F_2}{F_1},$$

где α — косинус угла между нормалью к поверхности фронта пламени и направлением движения его, или, что то же самое, осью трубы.

Очевидно, что $\cos \alpha = 1$ при $v_n = v_0$ и $F_2 = F_1$, т. е. площадь фронта F_2 равна площади F_1 поперечного сечения трубы. При очень малых F_2 , когда воспламенение возникает от незначительного очага — точки, и для достаточно больших значений F_1 величина $\cos \alpha = \frac{F_2}{F_1}$ незначительна, потому скорость $v_n = v_0 \cos \alpha$ также мала по сравнению с возможным теоретическим значением нормальной скорости v_0 .

При распространении пламени в потоке, движущемся со скоростью v_2 , ее необходимо принимать во внимание.

Действительная (наблюдаемая) скорость распространения пламени v_n определится из уравнения

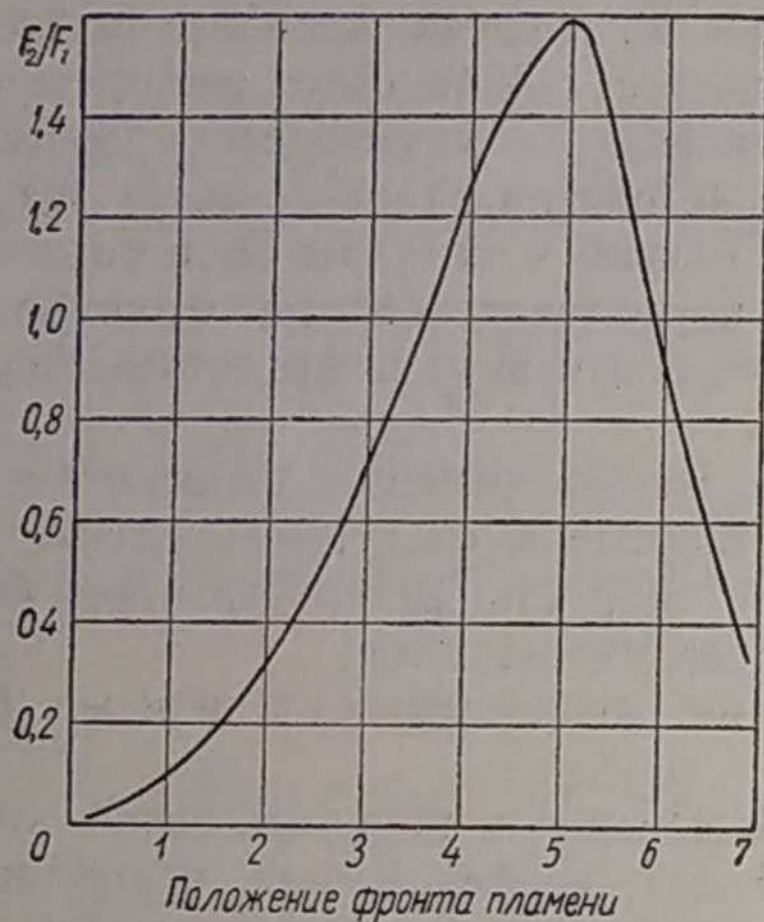
$$v_n = v_0 \frac{F_2}{F_1} + v_2,$$

где F_1 — площадь поперечного сечения канала, по которому движется пламя;

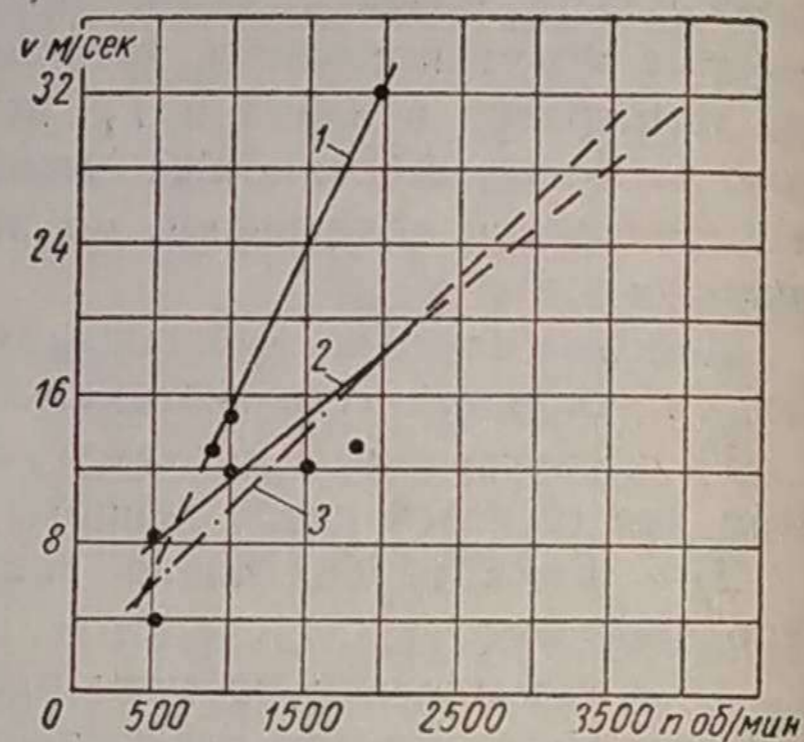
F_2 — поверхность фронта пламени;

v_2 — скорость движения реагирующего газа.

Некоторыми исследователями было доказано, что при распространении пламени площадь фронта F_2 никогда не бывает равна площади F_1 сечения канала, в котором распространяется пламя. Вследствие уве-



Фиг. 12. Кривая изменения отношения площадей фронта пламени $\frac{F_2}{F_1}$ в зависимости от расстояния до свечи.



Фиг. 13. Зависимость скорости распространения пламени в камере сгорания от числа оборотов коленчатого вала двигателя:

1 — по данным, полученным методом фоторегистрации; 2 и 3 — по данным индикаторных диаграмм.

личения площади фронта процесс распространения пламени протекает фактически с большей скоростью, чем процесс теоретический в неподвижной среде. Исследования, проведенные, например, для смесей метана с воздухом, достаточно наглядно показали, что скорость распространения пламени меняется с увеличением поверхности фронта в несколько раз. При этих условиях наблюдаемая скорость v_n оказалась равной нормальной скорости v_0 , умноженной на поверхность фронта пламени, отнесенную к площади поперечного сечения канала, в котором распространяется пламя.

Кроме того, общеизвестен тот факт, что скорость распространения пламени уменьшается с уменьшением размеров канала, а в каналах достаточно малого сечения пламя в горючем газе вообще не распространяется.

При изучении горения смесей в двигателях многими исследователями неоднократно устанавливалась возможность регулирования скорости распространения пламени путем создания соответствующей формы камеры сгорания, чтобы оказывать влияние на развитие фронта.

Если горение происходит при $v = \text{const}$, то можно теоретически принять, что скорость движения реагирующего газа $v_2 = 0$.

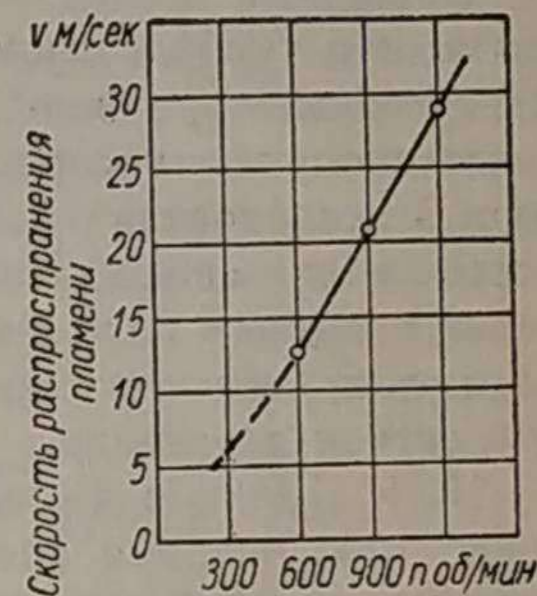
Распространение пламени в двигателях отличается от распространения в трубах тем, что фронт пламени сначала быстро увеличивается, а затем обычно уменьшается в зависимости от формы камеры сгорания и места расположения свечи. Для двигателей изменение отношения $\frac{F_2}{F_1}$

по мере движения пламени может быть примерно установлено на основании допущений, что пламя от свечи распространяется по концентрическим сферическим поверхностям. В этих условиях можно принять, что F_1 — наибольшая площадь сечения камеры сгорания, а F_2 — сферические поверхности фронта пламени, распространяющегося от свечи до наиболее удаленных участков камеры сгорания (фиг. 11).

На фиг. 12 показана кривая изменения отношения площадей фронта пламени $\frac{F_2}{F_1}$ в зависимости от удаления фронта пламени от места расположения запала в случае цилиндрической камеры сгорания с центральным расположением свечи в крышке цилиндра.

Но, кроме того, наличие турбулентности искажает фронт F_2 , так что он не только не имеет сферической формы, но разрывается на отдельные участки, образующие иногда отдельные очаги горения. Вследствие этого фронт пламени значительно увеличивается.

Увеличение турбулентности может быть учтено на основании того, что скорости движения газовых масс в камере сгорания перед воспламенением смеси растут пропорционально числу оборотов двигателя (фиг. 13), что следует из ряда опытов, в частности из результатов исследований К. И. Щелкина, Я. Б. Зельдовича, Н. В. Иноземцева, В. К. Кошкина и Е. П. Бугрова. Из этих опытов можно заключить, что удвоению числа оборотов двигателя отвечает увеличение скорости распространения пламени почти в два раза (фиг. 14).



Фиг. 14. Скорость распространения пламени в двигателях.

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В КАМЕРЕ СГОРАНИЯ ДВИГАТЕЛЯ ПРИ ТУРБУЛЕНТНОМ ДВИЖЕНИИ СМЕСИ

Обширные исследования показывают, что скорость распространения пламени в турбулентном потоке сильно зависит от степени турбуленции. В настоящее время общепризнано, что при турбулентном движении смеси скорость распространения пламени может увеличиться в сотни раз. В исследовании Б. Я. Зельдович [6] доказывает, что турбулентность смеси способствует не только увеличению скорости распространения пламени, а следовательно, и скорости объемного сгорания смеси, но и вызывает ускорение распространения пламени, которое может привести к детонации.

И. К. Щелкин в своей работе „О сгорании в турбулентном потоке“ [25] впервые рассмотрел этот вопрос в отношении современных научных позиций, связав горение в турбулентном потоке с масштабом турбуленции. При этом им были рассмотрены два крайних случая, при которых величина неравномерности потока, определяемая пульсационной скоростью, представляется как мелкомасштабная или крупномасштабная турбуленция. Величина масштаба устанавливается в зависимости от того, насколько масштаб ее соизмерим с толщиной фронта пламени.

Степень турбулентности определяется числом $K = \frac{v'}{\omega}$, где $v' = |\bar{v}^2|^{1/2}$ — средняя квадратичная пульсационная скорость; ω — средняя скорость потока.

Исследованиями в области гидродинамики и газодинамики установлено, что масштаб турбуленции есть расстояние, на котором проявляется связь между двумя пульсациями в двух точках пространства. Приблизительно это есть расстояние l , на величину которого продвигается частица газа под воздействием пульсации и затем смешивается с окружающими частицами.

Интенсивность турбулентного обмена определяется коэффициентом lv' , имеющим размерность температуропроводности.

Рассматривая, как и раньше, сгорание гомогенной горючей смеси в случае ламинарного потока, легко установить, что наблюдаемая скорость v_n или скорость относительно стенок трубы равна скорости распространения пламени в неподвижном газе плюс средняя скорость движения газообразной смеси v_z . В случае турбулизации смеси при движении ее в трубах различают среднюю скорость по сечению \bar{v}_z , сред-

нюю скорость частицы газа по времени v_z и мгновенное значение скорости

$$v'_z = v_z + v',$$

где v' — пульсационная составляющая скорости.

В подобном случае распространения пламени при пульсационном движении газа скорость перемещения пламени относительно среднего упорядоченного движения газа увеличивается. Это увеличение объясняют тем, что горящая частица, движущаяся во фронте пламени, получив импульс, залетает вперед и поджигает новую частицу смеси, в результате чего фронт пламени продвигается, горящую частицу сменяет следующая или соседняя частица во вновь образовавшемся фронте и т. д., при этом естественно нарушается общая картина распространения пламени в неподвижном газе.

Характер всего явления приобретает новые формы, а именно: поверхность пламени закономерно колеблется возле среднего своего положения. Фронт пламени становится более широким по сравнению с диаметром той трубы, в которой распространяется пламя. Пульсационная скорость влияет на интенсивность распространения пламени, поэтому можно полагать, что при больших величинах пульсаций, т. е. тогда, когда $v'_z \gg v_0$, нормальная скорость распространения пламени v_0 остается постоянной, а наблюдаемая скорость распространения пламени в этом случае возрастает вследствие увеличения фронта последнего по сравнению с таковым в ламинарном потоке.

При незначительных масштабах турбуленции и соответственно небольших смещениях частиц при малых амплитудах, когда масштаб пульсаций l мал по сравнению с толщиной фронта пламени, нормальная скорость имеет большое значение.

Нормальная скорость возрастает вследствие усиления теплообмена между горящими и негорящими частицами газа. В этом случае искажение фронта пламени имеет меньшее значение.

К. И. Щелкин [25] приводит для любой турбулентности следующую зависимость:

$$u_T^2 = u_n^2 + B(v')^2,$$

или

$$u_T = u_n \sqrt{1 + B \left(\frac{v'}{u_n}\right)^2} = u_n f\left(\frac{v'}{u_n}\right),$$

где u_T — скорость распространения пламени в турбулентном потоке;

u_n — нормальная скорость распространения пламени;

v' — пульсационная составляющая скорости;

B — безразмерный множитель, зависящий от физикохимических свойств топлива.

Формула этого вида получена Щелкиным в результате приближенного определения поверхности пламени.

При отсутствии пульсаций $v' = 0$ и $u_T = u_n$ для очень сильных пульсаций, когда $v' \gg u_n$, первым слагаемым можем пренебречь, тогда при $B = 1$ получим $u_T \approx v'$, откуда видно, что скорость u_T в крупномасштабном турбулентном потоке сильно зависит от пульсационной

скорости и ею главным образом определяется. В данном случае следует считать этот вывод характерным вследствие того, что по нему устанавливается большое влияние пульсационной скорости или искажений фронта пламени. Очевидно, для средних условий и для крупномасштабной турбуленции значение физико-химических свойств смесей остается достаточно большим, а следовательно, влияние нормальной скорости значительно.

Известно, например, что смесь генераторного газа с воздухом при большем содержании водорода в одних и тех же условиях турбуленции в двигателе сгорает быстрее, чем смесь, более бедная водородом. Кроме того, вычисление показывает, что нормальная скорость распространения пламени $v_0 = u_n$ при температурах горения смесей в двигателе может быть достаточно большой. Нормальная скорость распространения пламени колеблется для средних условий, как это будет определено в дальнейшем, в пределах от 7 до 15 м/сек.

Только идеализируя процесс сгорания, можно считать, что скорость распространения пламени в горючих смесях не зависит от их физико-химических свойств, а лишь от пульсационной скорости при очень больших величинах последней. Отсюда может быть сделан следующий очень важный, но также теоретический обобщающий вывод: при распространении пламени в потоке с крупномасштабной турбуленцией возможно использовать для приближенного расчета какое-либо условное топливо или горючий газ. Таким условным топливом, например, для двигателей, работающих на газообразных или парообразных горючих, могут служить различные смеси окиси углерода с воздухом в присутствии паров воды.

Таким образом при крупномасштабной турбуленции с увеличением роста скорости пульсационных составляющих увеличиваются искажения фронта пламени. Он разрывается пульсациями на отдельные части, процесс горения течет хаотически, перемешиваясь со сгоревшими, догорающими и начинающими гореть элементарными объемами смеси. В этом случае нормальную составляющую распространения пламени в смеси можно считать постоянной, а увеличение скорости пламени — пропорциональным развитию фронта соответственно росту пульсаций.

Действительно, если иметь в виду, что наблюдаемая скорость распространения пламени возрастает вследствие искажения фронта из-за наличия крупномасштабной турбуленции, то следует принять

$$u_T = \frac{u_n}{\cos \alpha},$$

где $\cos \alpha = \frac{F_1}{F_T}$;

F_T — фронт пламени при крупномасштабной турбуленции;

F_1 — фронт пламени, совпадающий с плоским сечением трубы, перпендикулярным вектору нормальной скорости u_n .

Сравнивая эту формулу с предыдущей, получим

$$u_T^2 = u_n^2 + Rv'^2 = u_n^2 \left(\frac{F_T}{F_1} \right)^2,$$

или также

$$u_T^2 = u_n^2 f \left(\frac{v'}{u_n} \right)^2,$$

или в принятых нами обозначениях $u_n = v_0$ и $u_T = v_T$ получаем

$$v_T = v_0 \frac{F_T}{F_1} = v_0 f \left(\frac{v'}{v_0} \right).$$

Таким образом скорость распространения пламени при крупномасштабной турбуленции растет вследствие огромной поверхности фронта пламени.

При рассмотрении процессов горения смесей в двигателях во многих исследованиях отмечают, что скорость горения увеличивается пропорционально числу оборотов или скорости воздушного потока на впуске.

Итак, следует предполагать в соответствии с формулой И. К. Щелкина для крупномасштабной турбуленции, что нормальная составляющая скорости распространения пламени в этом случае для определенных условий остается постоянной. Повидимому, для этого случая величина наблюдаемой скорости должна определяться по формуле вида $v_n = v_0 \frac{F_2}{F_1}$, но с учетом искажения фронта пламени F_2 вследствие влияния пульсационной скорости. Распад фронта пламени на очаги горения растет пропорционально v' или же пропорционально отношению возрастания числа оборотов двигателя. Поэтому скорость распространения пламени относительно стенок камеры можно определять по формуле

$$v_T = v_0 \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{n}{n_0} = v_0 \frac{F_T}{F_1}, \quad (24)$$

где F_T — искаженный фронт пламени;

n — число оборотов двигателя, соответствующее максимальной мощности при данном режиме регулирования;

n_0 — устойчивое минимальное число оборотов.

При $n = n_0$ предположено $v_T = v_0 \frac{F_2}{F_1}$, что, конечно, условно характеризует относительно малое значение пульсационной скорости по сравнению с покоящимся газом или ламинарным его потоком. При этом значительное влияние оказывают температура в пламени и отношение $\frac{F_2}{F_1}$.

Большие скорости распространения пламени в турбулентном потоке отмечены в труде Е. П. Бугрова. По его данным скорости распространения пламени достигают в этом случае максимальных значений — 250 — 300 м/сек. Исследование Е. П. Бугрова проводилось в цилиндрической длинной закрытой трубе. При этом задача решалась в предположении, что коэффициентом теплопроводности λ_T учитывается передача теплоты внутри газа при турбулентном потоке независимо от масштаба

турбулентности. Коэффициент λ_T может быть, в частности, определен по формуле

$$\lambda_T = c_p \rho \varepsilon,$$

где c_p — теплоемкость газа;

ρ — плотность газа;

ε — коэффициент турбулентного обмена, равный lv' ; где l — путь смешения и v' — средняя пульсационная скорость.

Вряд ли имеется возможность достаточно надежно установить экспериментальным путем для горючей смеси в двигателе абсолютное значение и значение по режиму работы числовой величины ε или l и λ_T .

В данном случае считают, что λ_T изменяется пропорционально увеличению скорости движения смеси перед сгоранием или скорости пульсаций v' . Опыт работы с двигателями, как уже отмечалось, убеждает в том, что скорость движения смеси, а вместе с ней скорости пульсаций увеличиваются пропорционально числу оборотов так же, как и скорость горения.

Можно также предположить, что с увеличением числа оборотов возрастает величина теплообмена, а следовательно, теплопроводность λ_T и скорость сгорания. Связь пульсационной скорости v' с числом оборотов и с коэффициентом λ_T должна быть установлена в результате специально поставленных исследований. В данном случае пока остается принять, что скорость распространения пламени при турбулентном движении смеси будет больше нормальной скорости v_0 не только вследствие изменения фронта пламени, но главным образом вследствие возрастания теплопроводности газа λ до величины λ_T .

При последнем объяснении турбулентного горения в формулах (22) и (23) вместо λ следует подставить λ_T , и тогда вместо нормальной скорости v_0 будет определена условная нормальная скорость распространения пламени v_{0T} .

Величина турбулентной теплопроводности в этом случае должна быть определена по формуле

$$\lambda_T = \lambda \left(\frac{n}{n_0} \right)^2,$$

а скорость v_T должна вычисляться по уравнению

$$v_T = v_{0T} \frac{F_2}{F_1},$$

где v_{0T} — условная нормальная скорость переменна и зависит от отношения $\frac{n}{n_0}$.

Совершенно ясно, что результат при обоих способах расчета будет получен один и тот же. Известное удобство второго решения состоит лишь в том, что влияние турбулентности независимо от ее масштаба полностью отнесено к интенсивности теплопроводности.

Формула для определения v_T — скорости распространения пламени при крупномасштабной турбулентности — отличается не только внешним образом от предыдущей, так как в ней скорость v_T увеличивается вследствие развития фронта пламени F_2 при постоянном v_0 .

Вычисление в этом случае может быть выполнено по формуле

$$v_T = v_0 \frac{F_2}{F_1}.$$

Так как крупномасштабная турбулентность в двигателях более вероятна, то более правильно вычислять v_T для средних условий по последней формуле.

При теоретическом рассмотрении процесса распространения пламени в двигателе было принято, что пламя распространяется от слоя к слою. Поэтому формула (24) справедлива для каждого слоя. Масштаб турбулентности в слоях определяется числом оборотов двигателя. Величина v_0 продолжает зависеть главным образом от температурных условий в каждом слое. Большое влияние температуры на скорость распространения пламени при одной и той же турбулентности подтверждается практикой сжигания горючих смесей в двигателях. Повидимому, следует считать, что прежде, чем наступит предельный случай, когда $v_T \approx v'$, будет наблюдаться крупномасштабная турбулентность различной интенсивности, возрастающая с увеличением числа оборотов двигателя с увеличением пульсационной скорости v' . В этой области турбулентность будет влиять на скорость распространения пламени, но при этом влияние физико-химических свойств смеси остается большим.

Момент, отвечающий тому состоянию, при котором скорость распространения пламени не зависит от нормальной скорости v_0 , т. е. от физико-химических свойств смеси, а следовательно, от ее состава и температуры, должен соответствовать большим значениям пульсационной скорости.

Итак, для расчета скорости распространения пламени принимают, что в камере сгорания двигателя с принудительным зажиганием пламя распространяется от слоя к слою.

В каждом слое существует крупномасштабная турбулентность, интенсивность которой изменяется пропорционально числу оборотов двигателя. При распространении пламени в каждом элементарном слое величина нормальной скорости v_0 сильно зависит от температуры и меньше от химического состава смеси.

С увеличением числа оборотов двигателя влияние пульсационной скорости приобретает все большее значение, поэтому скорость v_T в этом случае возрастает главным образом вследствие увеличения n как фактора, влияющего на искажение и дробление фронта пламени F_2 .

При больших оборотах двигателя n_{\max} , соответствующих максимальной мощности при данном режиме регулирования, уменьшаются наполнение, сжатие смеси и температура сжатия, при этом увеличивается загрязнение смеси остаточными газами, вследствие чего уменьшается температура горения. Поэтому, несмотря на высокую пульсационную скорость и богатую смесь, скорость v_T не возрастает.

Для минимальных оборотов двигателя при данном режиме регулирования предполагается, что $n = n_0$, а потому $v_T \approx v_n$. Следовательно, предполагается, что в этом случае скорость распространения пламени зависит главным образом от температурных условий и от отношения

$\frac{F_2}{F_1}$, определяемого теоретически геометрическими соотношениями фронта пламени и формы камеры сгорания.

В этом заключается известная условность вычисления v_T для данного случая.

Но следует упомянуть, что нижняя граница устойчивой работы двигателя по внешней характеристике при n_0 об/мин зависит в основном от качества перемешивания топлива с воздухом в цилиндрах и частично на тракте впуска, а не только от характеристики карбюратора.

Далее приведены опыты с двигателем ЗИС-5, который работал с впрыском бензина в воздушный трубопровод. Отсутствие карбюратора в данном случае не изменило положения с режимом работы на низких оборотах n_0 независимо от хорошего распыливания топлива, так как турбулентность в цилиндрах и на тракте впуска при $n = n_0$ была явно недостаточна для получения однородной смеси. Поэтому принятое предположение в указанном отношении имеет известные основания.

Далее указано, что отношение $\frac{F_2}{F_1}$ для современных камер сгорания оказывает большое влияние на скорость v_T в начальной и конечной стадиях распространения пламени. При вычислении средней скорости распространения пламени $v_{T_{cp}}$ средняя величина $\frac{F_2}{F_1}$ мало влияет на результат расчета.

Таким образом, в формуле

$$v_T = v_0 \frac{F_T}{F_1},$$

v_T — скорость распространения пламени в турбулентном слое горючей смеси относительно стенок камеры сгорания в м/сек;

v_0 — нормальная скорость распространения пламени относительно неподвижного газа или стенок трубы сечения F_1 в м/сек;

F_1 — максимальное плоское сечение камеры сгорания, перпендикулярное средней линии пути распространения пламени от места запала до наиболее удаленной точки;

F_T — поверхность турбулентной массы горючей смеси в слое, которая равна

$$F_2 \frac{n}{n_0},$$

где F_2 — теоретическая поверхность фронта пламени, изменяющаяся от слоя к слою;

n и n_0 — соответствующие числа оборотов.

Следует отметить, что химическая реакция во всяком потоке, ламинарном или турбулентном, остается одной и той же, так как определяется процессами, происходящими в микромире. Характер потока определяется явлениями макрофизического порядка, которые способствуют более равномерному распределению источников теплоты.

В XIX в. Энгельс считал, что физика есть механика молекул, а химия есть физика атомов. Это определение по существу остается справедливым и в настоящее время. Оно также свидетельствует о том, что

857070
турбулентность как макроявление может распространить свое воздействие не далее молекулы, а в подавляющем большинстве случаев только на частицу вещества, включающую громадное число молекул. Поэтому турбулентность не может оказать непосредственного влияния на течение химической реакции, так как последняя связана с глубокими изменениями строения молекул реагирующих газов.

Изложенное описание распространения пламени приблизительно и в известной части условно отображает то, что может происходить в цилиндре двигателя во время горения гомогенной смеси топлива с воздухом. Нельзя не обратить внимание еще на одно обстоятельство при составлении формулы для определения v_T . Существует мнение, что в период задержки воспламенения или скрытого горения скорость течения реакции почти не зависит от турбулентности смеси. Это горение до начала возникновения пламени протекает в слоях, прилежащих к свече. Независимость или малую зависимость скорости скрытого горения от турбулентности смеси иногда подтверждают тем, что при увеличении числа оборотов двигателя приходится увеличивать угол опережения зажигания. Тем не менее при расчетах для слоев, лежащих вблизи свечи, не сделано исключения, так как для них v_T определяется с учетом числа оборотов по отношению $\frac{n}{n_0}$. Последнее может быть допущено потому, что разница в значении средней скорости распространения $v_{T_{cp}}$ для обоих случаев расчета, если принимать высказанное суждение во внимание, получается небольшой.

Действительно, согласно табл. 1 для случая определения скорости распространения пламени в турбулентном потоке по формуле

$$v_T = v_0 \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{n}{n_0}$$

во всех слоях $v_{T_{cp}} = 12,90$ м/сек.

При определении наблюдаемой скорости $\frac{F_2}{F_1}$ без турбулентности для первых двух слоев по формуле

$$v_k = v_0 \frac{F_2}{F_1}$$

и для остальных слоев — с учетом турбулентности

$$v_{T_{cp}} = 12,66 \text{ м/сек.}$$

Полученные цифры указывают на то, что уточнение формулы для средних условий не имеет практического значения. Однако это уточнение может быть выполнено после того, как будет определен период задержки воспламенения τ . Проф. В. К. Кошкин на основании экспериментальных данных утверждает, что величина периода задержки воспламенения в двигателе обратно пропорциональна числу оборотов коленчатого вала двигателя. Так, например, при увеличении числа оборотов с 1100 до 1500 в минуту при постоянном угле опережения зажи-

гания величина периода задержки воспламенения сокращается с $\tau = 5,3 \cdot 10^{-3}$ до $\tau = 3,88 \cdot 10^{-3}$ сек. При изменении числа оборотов на 36% величина τ уменьшается также на 36%. Последнее подтверждает отсутствие необходимости учета τ при расчетах. Существует мнение, что в процессе догорания турбулентность смеси не оказывает никакого влияния, как и в период скрытого горения, но для установления данного явления нет определенного критерия.

Для оценки точности в определении наблюдаемой скорости распространения пламени были приняты средние величины $v_{T_{cp}}$. В дальнейшем при решении задач для определения скорости распространения пламени используют индикаторные диаграммы, по которым определяют средние скорости $v_{T_{cp}}$, поэтому формула

$$v_T = v_0 \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{n}{n_0}$$

представляется в следующем виде:

$$v_{T_{cp}} = v_{0_{cp}} \left(\frac{F_2}{F_1} \right)_{cp} \frac{n}{n_0}, \quad (25)$$

где $v_{0_{cp}}$ — нормальная скорость распространения пламени для температур $T_{0_{cp}}$ и $T_{1_{cp}}$ в процессе послойного горения.

Таким образом известные условности, которые допущены в теоретических положениях при разрешении практических задач, теряют то значение, которое может быть им придано, когда решается какая-либо частная задача, содержащаяся в общем вопросе распространения пламени в камере сгорания двигателя.

При рассмотрении изложенного следует обратить внимание на выводы, сделанные проф. А. С. Соколиком [21] по вопросу вычисления скорости распространения пламени в двигателях по данным нормальной скорости v_0 . В этой статье проф. А. С. Соколик пишет о том, что скорость распространения пламени в двигателе в меньшей мере зависит от физико-химических свойств смеси и нормальной скорости сгорания, чем от факторов гидродинамических, связанных с режимом двигателя (например числом оборотов), с его конструкцией (особенно с формой камеры сгорания). Вследствие этого вычисление скорости распространения пламени в двигателе по данным нормальной скорости горения, полученным каким-либо из описанных методов, следует считать неосуществимым.

Не подлежит сомнению, что этот вывод не может быть принят по следующим соображениям. Прежде всего не следует умалять значения физико-химических свойств смеси хотя бы потому, что как чрезмерно богатые, так и бедные смеси плохо горят независимо от того, что с увеличением оборотов двигателя гидродинамические условия становятся благоприятнее.

Гидродинамические явления, как уже указывалось, протекают в макром мире, химические же процессы — в микромире. Основа явления во всех случаях заключается в том, что и в турбулентном потоке в любом элементарном объеме в тонком слое получается реакция окисления.

Поэтому при достаточно интенсивной турбулентности фронт пламени развивается настолько, что химическая реакция происходит на поверхности каждого элементарного объема. Таким образом, главным фактором является во всех случаях химическая реакция, а турбулентность служит лишь вспомогательным средством, расширяющим фронт горения и влияющим на макромеханизм процесса. Смесь может оказаться настолько бедной или чрезмерно богатой по составу, что никакая турбулентность не окажет воздействия на ускорение процесса. В этих случаях, а также в случаях, близких к ним, скорость распространения пламени или скорость горения будет почти полностью зависеть от физико-химических свойств смеси.

Влияние формы камеры горения в настоящее время изучено, может быть учтено и связано с развитием фронта пламени — его ускорением или замедлением. Влияние числа оборотов на дальнейшее развитие фронта вследствие турбулентности для средних случаев практически вполне учитывается отношением $\frac{n}{n_0}$.

Существуют многочисленные трудности, мешающие более точному разрешению поставленной задачи. Эти трудности следует преодолевать различными методами и, в частности, необходимо использовать метод определения нормальной скорости независимо от того, что отношения $\frac{F_2}{F_1}$ и $\frac{n}{n_0}$ вносят значительные поправки в величину v_T . Влияние последних отношений следует изучать, так как двигателестроение непрерывно развивается в сторону увеличения чисел оборотов двигателей и степеней сжатия, что связано с созданием рациональных камер сгорания. Косвенные поправки, учитывающие развитие фронта пламени в зависимости от формы камеры горения и от турбулентности при возрастании оборотов, очевидно, тесно связаны с массовой скоростью v_m и с нормальной скоростью v_0 .

В дальнейшем используем формулы (24) и (25), которые позволят оценить при известных допущениях скорость распространения пламени v_T в турбулентном потоке с точностью, характеризуемой порядком получаемых цифр.

Для плоской прямоугольной камеры сгорания отношение $\frac{F_2}{F_1}$ дано на фиг. 15, значения скорости v_0 приведены в табл. 3, изменение величины v_T изображено на фиг. 16.

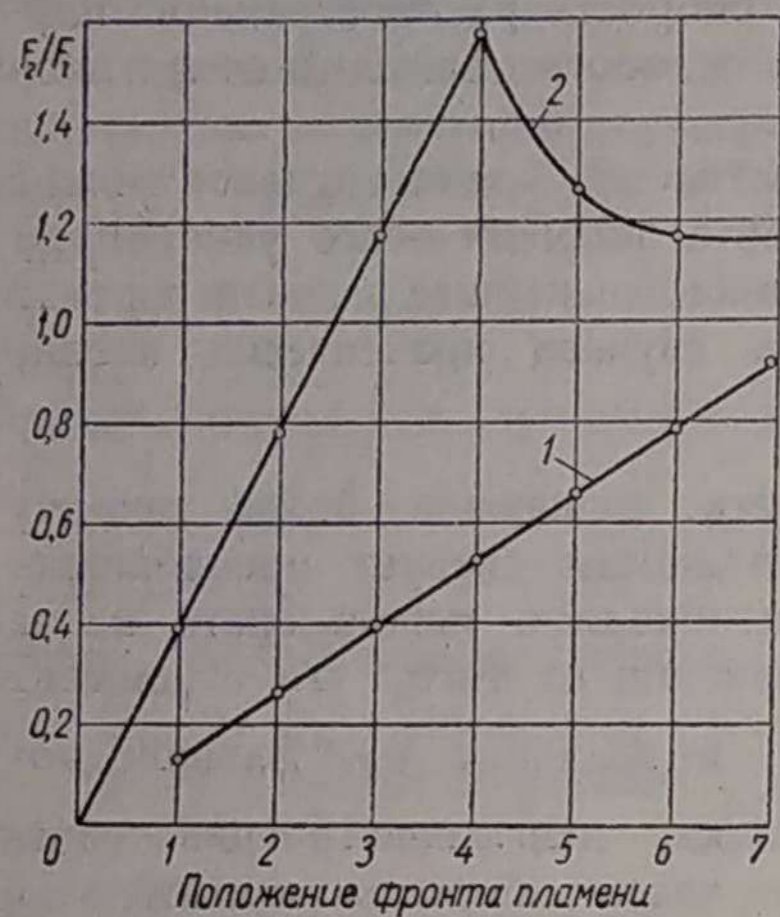
Таблица 3

Слой	$\frac{p}{p_c}$	T_0 в ° абс.	T_1 в ° абс.	v_0 в см/сек	$T_{1к}$ в ° абс.	v_T в м/сек
1	1	585	2415	177	3660	0,21
2	1,5	660,6	2490	222	3624	1,88
3	2,0	720,2	2550	262	3544	5,03
4	2,5	770,0	2600	300	3422	14,4
5	3,0	813,2	2643	324	3254	20,2
6	3,5	851,5	2681	358	3027	32,1
7	4,0	886,7	2716	384	2716	18,5

Примечание. $n = 3000$ об/мин.

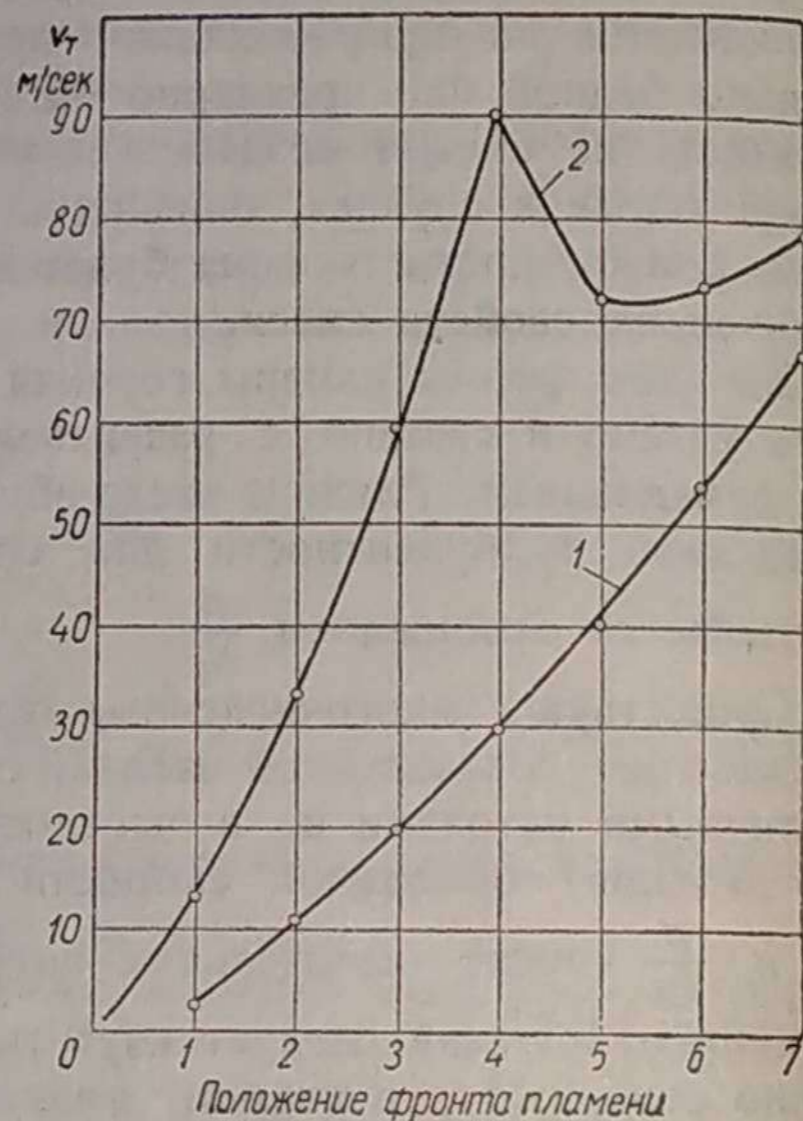
Из фиг. 15 и 16 можно заключить, что к концу горения в плоской камере наблюдается увеличение отношения $\frac{F_2}{F_1}$ и скорости v_T .

На фиг. 17 изображены теоретические кривые изменения скорости распространения пламени для трех чисел оборотов: 500, 1600 и 3000 в минуту.



Фиг. 15. Изменение отношения $\frac{F_2}{F_1}$ в зависимости от расстояния фронта пламени от места расположения свечи:

1 — плоская треугольная камера; 2 — плоская прямоугольная камера.



Фиг. 16. Изменение скорости v_T в зависимости от расстояния фронта пламени от места расположения свечи:

1 — плоская треугольная камера; 2 — плоская прямоугольная камера.

Подсчет скоростей производился по уравнению

$$v_T = v_0 \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{n}{n_0},$$

где $n_0 = 500$ об/мин.

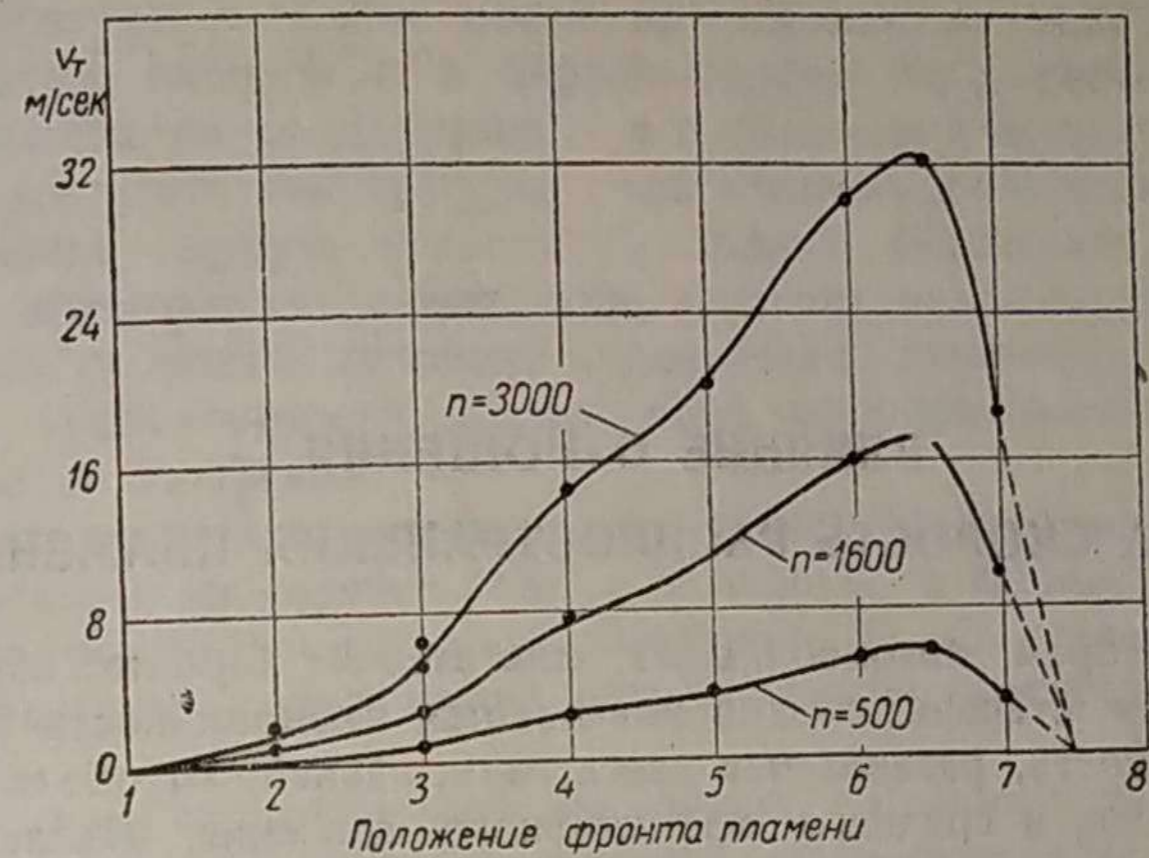
Установим по этим данным для средней скорости $v_{T_{cp}} = 9,1$ м/сек при 1600 об/мин момент окончания процесса горения в двигателе, имеющем цилиндрическую форму камеры сгорания с запалом в середине головки. Наиболее удаленная часть заряда отстоит от свечи на 100 мм. Это расстояние пламя пробежит в доли секунды:

$$\frac{100}{9,1 \cdot 10^3} \approx 0,11 \cdot 10^{-1} \text{ сек.}$$

Коленчатый вал за это время пройдет

$$\frac{0,11 \cdot 10^{-1}}{0,104 \cdot 10^{-3}} \approx 106^\circ.$$

При опережении зажигания в 30° горение может закончиться после прохода коленчатым валом 76° от в. м. т.

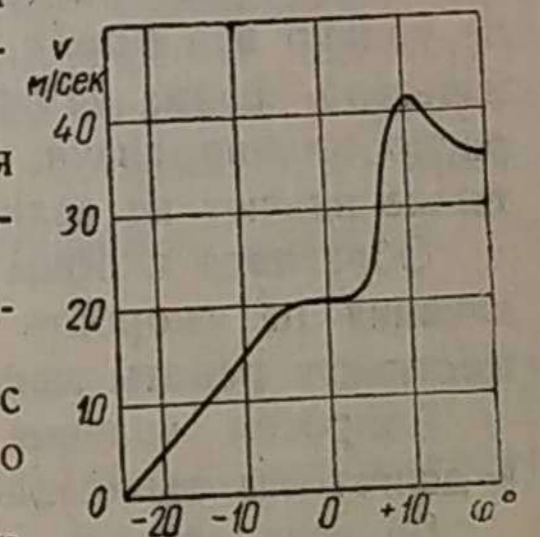


Фиг. 17. Теоретические кривые изменения скорости распространения пламени в зависимости от числа оборотов двигателя.

На фиг. 18 показана кривая распространения пламени по углу поворота коленчатого вала для карбюраторного двигателя при 1600 об/мин по данным Е. П. Бугрова. Из сравнения этой кривой с теоретическими (фиг. 17) не трудно видеть, что они имеют много общего.

Обращаясь к формуле (24) для определения v_T , можно констатировать большое влияние отношения $\frac{F_2}{F_1}$ на величину v_T и характер ее изменения. Если влияние числа оборотов и связанной с ними турбулентности по предыдущим данным могло быть принято в виде отношения $\frac{n}{n_0}$, то характер

изменения $\frac{F_2}{F_1}$ требует дополнительного анализа, так как формы камер сгорания двигателей могут быть различны. Последнее, очевидно, должно оказать существенное влияние не только на величину F_1 , но и на характер изменения величины фронта пламени F_2 .



Фиг. 18. Кривая распространения пламени по углу поворота коленчатого вала для карбюраторного двигателя.

ВЛИЯНИЕ ОТНОШЕНИЯ $\frac{F_2}{F_1}$ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Конструкторам автомобильных двигателей хорошо известно, что с увеличением степени сжатия повышается экономичность работы двигателя. Мощность, развиваемая двигателем, зависит от объема цилиндра, числа оборотов и среднего эффективного давления. Последнее также в значительной мере определяется величиной степени сжатия. Для получения легкого и экономичного карбюраторного двигателя в настоящее время стремятся путем уменьшения объема цилиндров и повышения числа оборотов иметь возможно большую степень сжатия. Величина степени сжатия при данных размерах цилиндра и конструктивных особенностях камеры сгорания ограничена качеством бензина (октановым числом), на котором должен работать проектируемый двигатель. Однако не только это может влиять на допустимую степень сжатия, но и, как известно, форма камеры сгорания, ее материал, материал поршня, место расположения свечи, охлаждение камеры, выпускного клапана и свечи также влияют на величину допустимой степени сжатия.

Обратимся к общему анализу форм камер сгорания и их возможного влияния на скорость распространения пламени, а следовательно, на жесткость работы двигателя и детонацию.

Вопросом влияния формы камеры на течение процесса горения в двигателях занимались многие исследователи.

Во всех случаях при исследованиях большое значение придавалось влиянию изменения сечения камеры сгорания по пути распространения пламени, а не только вопросам искажения фронта пламени вследствие того, что фронт из плоского становился выпуклым. Поэтому необходимо считать, что величина F_2 учитывает в среднем оба указанных фактора без влияния крупномасштабной турбулентности. Отношение $\frac{F_2}{F_1}$ таким образом определяет, насколько фронт пламени отстает от теоретического фронта F_1 , т. е. от условий равномерного распространения пламени с нормальной скоростью в трубе, имеющей это сечение. Величина F_1 , как это отмечалось ранее, соответствует наибольшему сечению камеры сгорания, перпендикулярному пути распространения пламени.

Таким образом изменением отношения $\frac{F_2}{F_1}$ учитывается развитие фронта пламени по сечениям камеры при распространении его от места запала до наиболее удаленных мест камеры сгорания.

Известно, что для обеспечения мягкого хода двигателя при достаточно быстром горении необходимы следующие условия:

1) температуры в объеме смеси до сгорания, а также температуры перед фронтом пламени и в период горения не должны быть очень высоки; в частях смеси, сгорающих в последнюю очередь, температура не должна достигать температуры воспламенения данной смеси;

2) изменение фронта пламени F_2 должно обеспечить постепенное увеличение поверхности фронта таким образом, чтобы не вызвать слишком больших скоростей сгорания и повышения давлений;

3) рост турбулентности должен быть пропорционален увеличению числа оборотов двигателя.

Для обеспечения этих основных требований необходимо, чтобы пламя распространялось из горячей зоны в холодную, а форма камеры сгорания должна обеспечить плавное изменение F_2 . С увеличением числа оборотов двигателя образование вихрей должно способствовать увеличению v_T .

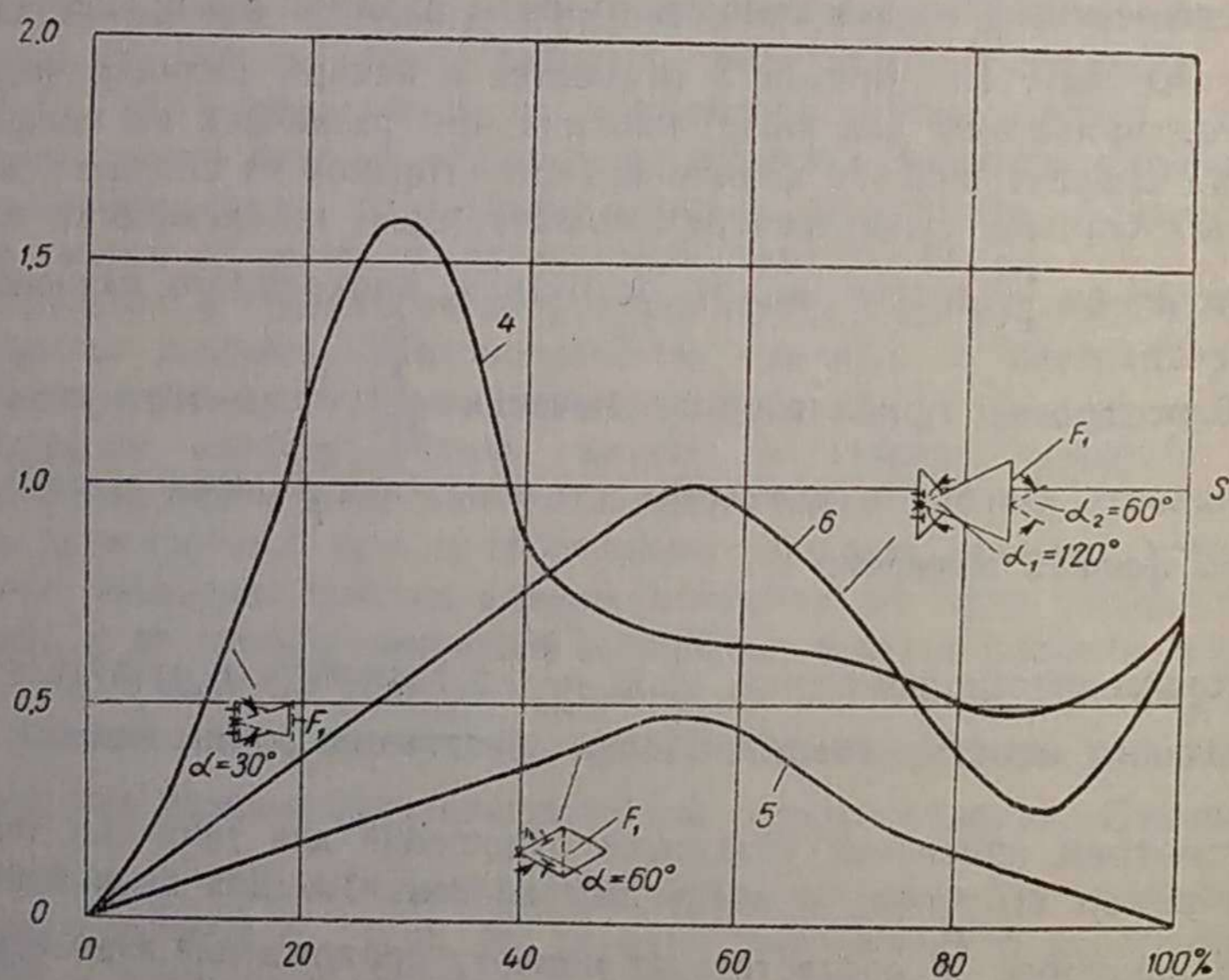
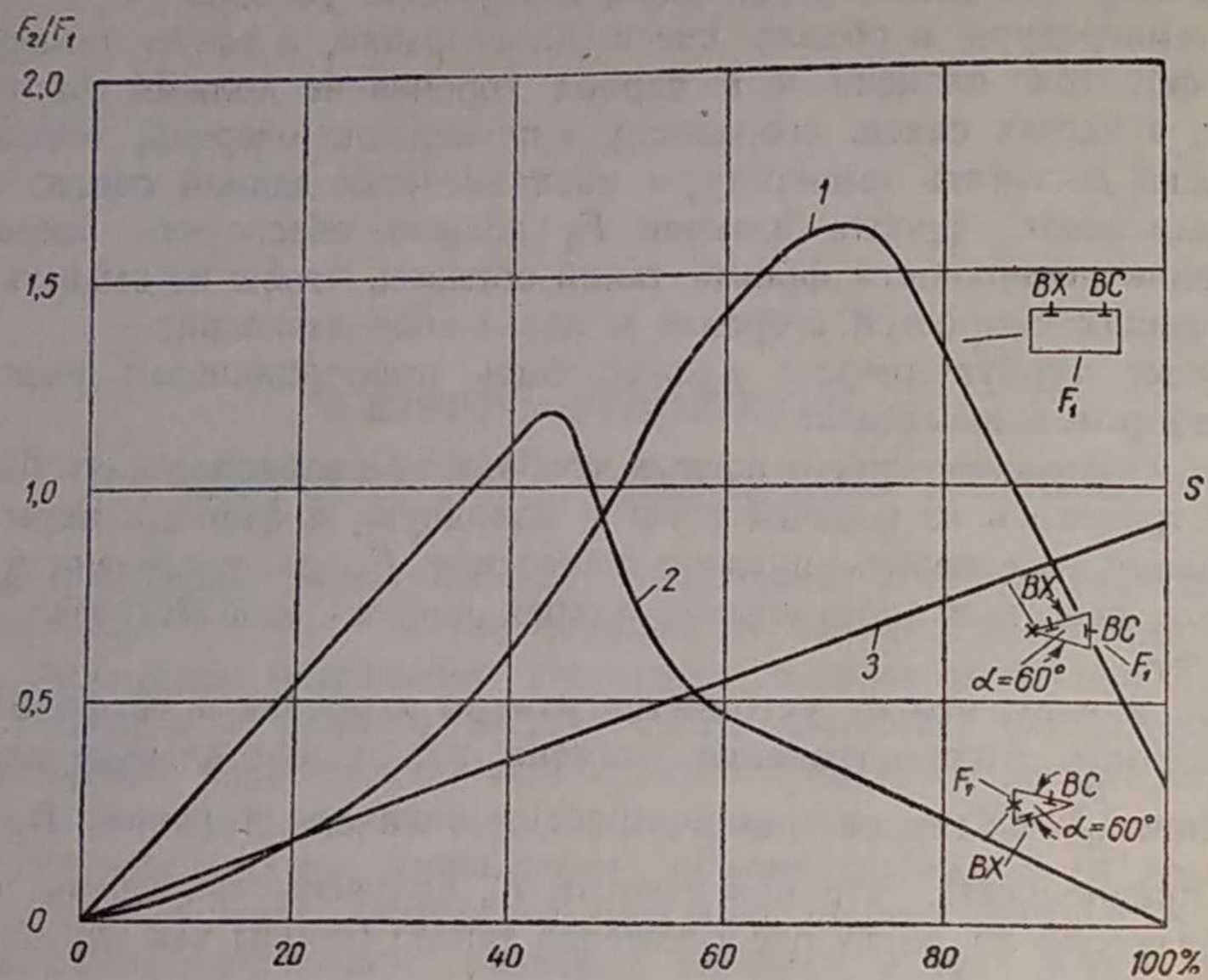
Имея в виду, что от устройства камеры сгорания и ее формы зависит скорость распространения пламени v_T , оценим влияние изменения отношения $\frac{F_2}{F_1}$ в случае различных форм камер сгорания. При этом будем предполагать, что поверхности F_2 получены как сферы, описанные радиусами из места расположения запала (свечи) как центра. Изменение отношения $\frac{F_2}{F_1}$ в зависимости от пути пламени s в процентах приводится на фиг. 19. Кривая 1 относится к камере цилиндрической, а остальные приведены для камер плоских при различной их конфигурации. При анализе влияния формы камеры сгорания на скорость распространения пламени существенное значение имеет интенсивность изменения отношения $\frac{F_2}{F_1}$ в зависимости от пути s , проходимого пламенем. На

фиг. 20 построены приближенные значения $\frac{d\frac{F_2}{F_1}}{ds}$, характеризующие эту интенсивность. Очевидно, интенсивность изменения $\frac{F_2}{F_1}$ определяет быстроту развития фронта пламени.

Закономерности изменения $\frac{F_2}{F_1}$ и $\frac{d\frac{F_2}{F_1}}{ds}$ в зависимости от пути s могут быть названы конструктивными характеристиками формы камеры сгорания.

Рассмотрим изменения указанных отношений для типичных теоретических камер сгорания, приведенных на фиг. 19. Для цилиндрической камеры максимум $\frac{F_2}{F_1}$ соответствует моменту прохождения пламенем 70% пути s от места запала, а максимум интенсивности нарастания этого отношения получается при 50% пути s .

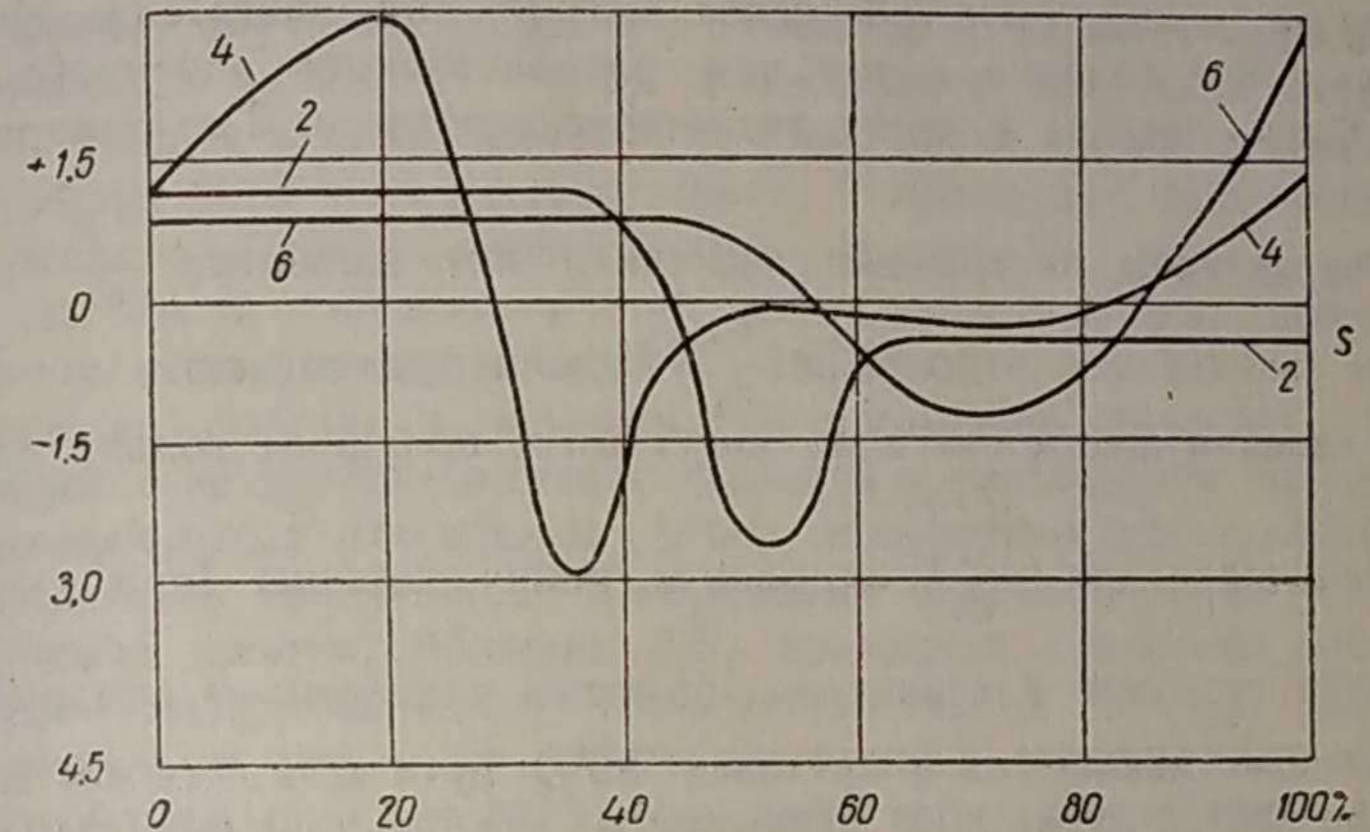
Явления, сопровождающие жесткость работы двигателя, повидимому, могут возникнуть в период больших значений $\frac{d\frac{F_2}{F_1}}{ds}$. Следовательно,



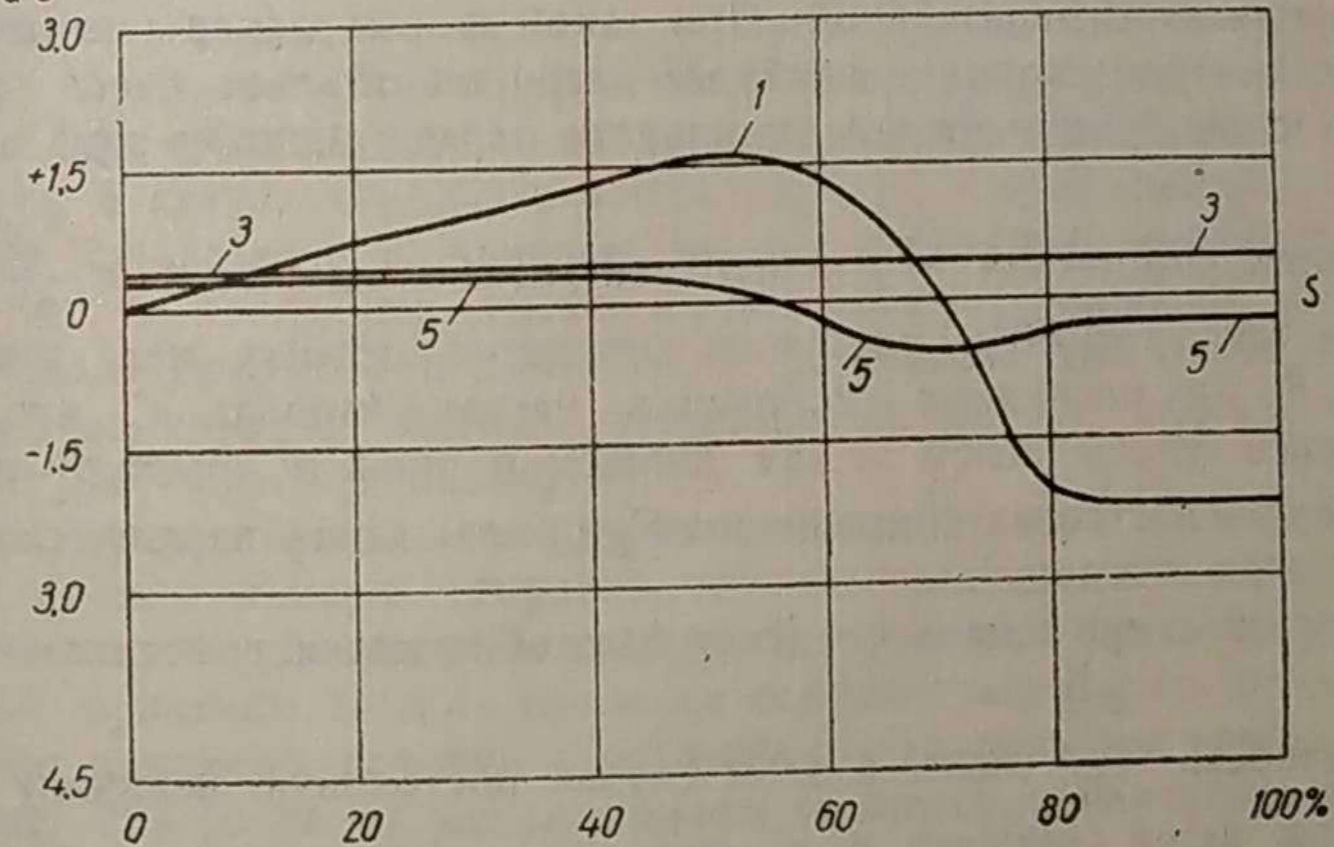
Фиг. 19. Изменение отношения $\frac{F_2}{F_1}$ в зависимости от пути пламени s для разных форм камеры сгорания.

в цилиндрической камере явления чрезмерных нарастаний интенсивного развития фронта пламени F_2 , его скорости и жесткости хода могут в известных условиях возникнуть на участках, удаленных от горячих поверхностей камеры, т. е. в зоне относительно холодной. Это является особенностью указанной камеры.

$$\frac{dF_2/F_1}{ds}$$



$$\frac{dF_2/F_1}{ds}$$



Фиг. 20. Приближенные значения $\frac{d}{ds} \left(\frac{F_2}{F_1} \right)$ в зависимости от пути s , проходимого пламенем для головок по фиг. 19.

Для плоской треугольной камеры 2 (фиг. 19 и 20) максимум отношения $\frac{F_2}{F_1}$ лежит вблизи 44% от пути s . Интенсивность развития отношения $\frac{F_2}{F_1}$ остается постоянной до 36% s , после чего быстро убывает и в дальнейшем приобретает отрицательные значения. Это все

позволяет предполагать, что в течение первых 40% пути пламени наиболее горячие объемы смеси, прилежащие к свече и выпускному клапану, сгорят с достаточной постоянной интенсивностью, а последующие более холодные сгорят при постепенном уменьшении интенсивности изменения $\frac{F_2}{F_1}$, которая для 50% пути s достигает своего минимума.

Такое изменение характеристик камеры 2 позволяет считать, что в данном случае может быть обеспечен мягкий ход двигателя. Нельзя не отметить, что головка с верхним расположением впускного клапана может быть отнесена к этому теоретическому типу. Тип камеры сгорания 3 характерен постоянным значением интенсивности $\frac{d\frac{F_2}{F_1}}{ds}$ и непре-

рывным увеличением отношения $\frac{F_2}{F_1}$. Можно предполагать, что в таком случае явления жесткости хода могут быть получены только для больших значений s при $\frac{d\left(\frac{F_2}{F_1}\right)}{ds} = \text{const}$ к концу горения (при $s = 50\%$ и более).

Камера сгорания 4 характерна быстрым увеличением отношения $\frac{F_2}{F_1}$, достигающим максимума в пределах 30% пути s , и ростом интенсивности до 20% пути s . В дальнейшем для этой камеры наблюдается уменьшение $\frac{F_2}{F_1}$ при быстром уменьшении интенсивности, причем последняя становится отрицательной. При такой форме камеры сгорания происходит быстрое сгорание наиболее нагретых объемов смеси при последующем спокойном горении остального заряда. Однако при некотором

увеличении отношения $\frac{F_2}{F_1}$ и изменении знака интенсивности $\frac{d\frac{F_2}{F_1}}{ds}$ к концу горения при $s < 80\%$ требуется принятие особых мер для уменьшения F_2 в последних сгорающих частях заряда. С этой целью был введен узкий зазор между днищем поршня и крышкой цилиндра, который способствовал сокращению F_2 и охлаждению заряда, сгорающего в последнюю очередь¹.

Характеристики камеры сгорания 5 подобны характеристикам камеры 2.

Интенсивность $\frac{d\frac{F_2}{F_1}}{ds}$ имеет в этом случае постоянную величину до 40–42% s , а затем убывает и в дальнейшем становится отрицательной. Максимум $\frac{F_2}{F_1}$ лежит ближе к $s = 54\%$. Поэтому можно предполагать, что данный тип камеры сгорания обеспечит также достаточно мягкий ход двигателя.

Камера сгорания 6 имеет ряд отрицательных сторон вследствие того, что максимум $\frac{F_2}{F_1}$ близок к 60% пути s , и постоянная интенсивность

¹ Камера сгорания двигателя автомобиля ЗИС-5 может быть отнесена к этому типу.

$\frac{d\frac{F_2}{F_1}}{ds}$, распространяясь почти до 50% пути s , к концу горения резко возрастает, принимая положительные значения при увеличении $\frac{F_2}{F_1}$. Все перечисленное не может обеспечить мягкого хода двигателя.

В 1930–1939 гг. получила распространение головка с верхним расположением впускного клапана¹. В конструирование ее были вложены иные принципы (фиг. 21, тип 1). Эта головка была названа головкой большой мощности лишь потому, что она была сходна с типом, применявшимся в 1930 г. в авиадвигателях. К подобному типу необходимо также отнести головку, изображенную на фиг. 21, тип 2. Такие же результаты были получены в головках типа 3, которые применялись в автомобильных двигателях в 1939–1940 гг.

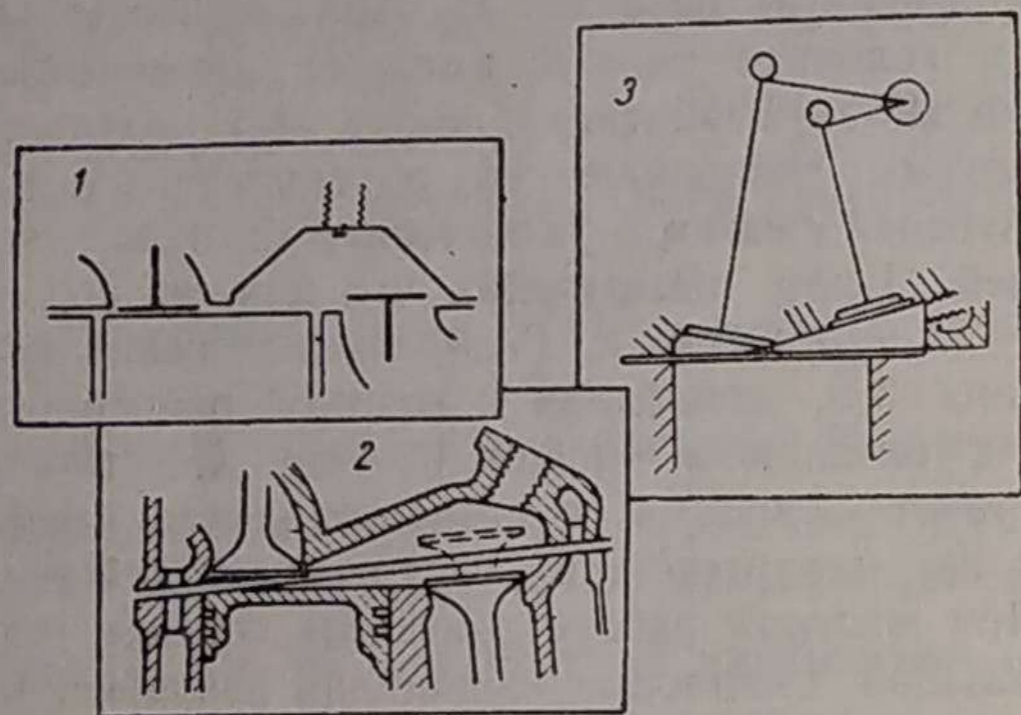
Появление головки с верхним расположением впускного клапана было вызвано возрастанием степеней сжатия и увеличением быстроходности автомобильных двигателей. Было обнаружено, что камеры сгорания двигателей, снабженных L-образными и Г-образными головками при степенях сжатия, больших 5,5, приводили к жесткой работе при имеющихся тогда топливах с октановым числом 68–69. Жесткость хода увеличивала шум при работе двигателя и создавала дополнительные нагрузки на коленчатый вал и картер при разрушающем действии на подшипники двигателя. При жесткой работе двигателя горение, как известно, сопровождается большой скоростью нарастания давления, но заряд сгорает полностью во всем объеме. При детонационном горении детонация охватывает лишь часть объема, при этом разрушающее действие (в виде образования трещин) распространяется главным образом на поршни и свечи. Однако в обоих случаях форма камеры сгорания оказывает существенное влияние на регулирование жесткости хода. Стремление в настоящее время к постройке бензиновых двигателей со степенями сжатия 8 и даже 10, а для малых двигателей 12 побуждает к тщательному анализу принимаемой формы камеры сгорания при конструировании головки.

Остановимся коротко на других методах оценки и выбора рациональной формы камеры сгорания для быстроходного автомобильного двигателя с высокой степенью сжатия. В настоящее время на основании известной практики можно привести современный взгляд на распределение зон в камере головки с верхним расположением впускного клапана (фиг. 22) согласно исследованиям процесса распространения пламени в бензиновом двигателе. Эти исследования показали, что камеру сгорания можно разделить на три зоны. В первой зоне происходит воспламенение и получают наибольшие потери теплоты, так как стенки камеры более длительное время соприкасаются с горячими газами. Эту зону необходимо предохранить от тепловых потерь, располагая выпускной клапан ближе к свече.

Следующей по пути движения пламени расположена ударная зона. Во время сгорания в этой зоне поршень проходит в. м. т. Следова-

¹ Головка, предложенная В. А. Колосовым, НАТИ, 1936–1937 гг.

тельно, скоростью сгорания в камере определяется характер нарастания давлений. Для получения мягкой работы часть объема из этой зоны следует перенести в третью зону, которая получила название зоны детонации. Перенос части объема из второй зоны окажет на нее благоприятное влияние в том смысле, что отношение оставшегося в ней объема к поверхности объема камеры увеличится, поэтому обстановка будет способствовать более мягкому нарастанию давлений или более медленному распространению пламени. Размещение последней части заряда в третьей зоне, вблизи холодного впускного клапана, способствует отводу теплоты, следовательно, понижению температуры и уменьшению скорости движения пламени. Таким образом вполне возможно умень-



Фиг. 21. Схемы головок двигателей с зажиганием от электрической искры:

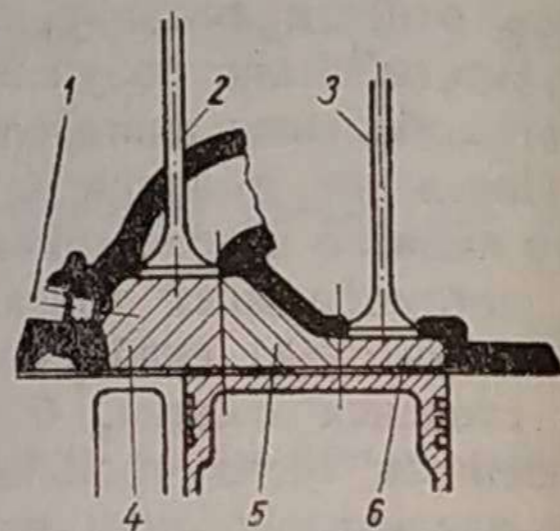
1 — головка с верхним расположением впускного клапана; 2 — головка для газогенераторного двигателя типа, предложенного В. А. Колосовым; 3 — головка двигателя с верхним расположением клапанов (1939—1940 г).

шить тепловые потери в первой зоне, уменьшить фронт пламени в зоне жесткости и отвести избыток теплоты из зоны детонации.

Метод проверки конструкции камеры сгорания в отношении соответствия желаемой скорости распространения пламени состоит в следующем. По направлению предполагаемого движения пламени из гипсовой модели камеры сгорания вырезают сферические поверхности, отсекающие сгоревшие объемы от несгоревших, которые и измеряют. Результаты этих измерений изображают в виде диаграммы, представленной в нижней части фиг. 23. Кривой 1 определяется объем $V_{пл}$, охваченный пламенем, в зависимости от пути пламени s .

Кривые 2 и 3 определяют отношение приращения объема к приращению пути Δs в процентах.

Верхняя кривая построена на основании нижней кривой. Границы заштрихованной площади являются предельным положением кривых, при которых будет обеспечена мягкая работа двигателя. Они определены опытным путем, так как по кривым, лежащим в данных границах, для камеры двигателя 3 (см. фиг. 21) ($\epsilon = 6,5$) были получены удовлетворительные результаты. Опытным путем было также установлено,



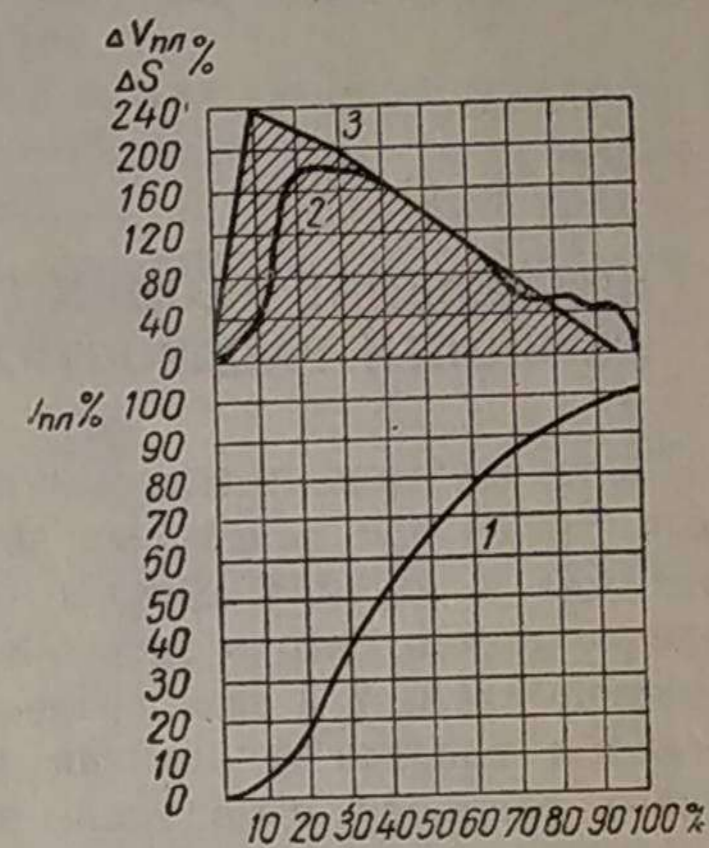
Фиг. 22. Распределение зон в камере сгорания:

1 — свеча; 2 — выпускной клапан; 3 — впускной клапан; 4 — зона наибольших потерь теплоты; 5 — зона, определяющая жесткость работы двигателя; 6 — зона детонации.

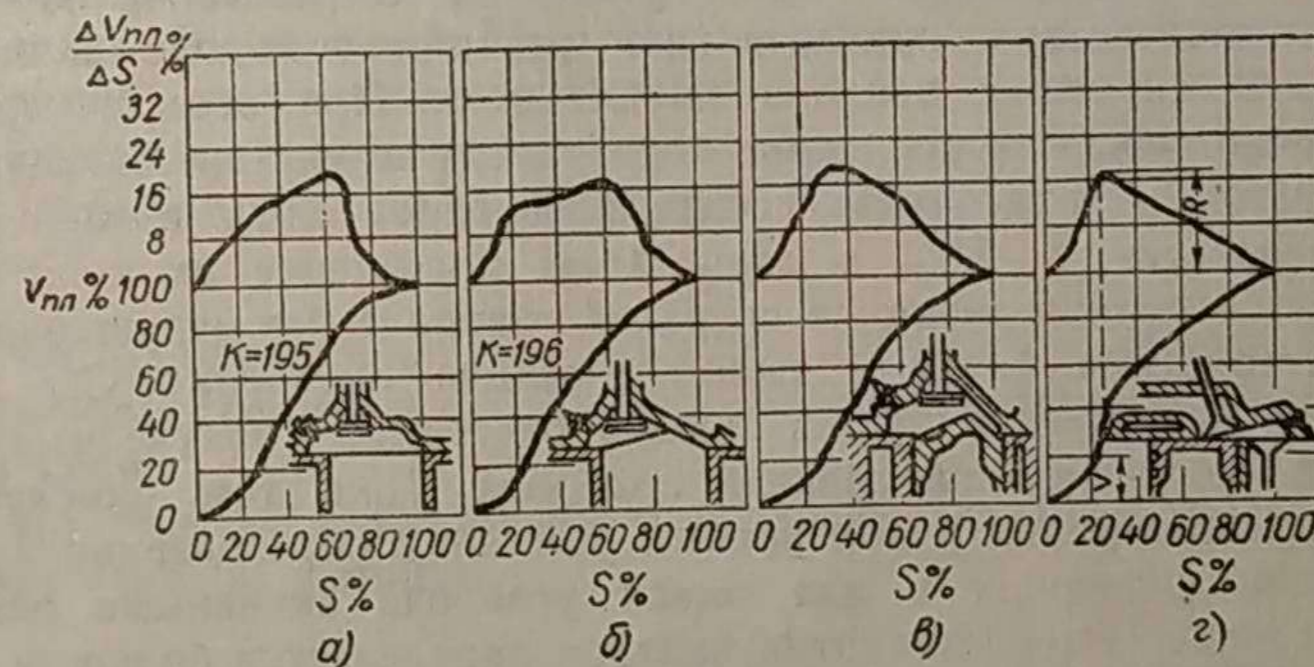
что максимальное значение верхней кривой лучше иметь на $1/3$ пути пламени, как отмечено выше (см. фиг. 19).

На фиг. 24 даны результаты исследования [23] головок четырех типов. Из приведенных на чертеже данных по головкам а, б, в и г не трудно заключить, что лучшие результаты дала головка г, так как при испытаниях она обеспечила мягкий ход двигателя. Максимум для верхней кривой этой головки лежит в пределах первой трети пути пламени. Головка типа в привела также к хорошему результату.

Таким образом, чтобы обеспечить мягкий ход двигателя без признаков детонации, необходимо вести тщательные исследования в области форм камеры сгорания. Эти исследования должны сопровождаться изучением скорости распространения пламени в виде зависимости объема смеси, охваченного пламенем, к пройденному им пути, а также интенсивности изменения этой зависимости. Предложенные выше конструктивные характеристики позволяют оценить развитие фронта пламени по отношению к наибольшему сечению объема по пути распространения пламени. Величина отношения $\frac{F_2}{F_1}$ является безразмерной характери-



Фиг. 23. Распределение объемов в камере сгорания.



Фиг. 24. Распределение объемов в камерах различных типов.

кой камеры. Принятие безразмерных характеристик удобно и дает возможность в каждом случае по ним вычислить величину F_T , характеризующую развитие фронта пламени относительно наибольшего сечения F_1 для данного двигателя при работе его на различных горючих смесях при различном избытке воздуха или в иных условиях.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ СО И Н₂ К ВЫЧИСЛЕНИЮ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ДВИГАТЕЛЯХ

При изучении процесса сгорания газо-воздушных и бензино-воздушных смесей при некоторых допущениях можно применить теорию горения СО и Н₂ для расчета скоростей сгорания. Действительно, если предположить, что в зоне пламени при температурах, близких к T_1 , топливо сгорает в газообразной фазе, то можно условно принять, что углерод топлива в пламени реагирует с кислородом воздуха в виде окиси углерода, а водород, вступая в реакцию с кислородом воздуха, является источником образования паров воды и активных центров для дальнейшей совместной реакции с окисью углерода. В этом случае нет необходимости рассматривать вопрос образования сложных продуктов реакции в первой фазе низкотемпературного окисления.

Можно также условно считать, что каждый моль водорода при окислительной реакции выделяет почти такое же количество теплоты, как и каждый моль сгорающей окиси углерода. Образование паров воды происходит вследствие окислительной реакции водорода с обильным образованием активных центров О, ОН и Н. При этом не требуется затраты теплоты на эти последние образования вследствие окисления СО. Таким образом в этом случае содержание паров воды в зоне реакции не ограничивается 2—3%, а дальнейшее повышение их концентрации гарантируется цепной реакцией сгорания водорода без нарушения тепловой характеристики смеси в целом. Реакция окисления СО до СО₂ протекает в присутствии паров воды и радикалов, полученных в разветвленной окислительной реакции водорода. При этом окисление СО до СО₂ сопровождается рядом цепных реакций с образованием водорода и радикалов, служащих и для окиси углерода активными центрами. В данном случае количество этих центров определяется большим числом разветвлений при окислении водорода.

Обилие разветвлений и активных центров ускоряет процесс окисления СО по сравнению с реакцией увлажненной окиси углерода, в которой активные центры образуются только от теплоты сгорания СО и ограничиваются 2—3% содержания влаги во избежание нарушения тепловой характеристики смеси. Из опытных данных [18] можно судить о том, что нормальная скорость распространения пламени в смеси водорода с воздухом по максимуму больше, чем в смеси окиси углерода, почти в 6 раз (фиг. 25). Максимум скорости обеих протекающих раздельно реакций почти совпадает.

Вследствие совместного течения обеих реакций можно ожидать общего увеличения скорости распространения пламени в смеси Н₂ и СО с воздухом по сравнению с чистой окисью углерода. То обстоятельство, что при недожоге углерода жидкого топлива наблюдается появление в отработавших газах водорода вместе с окисью углерода, подтверждает, что практически обе реакции протекают совместно.

В подтверждение известной обоснованности высказанных предположений о ходе окислительной реакции углеводородов следует привести соображения по этому вопросу А. С. Соколика [20], который приписывает молекулам воды важную роль в авторазгоне окислительной реакции. По его мнению каталитический эффект воды проявляется не только на классическом объекте смеси СО с кислородом, но и при окислении углеводородов, при котором вода образуется в самом ходе реакции.

Н. Н. Семенов [18] пишет о том, что одной из важнейших реакций горения является горение окиси углерода. Вместе с окислением водорода эта реакция определяет также и горение углеводородов, так как по его мнению в зоне подогрева углеводороды предварительно превращаются в СО и Н₂, которые затем и сгорают.

В труде „Цепные реакции“ [19] Н. Н. Семенов пишет о том, что в основных чертах реакция СО + О₂ чрезвычайно похожа на реакцию Н₂ + О₂, и потому приближенная теория обеих реакций практически одинакова.

Действительно, согласно теории цепных реакций скорость термической гомогенной реакции сгорания водорода равна

$$w = n_0 \nu,$$

где n_0 — число образующихся в секунду начальных активных центров; в случае реакции гремучего газа этими центрами служат радикалы ОН и Н; ν — длина цепи.

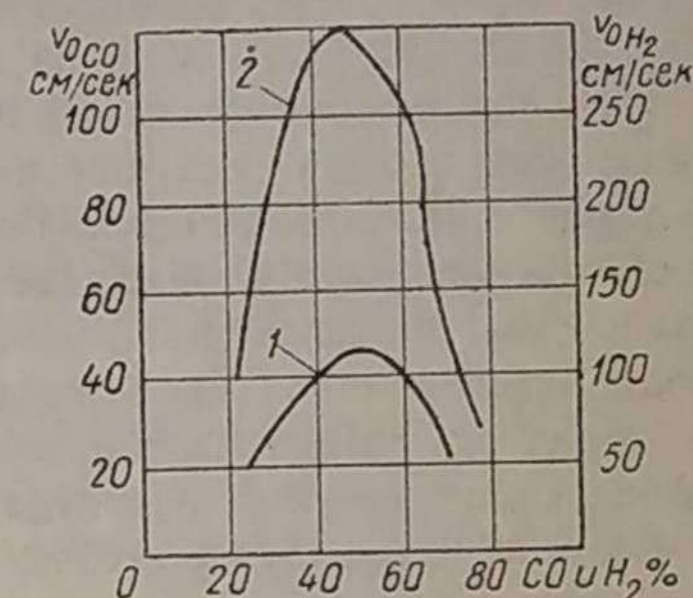
Если эта реакция бимолекулярна, то число активных центров может быть определено по формуле

$$n_0 = 2z [\text{H}_2] [\text{O}_2] e^{-\frac{E}{RT}},$$

где $z = \sqrt{2} \pi \sigma^2 u n_1^2$ (n_1 — число молекул в единице объема при давлении 1 мм рт. ст.).

В данном случае E — энергия активации, а $[\text{H}_2]$ и $[\text{O}_2]$ — соответствующие парциальные давления в мм рт. ст. Длина цепи ν для условий зарождения цепей в объеме сосуда, а также теоретических данных представляется формулой

$$\nu = 0,1 \frac{d^2}{\lambda_0^2} p [\text{H}_2] e^{-\frac{E_1}{RT}}.$$



Фиг. 25. Нормальная скорость распространения пламени:

1 — смесь СО с воздухом; 2 — смесь Н₂ с воздухом.

Отсюда можно заключить, что длина цепи сильно увеличивается с температурой и значительно слабее зависит от давления p . Если диаметр сосуда $d \approx 1$, а длина свободного пути $\lambda \approx 6 \cdot 10^{-5}$, то скорость реакции будет

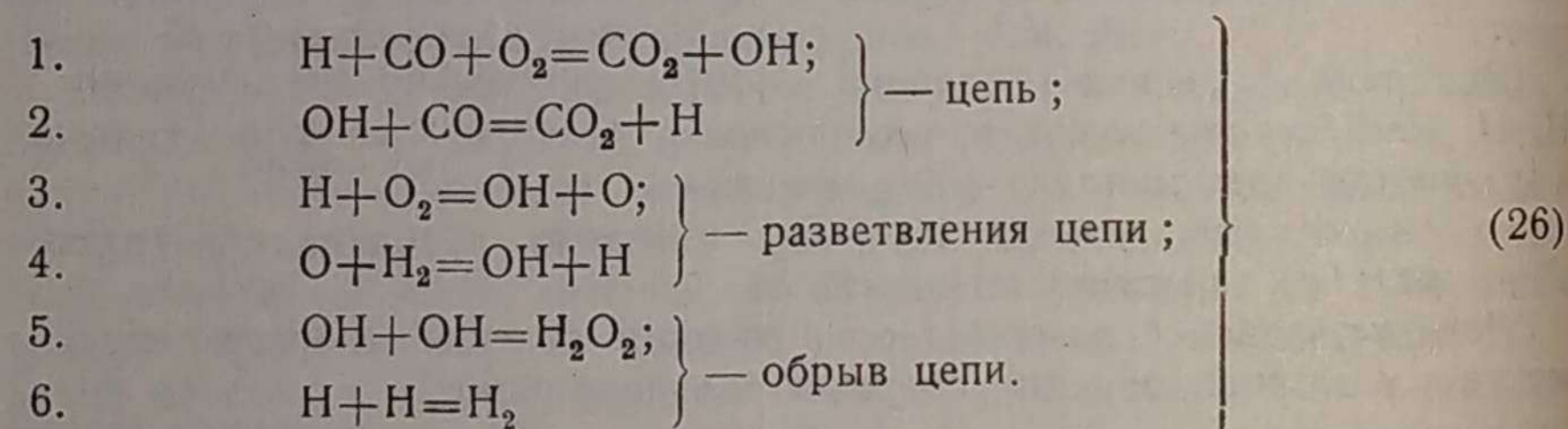
$$w = k \cdot e^{-\frac{E_1+E}{RT}} [\text{H}_2]^2 [\text{O}_2] p.$$

Это уравнение показывает, что скорость реакции окисления водорода может быть выражена через число образующихся молекул H_2O , т. е. она пропорциональна действующей концентрации водяного пара. Сумма $E_1 + E$ для верхнего предела воспламенения и более высокой области может быть оценена от $2,3 \cdot 10^4$ до $3,6 \cdot 10^4$.

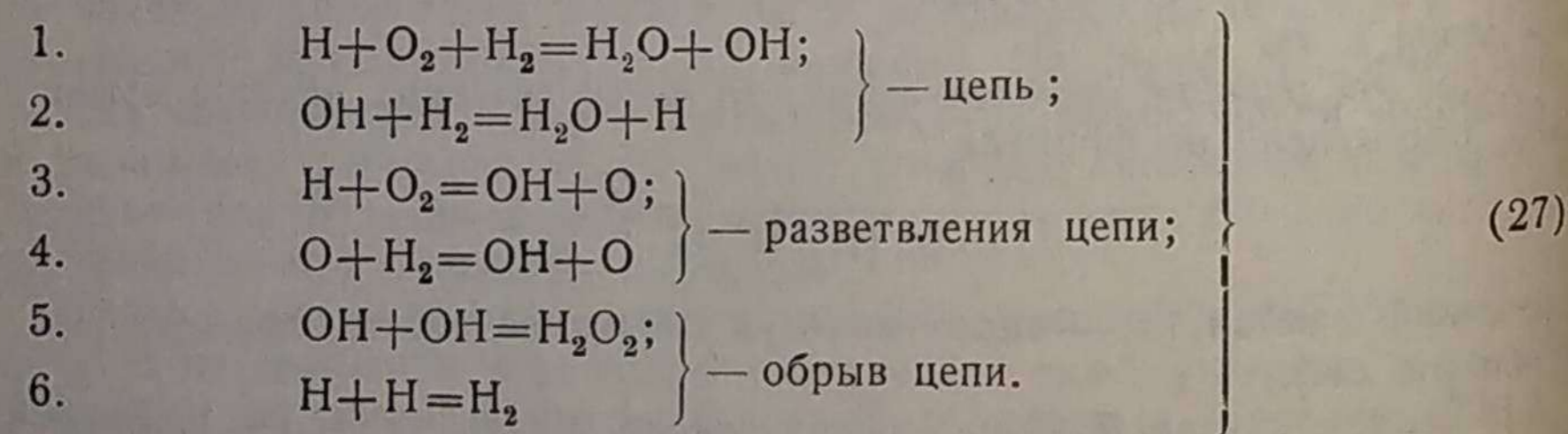
Последние данные также подтверждают возможность обобщения двух указанных теорий, так как кинетика реакции окисления водорода определяется образованием молекул воды. Вода, как известно, имеет существенное значение в окислительной реакции CO , но в рассматриваемом случае она является не только катализатором, но и продуктом активной составляющей — водорода топлива.

Следует отметить характерные черты обеих реакций. Структура образования цепей и разветвлений протекает по следующей схеме.

Реакция $\text{CO} + \text{O}_2 + \text{водяной пар}$:

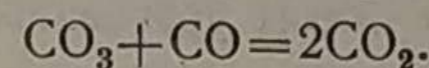
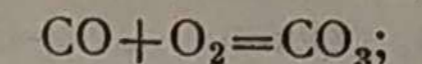


Реакция $\text{H}_2 + \text{O}_2$:



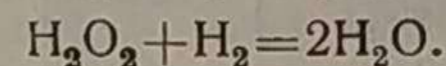
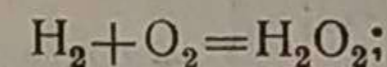
Из этих уравнений не трудно видеть, что структура обеих реакций одна и та же. В обоих случаях обращает на себя внимание образование перекиси водорода. В процессе реакций, как известно, часто наблюдается образование пероксидов, озонидов и других перекисей, способствующих дальнейшему протеканию реакции и ускоряющих ее.

По теории течения реакций, основанной на образовании перекисей как промежуточных продуктов реакции, для окиси углерода можем написать:



В данном случае гипотетическая перекись CO_3 способствует образованию 2CO_2 путем реакции с молекулой окиси углерода.

Для водорода



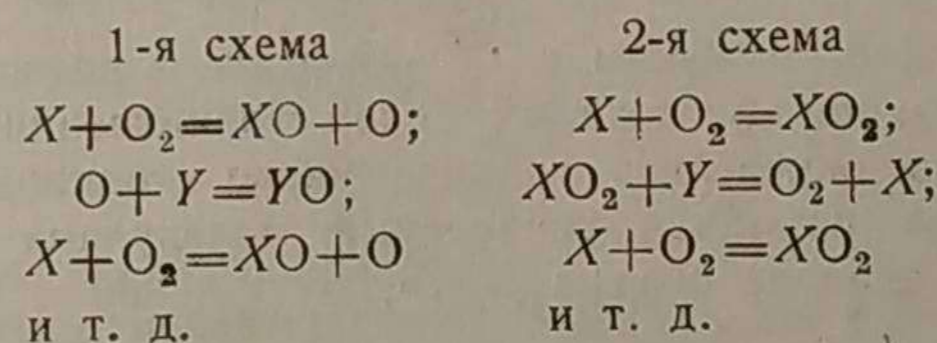
В этом случае также образуется перекись водорода H_2O_2 как промежуточный продукт реакции.

Опытом установлено, что перекиси, образующиеся в процессе окисления при низких температурах, оказывают большое влияние на ускорение химических реакций по мере их развития при повышении температуры.

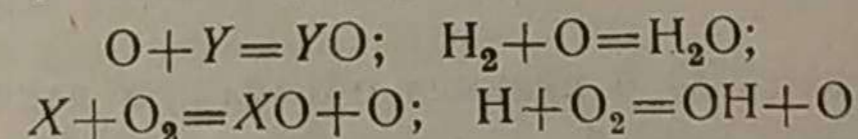
В процессе низкотемпературного окисления окиси, взаимодействуя между собой и молекулами углеводорода, образуют спирт, неизвестные молекулы типа CH_4O , неизвестные перекиси CH_4O_3 , HCHO_3 и другие соединения.

Теория, построенная на предположении, что первичным актом окисления является гидроксил, получила название гидроксильной теории.

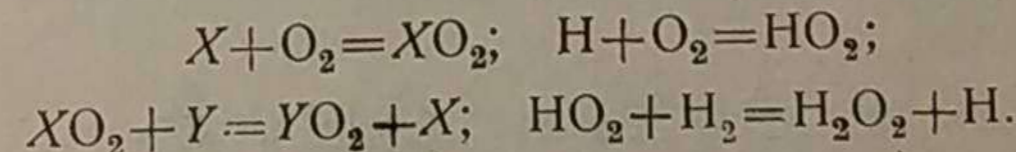
Таким образом при реакции с кислородом какого-либо основного вещества Y , или так называемого акцептора, образуется всегда продукт X , или индуктор, имеющий в реакции очень важное значение промежуточного реагента. В подобном случае реакция осуществляется по одной из следующих схем:



Например, для реакции $\text{H}_2 + \text{O}_2$ получим



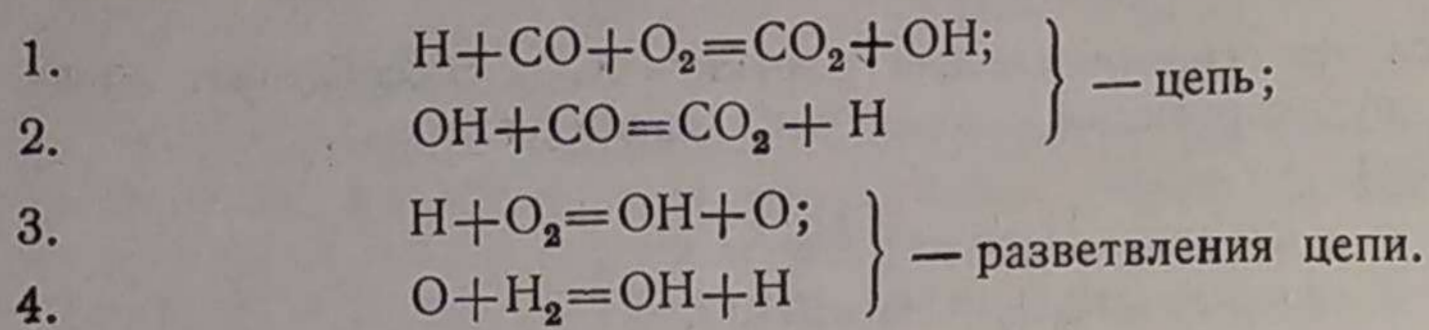
или



Доказано, что сложные углеводороды дают более сложные промежуточные продукты (перекиси), но в результате продуктами реакции углеводородов при сгорании всегда будут CO_2 и H_2O и при недожоге CO и H_2 , а также очень немного метана и других высших углеводородов.

Следовательно, механизм реакций окисления CO и H₂ позволяет установить полную аналогию этих реакций, а сравнительная оценка их в отношении цепной теории убеждает в этом еще больше.

Действительно, сравним реакции CO+O₂ и H₂+O₂ в отношении цепной теории; имея в виду схемы уравнений (26) и (27), напишем:



Для того чтобы оценить данную реакцию в отношении цепной теории, необходимо решить вопрос об условиях развития цепей — их разветвления. В этом случае разветвление цепи прежде всего определяется, если можно так сказать, „борьбой за атом водорода“ двух реакций — первой и третьей. Если произойдет первая реакция, то разветвления не будет, если произойдет третья реакция, то получится разветвление цепи. Третья реакция осуществляется через двойные столкновения молекул, а первая — путем тройных столкновений. Это предопределяет большую вероятность протекания третьей реакции. Последняя реакция связана с затратой некоторой теплоты активации E₁. Вероятность разветвления цепи δ определяется отношением скорости третьей реакции схемы (26) к скорости первой реакции схемы (26), а именно:

$$\delta = \frac{k_3 [\text{O}_2] [\text{H}] e^{-\frac{E_1}{RT}}}{k_1 [\text{H}] [\text{CO}] [\text{O}_2]} = \frac{k_3}{k_1 [\text{CO}]} e^{-\frac{E_1}{RT}}$$

k₃ [O₂] [H] = z равно числу двойных столкновений атомов H и молекул O₂, но только величины e^{-E₁/RT} приводят к реакции.

Для первой реакции при каждом тройном столкновении получается CO₂. Если приближенно определить тройное число столкновений как двойное z, умноженное на объем, занимаемый молекулами окиси углерода по отношению к единице объема смеси, то получим

$$k_1 [\text{H}] [\text{CO}] [\text{O}_2] = \frac{4}{3} \pi \sigma^3 z n_{\text{CO}} = \frac{4}{3} \pi \sigma^3 z N [\text{CO}],$$

где N — число молекул CO в единице объема при давлении 1 мм рт. ст.

Величина $\frac{4}{3} \pi \sigma^3 N \approx 4 \cdot 10^{-6}$, откуда

$$\delta = \frac{z e^{-\frac{E_1}{RT}}}{4 \cdot 10^{-6} z [\text{CO}]} \approx \frac{2,5 \cdot 10^5}{[\text{CO}]} e^{-\frac{E_1}{RT}},$$

где [CO] — парциальное давление окиси углерода в мм рт. ст. Скорость цепной реакции с разветвленными цепями определяется по формуле

$$w = n v',$$

где $v' = \frac{v}{1 - v\delta}$ — общая длина цепи с разветвлениями в объеме и обрывом их только на стенках;

v — длина ординарной неразветвленной цепи;

δ — вероятность разветвления цепи;

v' — длина разветвленной цепи.

Для реакции CO+O₂ для больших давлений согласно выводам Н. Н. Семенова [19] можно определить v по формуле

$$v = \frac{\pi d^2 p [\text{CO}]}{8 \lambda_0^2 q_1},$$

где d — ширина сосуда, в котором протекает реакция;

p — давление газа в мм рт. ст.;

[CO] — парциальное давление окиси углерода в мм рт. ст.;

λ₀ — длина свободного пути молекулы при p = 1 мм рт. ст.;

q₁ — величина, обратная вероятности δ второй реакции и равная

$$q_1 = e^{\frac{E_2}{RT}}.$$

Вероятность того, что молекула CO, столкнувшись с радикалом OH прореагирует, определяется по формуле

$$\frac{1}{q_1} = e^{-\frac{E_2}{RT}}.$$

Если в формуле для v предположить d² ≈ 1, λ₀² ≈ 6 · 10⁻⁵, то

$$v = \frac{3,14 \cdot p [\text{CO}]}{8 \cdot 6 \cdot 10^{-5}} e^{-\frac{E_2}{RT}} \approx 0,7 \cdot 10^4 \cdot p [\text{CO}] e^{-\frac{E_2}{RT}}.$$

Число начальных активных центров n₀ для бимолекулярной реакции CO+O₂=CO₂+O можно определить по формуле

$$n_0 = 2z [\text{CO}] [\text{O}_2] e^{-\frac{E}{RT}},$$

где

$$z = \sqrt{2} \pi \sigma^2 u n^2;$$

σ — эффективный диаметр молекул;

u — средняя квадратичная скорость молекул;

n — число молекул исходных веществ в объеме, равном 1 см³.

при 0° С и p = 1 мм рт. ст.

Подставляя числовые значения, найдем

$$z = \frac{4,45 \cdot 10^{-16} \cdot 10^4 \cdot 2,72 \cdot 10^{38}}{760^2} \approx 5,6 \cdot 10^{21};$$

$$n = 11,2 \cdot 10^{21} [\text{CO}] [\text{O}_2] e^{-\frac{E}{RT}};$$

$$n_0 v = 8 \cdot 10^{25} p [\text{CO}]^2 [\text{O}_2] e^{-\frac{E+E_2}{RT}};$$

$$\delta v = 1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}}$$

и скорость реакции

$$w = \frac{8 \cdot 10^{25} p [\text{CO}]^2 [\text{O}_2] e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}}}{1 - 1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}}}$$

Этот вывод показывает, что данная реакция приобретает значительную скорость тогда, когда знаменатель дроби становится малым или когда велика вероятность разветвления цепей в объеме. В таком случае условия воспламенения определяются уравнением

$$1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}} = 1.$$

Последний вывод позволяет утверждать, что реакция $\text{CO} + \text{O}_2$ развивается как цепочно-тепловая. Когда развитие цепей во второй и третьей реакциях удовлетворит последнему условию, воспламенение смеси или тепловой взрыв будет обеспечен.

Энергия активации E_1 для третьей реакции по опытам Конторовой и Налбандяна составляет от 4000 до 8000 кал. Можно принять, что E_2 не превышает 30 000 кал, поэтому сумма $E_1 + E_2$ может составить от 34 000 до 38 000 кал.

При давлении смеси $\text{CO} + \text{O}_2$, равном 600 мм рт. ст., температура воспламенения определяется по следующей формуле [19]:

$$\lg p_2 = \frac{A}{T} + B,$$

где $A = 7600$; $B = 10,5$;

$$\lg 600 = \frac{7600}{T} + 10,5;$$

$$2,778 - 10,5 = -\frac{7600}{T}; \quad \frac{7600}{T} = 7,72;$$

$$T = 1000^\circ \text{ абс.}$$

Принимая $E_1 + E_2 = 36 000$ кал, определим изменение скорости реакции при температуре воспламенения, меньшей на величину ΔT . По условиям воспламенения имеем

$$1 - 1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{36000}{RT}} = 0;$$

$$1 - 1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{36000}{RT}} = 1 - 1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{36000}{2000} - \frac{2000}{2000 - 2\Delta T}} =$$

$$= 1 - 1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{36000}{2000} \left(1 + \frac{2\Delta T}{2000}\right)} =$$

$$= 1 - 1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{36000}{RT} - \frac{2\Delta T}{2000} \frac{36000}{2000}} =$$

$$= 1 - e^{-\frac{2\Delta T}{2000} 3,6 \cdot 10^4},$$

так как

$$1,75 \cdot 10^9 p e^{-\frac{36000}{RT}} = 1.$$

При малых величинах ΔT после разложения в ряд определяем:

$$1 - e^{-\frac{2\Delta T}{2000} 3,6 \cdot 10^4} = \frac{2\Delta T}{2000} 3,6 \cdot 10^4 \approx \frac{\Delta T}{56}.$$

Скорость реакции получаем по формуле

$$w = 8 \cdot 10^{25} p [\text{CO}]^2 [\text{O}_2] e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}} \frac{56}{\Delta T}.$$

Если скорость реакции вычислить в мм рт. ст. изменения давления смеси в секунду, то следует написать предыдущую формулу так:

$$w = -\frac{dp}{dt} = w \frac{760}{2,7 \cdot 3 \cdot 10^{19}} \approx 0,94 \frac{w}{10^{17}};$$

$$w = 7,5 \cdot 10^8 p [\text{CO}]^2 [\text{O}_2] e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}} \frac{56}{\Delta T}.$$

Примем $\Delta T = 10^\circ$, $[\text{CO}] = [\text{O}_2] = 300$ мм рт. ст., $p = 600$ мм рт. ст. и вычислим

$$w = 7,5 \cdot 10^8 \cdot 600 (300)^3 \cdot 5,6 e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}} = 42 \cdot 10^8 \cdot 600 \cdot 2,7 \cdot 10^{17} e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}} =$$

$$= 0,68 \cdot 10^{20} e^{-\frac{E_1+E_2}{RT}}$$

$$\lg w = -0,27 + 20 - \frac{E_1+E_2}{RT} 0,434.$$

Величина w при температуре $T - \Delta T = 1000 - 10 = 990^\circ$ абс. не может быть велика. Она не более нескольких мм рт. ст., а потому $\lg w < 1$, и сумма $\lg w + 0,27$ не превышает единицы.

После преобразований определим сумму $E_1 + E_2$:

$$\frac{E_1+E_2}{RT} \approx 44, \quad E_1+E_2 = 44 \cdot 1980 = 87 000 \text{ кал.}$$

Если принятая величина E_2 действительно лежит в пределах 30 000 кал, то энергия активации реакции $\text{CO} + \text{O}_2$ теоретически равна

$$E = 87 000 - 30 000 = 57 000 \text{ кал.}$$

Для реакции $\text{H}_2 + \text{O}_2$ Н. Н. Семенов [19] при давлении смеси $p = 600$ мм рт. ст.; $T = 850^\circ$ абс.; $[\text{H}_2] = [\text{O}_2] = 300$ мм рт. ст.; $\Delta T = 12$ и $-\frac{dp}{dt} = 2$ определил скорость реакции:

$$w = \frac{2 \cdot 10^{26} p [\text{H}_2]^2 [\text{O}_2] e^{-\frac{E+16000}{RT}}}{1 - \frac{2,5 \cdot 10^9 p}{6} e^{-\frac{E_1+16000}{RT}}},$$

где в принятых обозначениях $E_2 = 16\ 000$ кал и входит в величину вероятности реакции δ при столкновении молекул H_2 и OH . Эта величина равна $e^{-\frac{16000}{RT}}$. Но, выражая скорость w в падении давления смеси в мм за 1 сек., получим:

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{2 \cdot 10^{26} [H_2]^2 [O_2] e^{-\frac{E+16000}{RT}}}{1 - 4 \cdot 10^8 p e^{-\frac{E+16000}{RT}}}$$

Условие цепочно-теплового взрыва для этой реакции

$$4 \cdot 10^8 p e^{-\frac{E+16000}{RT}} = 1.$$

Скорость реакции для температуры $T - \Delta T$ равна

$$w = -\frac{dp}{dt} = 2 \cdot 10^{26} [H_2]^2 [O_2] p e^{-\frac{E+16000}{RT} \frac{30}{\Delta T}}$$

При $\Delta T = 12$ по опытным данным скорость реакции $w = 2$ мм рт. ст. в секунду, отсюда можно вычислить E :

$$2 = 2 \cdot 10^{26} e^{-\frac{E+16000}{RT}} (300)^3 600 \cdot 3 = 6 \cdot 27 \cdot 10^9 \cdot 10^8 \cdot 6 e^{-\frac{E+16000}{RT}}$$

и далее после логарифмирования вычисляем E :

$$0,434 \frac{E+16000}{RT}; \quad E+16000 = 77\ 000; \\ E = 61\ 000 \text{ кал.}$$

Таким образом вычисленная теоретически энергия активации образования начальных центров реакции $H_2 + O_2$ имеет тот же порядок, что и для реакции $CO + O_2$.

Сходство физико-химических свойств этих реакций характеризуется также большим влиянием присутствия водяного пара на скорость реакции $CO + O_2$. Скорость течения реакции $CO + O_2 +$ пары воды прямо пропорциональна содержанию H_2O в газовой смеси. Последнее можно видеть из следующих данных:

Давление водяного пара в мм рт. ст.	10	15	20	25
Начальная скорость реакции в мм рт. ст.	2,1	3,2	3,9	5,2

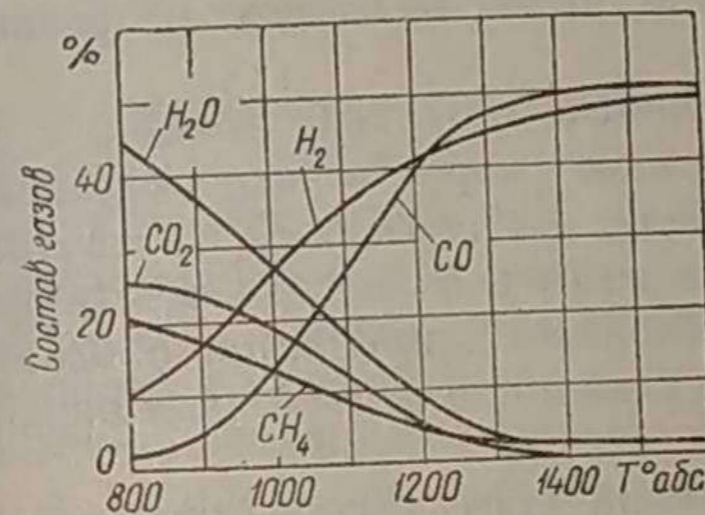
Опыт проводился при температуре $560^\circ C$ и при следующих парциальных давлениях газов в смеси: $[CO] = 50$ мм рт. ст. и $[O] = 250$ мм рт. ст.

Присадка воды к смеси $CO + O_2$ значительно увеличивает скорость распространения пламени, что видно из следующих данных:

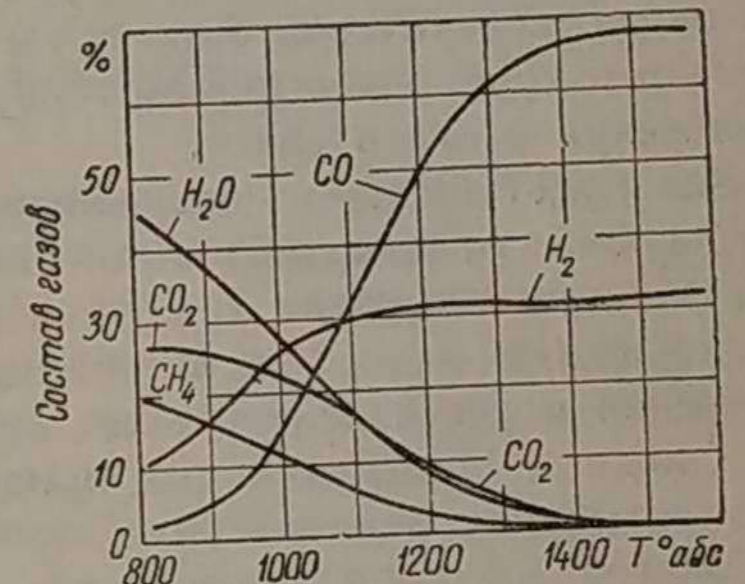
H_2O	0	0,23	0,44	1,95
Скорость в см/сек	100	780	900	1000

Скорость распространения пламени в смесях $CO + O_2$ возрастает с присадкой к смеси не только воды, но и водорода, а также и других веществ, содержащих водород. К последним, например, относятся: $C_2H_5O_3$; C_2H_6 ; $CHCl_3$ и другие соединения.

Характерно также, что скорость реакции $H_2 + O_2$ выражается числом образующихся молекул воды, как это было показано выше.



Фиг. 26. Равновесие системы $C - H_2O$.



Фиг. 27. Равновесие системы $C - H_2O - O_2$.

Таким образом комплекс $CO + H_2O$, или $CO + H_2 + O_2$, может служить аналогией для теоретического обобщения вопроса при разрешении задач с реакциями окисления по крайней мере в главной фазе не только водорода и окиси углерода, но и более сложных углеводородных молекул, к которым относятся промышленные газы и жидкие топлива.

Известно, что при образовании генераторного газа в присутствии накалированного углерода и водяного пара термо-химическое равновесие и состав продуктов газификации зависят от температуры. На фиг. 26 показан график для системы $C - H_2O$ при давлении 20 кг/см^2 . По этому графику видно, что при температуре 800° абс. газы содержат значительное количество паров воды, углекислоту, метан и водород. С повышением температуры пространства, в котором происходит реакция, содержание паров воды, углекислоты и метана убывает, но количество окиси углерода и водорода возрастает. При температурах $1400 - 1600^\circ$ абс. окиси углерода и водорода достигают наибольшей величины, а метан, углекислота и водяной пар почти отсутствуют.

Если в системе в качестве исходных продуктов приняты $C - H_2O + O_2$, то при давлении 20 кг/см^2 и высоких температурах порядка $1400 - 1600^\circ$ абс. в условиях термохимического равновесия (фиг. 27) содер-

жание водяного пара, углекислоты и метана также ничтожно, но значительно больше содержится окиси углерода и несколько меньше — водорода по сравнению с данными графика фиг. 26.

Следовательно, в условиях относительно высоких температур, т. е. главным образом в начале второй фазы процесса, сложные углеводороды почти исчезают, распадаясь в присутствии водяного пара и углерода на окись углерода и водород. Этот процесс протекает по мере повышения температуры. Последнее хорошо известно из опыта получения промышленных газов.

Турбулентность и тем более крупномасштабная турбулентность при высоких температурах должна способствовать ускорению образования $\text{CO} + \text{H}_2 + \text{O}_2$. На основании этого для расчета можно принять, что жидкое или газообразное топливо в процессе горения, особенно в крупномасштабном турбулентном потоке, может быть условно заменено смесью окиси углерода, воздуха и паров воды. Это тем более возможно, так как ранее теоретически было установлено, что скорость распространения пламени в крупномасштабном турбулентном потоке не зависит от физико-химических свойств смеси.

Как будет видно из дальнейшего, комплекс $\text{CO} + \text{H}_2\text{O}$ полезен в том отношении, что позволяет вычислить среднюю скорость распространения пламени при сгорании топлив в двигателях по известным процентным соотношениям исходных и конечных веществ без необходимости рассмотрения и учета далеко еще не исследованных процессов образования сложных промежуточных продуктов реакции в первой фазе окисления при низких температурах.

Многие из высказанных здесь положений могут быть спорными, но они представляются в некотором отношении известным шагом вперед по сравнению с теми исходными данными, которыми в настоящее время пользуются в технических расчетах.

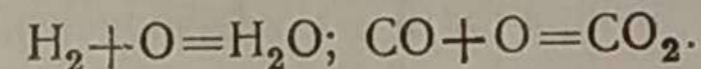
Расчет двигателей по условному газообразному топливу позволит легко оценивать и сравнивать двигатели по основным параметрам внутреннего процесса.

Если все изложенные предположения могут быть приняты, то нормальную скорость распространения пламени в бензино-воздушной смеси можно также вычислить на основании теории, аналогичной той, которая применена к горению влажной окиси углерода. При сгорании бензина количество образующихся OH и H лимитировано содержанием в нем водорода, а следовательно, и паров воды в продуктах реакции. Поэтому, так же как и для CO , необходимо полагать, что скорость реакции в воздушных смесях бензина в определенных условиях не может превысить некоторого предельного значения. В данном случае предполагается, что бензино-воздушная смесь, так же как и смесь условного топлива, не детонирует в диапазоне возможных степеней сжатия и начальных температур $T_0 = T_c$.

Из опыта работы с двигателями внутреннего сгорания при использовании различных жидких топлив можно убедиться также в том, что сгорание получается более совершенным в тех случаях, когда углеводородные молекулы топлива содержат относительно больше водорода. Следовательно, в продуктах реакции будет больше паров воды.

Все изложенное подтверждает возможность условной замены сложных углеводородных молекул бензина их числовыми эквивалентами CO , CO_2 и H_2O , причем H_2O принимается как продукт окислительной реакции водорода, входящего составной частью в молекулу топлива.

Итак, при сгорании в двигателе в каждом слое горючей смеси в пламени получается процесс, рассматриваемый как процесс окисления H_2 и CO в присутствии катализатора в виде водяного пара¹. Необходимо отметить, что для водорода в отдельности каталитическое действие воды отсутствует, т. е. вода не влияет на скорость реакции. Таким образом в рассматриваемом случае водород и окись углерода реагируют с кислородом воздуха в цепных реакциях через радикалы OH , атомарный водород H и атомарный кислород O , которые являются в данном случае активными центрами. В конечном результате водород и окись углерода присоединяют по атому кислорода согласно уравнениям



Атом кислорода, необходимый для получения конечных продуктов реакции, содержится не только в воздухе или в радикалах, но также в молекуле водяного пара, поэтому для CO и водорода получается цепь превращений с участием H_2O , и вся реакция определяется наличием водяного пара как носителя кислородного атома, необходимого для развития цепей в обеих реакциях, протекающих совместно.

Близкое совпадение высших теплотворностей для моля окиси углерода и водорода позволяет обобщить число их молей, участвующих в реакции. При этом можно вести расчет по схеме

$$[\text{H}_2] + [\text{CO}]_{0_{\text{эkv}}} = [\text{CO}]_{\text{эkv}},$$

где $[\text{CO}]_{\text{эkv}}$ равно сумме молей H_2 и $[\text{CO}]_{0_{\text{эkv}}}$. В этом случае $[\text{CO}]_{0_{\text{эkv}}}$ равно числу молей, эквивалентных в тепловом отношении сгоревшему углероду, находящемуся в 1 кг жидкого топлива. Число сгоревших молей H_2 и $[\text{CO}]_{0_{\text{эkv}}}$ можно приближенно определить в виде эквивалента $[\text{CO}_2]_{\text{эkv}}$, выражая его в долях теплотворности 1 моля CO как отношение

$$\frac{h_u}{Q} = [\text{CO}_2]_{\text{эkv}},$$

где h_u — теплотворность 1 кг жидкого топлива;

Q — теплотворность 1 моля окиси углерода.

Число молей паров воды определяется содержанием их в продуктах сгорания, а реакция по кислороду сохраняет нулевой порядок. Таким образом, для принятых условий можно применить формулы, полученные акад. Н. Н. Семеновым для определения скорости v_0 , заменив в них содержание молекул $[\text{CO}]_1$ и $[\text{CO}_2]_1$ соответствующими эквивалентами.

¹ Эти продукты образовались в предпламенных реакциях в начальной стадии (в первой фазе).

В общем случае при неполном сгорании число молей $[\text{CO}_2]_{\text{эkv}}$ при сгорании бензина определится суммой

$$[\text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + \text{CO}]_{\text{эkv}} = [\text{CO}_2]_{\text{эkv}}$$

где $[\text{CO}]_{\text{эkv}}$ равно числу молей, эквивалентных по тепловой ценности углероду топлива, сгоревшему до CO . В этом случае эквивалентное количество молей $[\text{CO}_2]_{\text{эkv}}$ может быть приближенно вычислено по формуле

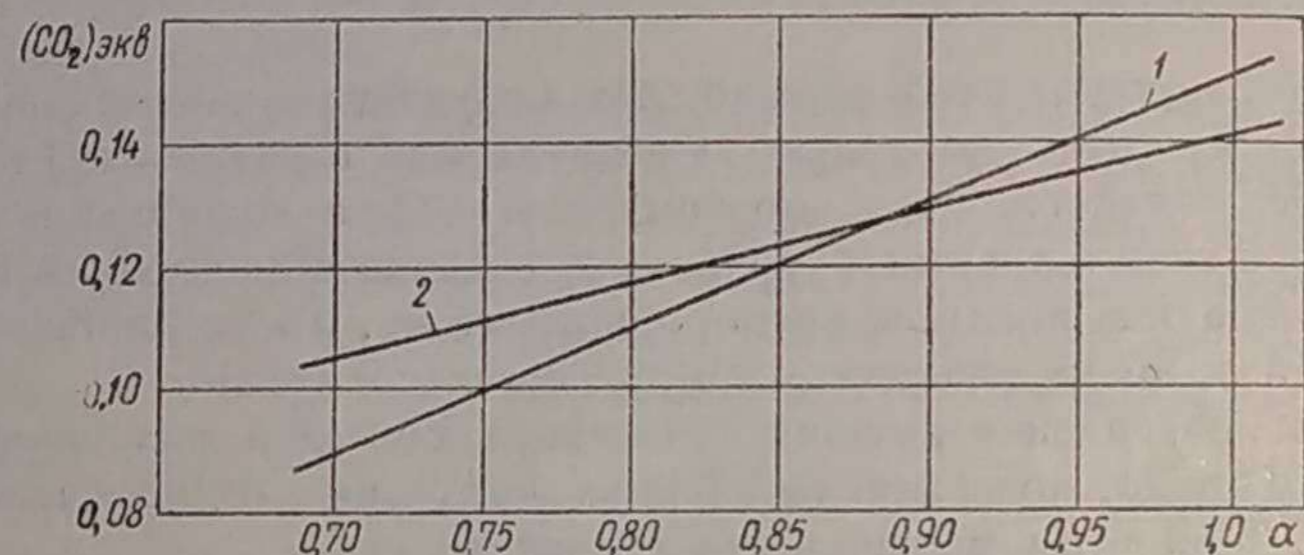
$$[\text{CO}_2]_{\text{эkv}} = \frac{h_u - \Delta h_u}{Q}$$

где

$$\Delta h_u = 6,8 \cdot 10^4 [\text{CO}]_1 \text{ Кал/кг топлива};$$

$$Q = 6,8 \cdot 10^4 \text{ Кал/моль.}$$

На фиг. 28 даны две зависимости: одна из них представляет собой изменение $[\text{CO}_2]_{\text{эkv}}$ в зависимости от коэффициента избытка воздуха α ,



Фиг. 28. Изменение $[\text{CO}_2]_{\text{эkv}}$ в зависимости от коэффициента избытка воздуха;

1 — вычислено по формуле $[\text{CO}_2]_{\text{эkv}} = \frac{H_u - \Delta H_u}{Q}$; 2 — определено по таблице В. А. Петрова и вычислено по формуле $[\text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2 + \text{CO}]_{\text{эkv}} = [\text{CO}_2]_{\text{эkv}}$.

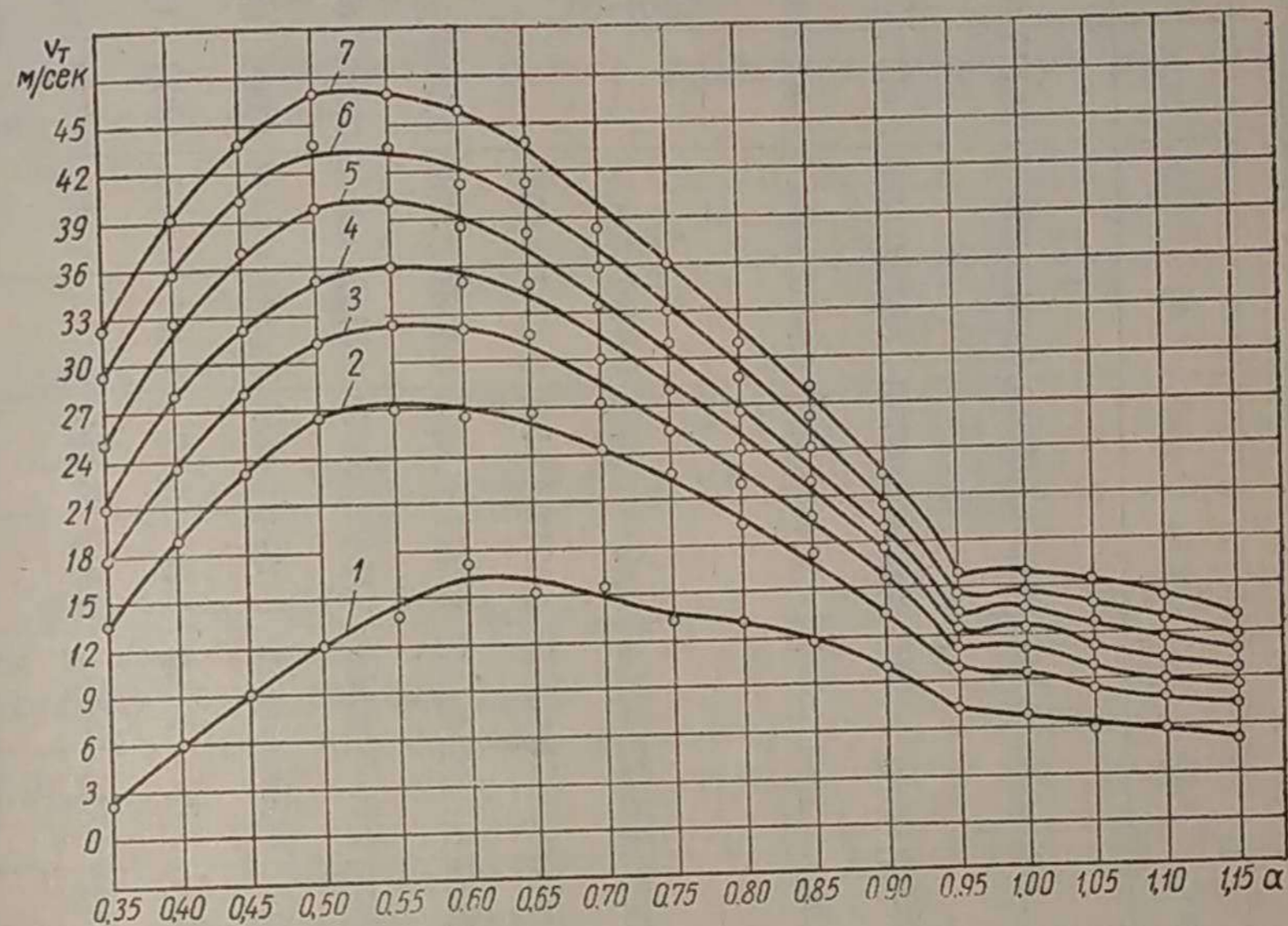
она построена на основании последней формулы, а вторая вычислена и построена на основании состава газа. Для практически важных случаев ошибка в расчете по формуле составляет от $+7$ до $-5,7\%$ в пределах изменения α от 1 до 0,8.

Если считать, что водород топлива во всех случаях при $\alpha \geq 0,7$ сгорает полностью с образованием 0,0719 моля водяного пара на 1 кг топлива, то начальная условная концентрация $[\text{CO}]_{\text{эkv}}$ может быть определена по уравнению

$$[\text{CO}]_{\text{эkv}} = [\text{CO}_2]_{\text{эkv}} - 0,0719.$$

Необходимо отметить, что для расчетов в данном случае принимается не избыточная концентрация $[\text{CO}]_1$ окиси углерода в охлажденных продуктах реакции, а условная концентрация их в исходных продуктах в пламени. При расчетах, произведенных без учета приведенных соображений, получатся результаты, не согласованные с опытом. Как видно из фиг. 29, наибольшие величины скоростей при расчетах по избыточ-

ной концентрации $[\text{CO}]_1$ получаются для коэффициентов избытка воздуха α около 0,50—0,60, что не соответствует α для бензиновых смесей. Кривые, изображенные на фиг. 29, были получены путем расчета для двигателя, имеющего $\epsilon = 4,6$ и $T_a = 350^\circ$ абс. Состав продуктов сгорания был принят по табл. 4, при составлении которой предполагалось, что присутствие CO в газах сопровождается неполным сгоранием водорода. Энергия активации была принята равной $2,5 \cdot 10^4 \text{ Кал/моль}$.



Фиг. 29. Изменение скорости v_T , полученное путем расчета:

1—7 — слои смеси.

Скорость распространения пламени в турбулентном потоке v_T определялась по формуле $v_T = 6v_0^*$.

Числовые значения величины $[\text{CO}]_e$ при сгорании условного топлива для $\alpha \geq 1$ вычислим по формуле

$$[\text{CO}]_e = \frac{c_p R T_1^2}{Q E}$$

где отношение $\frac{1}{Q}$ определяет число молей CO , участвующих в реакции при получении 1 Кал теплоты. При сгорании 1 кг бензина теплотворностью $h_u \text{ Кал/кг}$ число молекул, участвующих в получении каждой единицы теплоты, выражается отношением

$$\frac{[\text{CO}]_{\text{эkv}}}{h_u},$$

где для $\alpha \geq 1$ $[\text{CO}]_{\text{эkv}} \approx 0,15$.

* Отношение $\frac{F_2}{F_1}$ принято равным единице, а отношение $\frac{n}{n_0} = \frac{3000}{500} = 6$.

Продукты сгорания бензина (C = 85,5%, H = 14,5% по весу) при различных α с присадкой 2% воды

Параметры состава газа	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,80	0,85	0,90	0,95	1,0	1,05	1,1	1,15
$[H_2O]_0$ — — $[CO]_1$	0,0020	0,0075	0,0129	0,0183	0,0235	0,0288	0,0342	0,0397	0,0451	0,0504	0,0558	0,0612	0,0665	0,0719	0,0719	0,0719	0,0719
CO ₂	0,0012	0,0066	0,0120	0,0174	0,0226	0,0280	0,0333	0,0390	0,0444	0,0498	0,0551	0,0605	0,0659	0,0712	0,0712	0,0712	0,0712
N ₂	0,142	0,162	0,182	0,202	0,223	0,243	0,263	0,284	0,304	0,324	0,344	0,365	0,385	0,405	0,426	0,446	0,466
O ₂	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,0054	0,0107	0,0161
$[CO]_1$	0,0698	0,0644	0,0590	0,0536	0,0484	0,0430	0,0377	0,0322	0,0268	0,0215	0,0161	0,0107	0,0054	—	—	—	—
H ₂]₁	0,0699	0,0644	0,0590	0,0536	0,0484	0,0430	0,0377	0,0321	0,0268	0,0214	0,0161	0,0107	0,0054	—	—	—	—
[M]	0,2849	0,3049	0,3249	0,3449	0,3659	0,3859	0,4059	0,4272	0,4475	0,4677	0,4880	0,5083	0,5287	0,5489	0,5746	0,6002	0,6259
$[H_2O]_1$	0,0057	0,0061	0,0066	0,0069	0,0073	0,0076	0,0081	0,0086	0,0090	0,0094	0,0098	0,0102	0,0106	0,010	0,0115	0,0121	0,0126
ΔM	0,1059	0,0999	0,0949	0,0889	0,0839	0,0789	0,0729	0,0681	0,0628	0,0574	0,0521	0,0467	0,0414	0,036	0,036	0,036	0,036
β	1,59	1,49	1,41	1,35	1,30	1,26	1,22	1,19	1,163	1,14	1,12	1,101	1,085	1,071	1,067	1,064	1,060
$L_0 = \alpha L_0$	0,179	0,205	0,230	0,250	0,282	0,307	0,333	0,358	0,384	0,409	0,435	0,461	0,487	0,512	0,537	0,563	0,589

Таким образом формула для вычисления $[CO]_{э\text{кв}}$ принимает следующий вид

$$[CO]_{э\text{кв}} = \frac{c_p R [CO]_{э\text{кв}} T_1^2}{h_u E} 100\%$$

После подстановки числовых значений получим

$$[CO]_{э\text{кв}} = \frac{18 \cdot 0,15 \cdot 100 T_1^2}{1,05 \cdot 10^4 E} = \frac{2,57 \cdot 10^{-2} T_1^2}{E} \quad (28)$$

При этих условиях основные расчетные формулы (при $\mu = 26$) примут следующий вид:
для $\alpha < 1$

$$v_0 = \sqrt{1650 \frac{T_1^{(i)} T_0^{(i)^2}}{E} e^{-\frac{E}{RT_1^{(i)}}} \frac{[CO]_{0\text{э\text{кв}}} [H_2O]_1}{[CO_2]_{э\text{кв}}^2}}; \quad (29)$$

для $\alpha \geq 1$

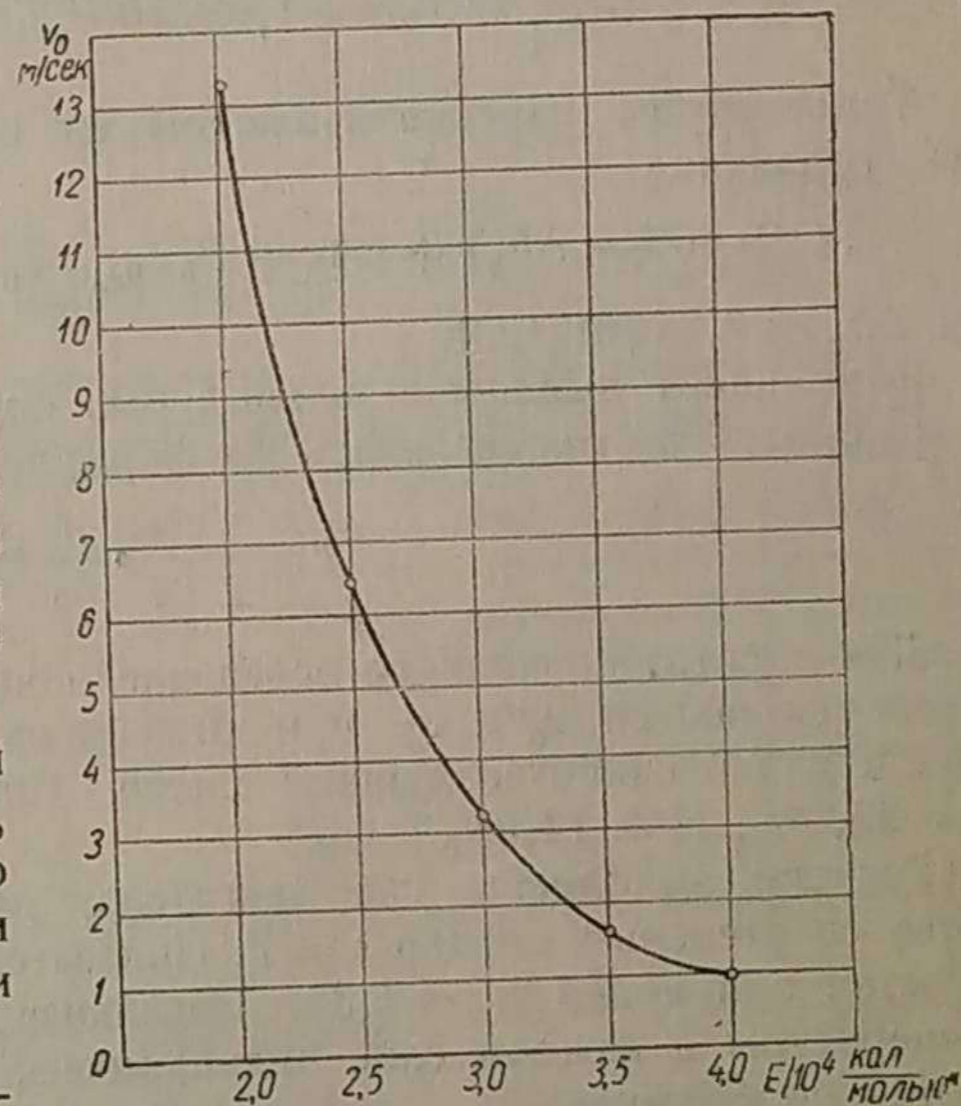
$$v_0 = \sqrt{1650 \frac{T_1^{(i)} T_0^{(i)^2}}{E} e^{-\frac{E}{RT^{(i)}}} \frac{[CO]_{э\text{кв}}^2}{2 [CO_2]_{э\text{кв}}^2}} \quad (30)$$

В формуле (30) принято, что в зоне пламени водород находится в половинной доле от $[CO]_{э\text{кв}}$, т. е. составит $\frac{[CO]_{э\text{кв}}}{2}$.

Переходя к оценке величины E для условной смеси при $\alpha < 1$, примем числовое значение энергии активации $E = 2 \cdot 10^4$ Кал/моль, а при $\alpha \geq 1$ примем $E = 2,5 \cdot 10^4$ Кал/моль.

Выбор числовых значений величины E основан на том, что опытом было установлено стремление энергии активации к увеличению при обеднении смесей CO с воздухом¹.

Так, например, при изменении в составе смеси CO от 50 до 29%, воздуха от 50 до 71%, $H_2O = \text{const} = 2\%$ числовое значение E изменяется от $2,0 - 2,5 \cdot 10^4$ до $3,8 - 4,6 \cdot 10^4$ Кал/моль. Поэтому для $\alpha < 1$ принимается $E = 2 \cdot 10^4$ Кал/моль и для $\alpha \geq 1$ оптимальное среднее значение E принимается, как указано, $2,5 \cdot 10^4$ Кал/моль. На фиг. 30



Фиг. 30. Влияние на нормальную скорость распространения пламени величины энергии активации при $\alpha = 1$ и $T_0 = 692^\circ$ абс.

¹ Опыты Я. Б. Зельдовича, Г. А. Барского и П. Я. Садовникова.

изображен график, показывающий влияние на вычисление значения нормальной скорости подстановки большей или меньшей величины энергии активации. Не трудно видеть, что ошибка в определении величины E может привести к достаточно крупной ошибке в вычислении скорости v_0 .

Во всех последующих расчетах теплоемкости принимались по формулам, подсчитанным Хайловым:

для воздуха

$$\mu_{c_V} \Big|_0^T = 4,723 + 0,543 \cdot 10^{-3} T \text{ Кал/моль} \cdot \text{град};$$

для простых газов в продуктах сгорания

$$\mu_{c_V} \Big|_0^T = 5,095 + 0,35 \cdot 10^{-3} T \text{ Кал/моль} \cdot \text{град};$$

для углекислоты

$$\mu_{c_V} \Big|_0^T = 8,3 + 0,88 \cdot 10^{-3} T \text{ Кал/моль} \cdot \text{град};$$

для паров воды

$$\mu_{c_V} \Big|_0^T = 5,6 + 1,08 \cdot 10^{-3} T \text{ Кал/моль} \cdot \text{град}.$$

Температуры горения в каждом из слоев определялись из уравнения сгорания:

$$\xi (10 \cdot 500 - \Delta h_u) + (A_0 + B_0 T_{0cl}) T_{0cl} = (A_1 + B_1 T_{1cl}) T_{1cl},$$

где $\Delta h_u = 6,8 \cdot 10^4$ [CO].

Коэффициент выделения тепла ξ был принят равным единице¹.

Скорость v_T определялась по формуле

$$v_T = \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{n}{n_0} v_0.$$

Для достаточно полного освещения вопроса выполним теоретический расчет скоростей v_0 и v_T при различных коэффициентах избытка воздуха α для бензино-воздушной смеси. Состав бензина задан по весу: C = 85,5%, H = 14,5%.

Расчеты выполнены для двигателя, работающего на условном топливе со степенью сжатия $\epsilon = 7$. Показатель политропы сжатия во всех расчетах принимаем $n_1 = 1,35$. Начальная температура $T_a = 350^\circ$ абс. Температуры в каждом слое цилиндрической камеры сгорания определяются по формуле

$$T_{0cl} = \beta T_{0cl1} \cdot a_i^{0,285},$$

где $a_i = 1,5; 2,5; 3; 3,5$ и 4 .

Температуры сгорания T_{1cl} определяем из уравнения сгорания. Таким образом путем расчета для данного двигателя (см. табл. 5—15) полу-

¹ Присутствие остаточных газов в свежей горючей смеси будет способствовать уменьшению скорости распространения пламени. Для упрощения расчетов влиянием остаточных газов пренебрегаем.

Таблица 5

Состав продуктов сгорания бензина в молях (В. А. Петров)

α	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
Состав						
[H ₂ O] ₁	0,0719	0,0719	0,0719	0,0719	0,0719	0,0719
CO ₂	0,0069	0,0283	0,0498	0,0712	0,0712	0,0712
N ₂	0,2841	0,3246	0,3652	0,4058	0,4464	0,4870
O ₂	—	—	—	—	0,0107	0,0214
[CO] ₁	0,0643	0,0429	0,0214	—	—	—
[M]	0,4272	0,4677	0,5083	0,5489	0,6002	0,6515
[C]'	—	—	—	—	—	—
ΔM	0,0692	0,0587	0,0473	0,0369	0,0372	0,0375
β	1,193	1,144	1,102	1,072	1,066	1,061
$L_{\partial} = \alpha L_0$	0,358	0,409	0,461	0,512	0,563	0,614

Таблица 6

$$T_{0cl1} = 350 \cdot 7^{0,35} = 692^\circ \text{ абс.}; \quad T_{0cl} = \beta T_0' a^{0,285}; \quad \epsilon^{0,35} = 7^{0,35} = 1,976$$

α	β	$\beta T_0'$	a_1	$a_2 = 1,5$	$a_3 = 2$	$a_4 = 2,5$	$a_5 = 3$	$a_6 = 3,5$	$a_7 = 4$
			$\lg a_i$	0,176	0,301	0,398	0,477	0,544	0,602
			$0,285 \lg a$	0,0501	0,0856	0,1131	0,1359	0,1548	0,1711
			$a_i^{0,285}$	1,124	1,217	1,298	1,368	1,429	1,482
			T_{0cl1}	T_{0cl2}	T_{0cl3}	T_{0cl4}	T_{0cl5}	T_{0cl6}	T_{0cl7}
0,7	1,193	826	$T_{0cl1} = 692^\circ \text{ абс.}$	928	1005	1072	1130	1180	1224
0,8	1,144	792		890	964	1028	1083	1132	1174
0,9	1,102	763		858	929	990	1044	1090	1131
1,0	1,072	742		834	903	963	1015	1060	1100
1,1	1,066	738		830	898	958	1010	1055	1094
1,2	1,061	734		825	893	953	1004	1049	1088

Таблица 7

α	A_{0i}	B_{0i}	a'_{H_2O}	a'_{CO_2}	a'_{N_2+CO} или $a'_{N_2+O_2}$	A_1	$b'_{H_2O} \cdot 10^{-3}$	$b'_{CO_2} \cdot 10^{-3}$	$b'_{N_2+CO} \cdot 10^{-3}$ или $b'_{N_2+O_2}$	$B \cdot 10^{-3}$	ΔH_{CO}
1,2	2,900	$0,333 \cdot 10^{-3}$	0,403	0,591	2,590	3,584	0,0777	0,0627	0,1779	0,3183	—
1,1	2,659	$0,306 \cdot 10^{-3}$	0,403	0,591	2,329	3,323	0,0777	0,0627	0,1600	0,3004	—
1	2,418	$0,278 \cdot 10^{-3}$	0,403	0,591	2,068	3,062	0,0777	0,0627	0,1420	0,2824	—
0,9	2,177	$0,250 \cdot 10^{-3}$	0,403	0,413	1,970	2,786	0,0777	0,0438	0,1353	0,2568	1455
0,8	1,932	$0,222 \cdot 10^{-3}$	0,403	0,235	1,872	2,510	0,0777	0,0249	0,1286	0,2312	2917
0,7	1,691	$0,194 \cdot 10^{-3}$	0,403	0,057	1,775	2,235	0,0777	0,0061	0,1219	0,2057	4372

Таблица 8

α	$10500 - \Delta H$	$A_0 T_1'$	$B_0 T_1'$	$A_0 T_2$	$B_0 T_2^2$	$A_0 T_3$	$B_0 T_3^2$	$A_0 T_4$	$B_0 T_4^2$	$A_0 T_5$	$B_0 T_5^2$	$A_0 T_6$	$B_0 T_6^2$	$A_0 T_7$	$B_0 T_7^2$
1,2	10 500	2007	159	2393	227	2590	266	2746	302	2912	336	3042	366	3155	394
1,1	10 500	1840	147	2207	212	2388	247	2547	281	2686	312	2805	341	2909	366
1	10 500	1673	133	2017	193	2183	227	2329	258	2454	286	2563	312	2660	336
0,9	9 045	1507	120	1868	184	2022	216	2155	245	2273	272	2373	290	2462	320
0,8	7 583	1337	106	1719	176	1862	206	1996	235	2092	260	2187	285	2268	306
0,7	6 128	1170	93	1569	167	1699	196	1813	223	1911	248	1995	270	2070	291

Таблица 9

$$10500 - \Delta H_{CO} + (A_{0csl} + B_{0csl} T_{0csl}) T_{0csl} = C_{0csl} = (A_{1csl} + B_{1csl} T_{1csl}) T_{1csl}$$

α	C_{0csl1}	C_{0csl2}	C_{0csl3}	C_{0csl4}	C_{0csl5}	C_{0csl6}	C_{0csl7}
1,2	12 666	13 120	13 356	13 548	13 748	13 908	14 049
1,1	12 487	12 919	13 135	13 328	13 498	13 646	13 775
1	12 305	12 710	12 910	13 087	13 240	13 375	13 496
0,9	10 672	11 097	11 283	11 445	11 590	11 708	11 827
0,8	9 026	9 478	9 651	9 814	9 935	10 055	10 175
0,7	7 391	7 864	8 023	8 164	8 287	8 393	8 489

Таблица 10

$$C_{0csl} = A_{1csl} T_{1csl} + B_{1csl} T_{1csl}^2$$

α	T_{1csl1}	T_{1csl2}	T_{1csl3}	T_{1csl4}	T_{1csl5}	T_{1csl6}	T_{1csl7}
1,2	2830	2925	2950	2990	3020	3050	3080
1,1	2960	3050	3080	3120	3145	3185	3210
1	3120	3200	3240	3280	3310	3340	3360
0,95	3060	3150	3190	—	—	—	—
0,9	3000	3100	3140	3175	3210	3240	3265
0,8	2845	2965	3010	3050	3085	3115	3150
0,7	2660	2800	2855	2895	2935	2975	2990

$E = 2,5 \cdot 10^4; 1,41 [CO_2]_{ЭКВ} = 1,41 \cdot 15 = 21,15$

α	$[CO]_{ЭКВ} = 1,03 \cdot 10^{-6} T_1^2$							$\frac{[CO]_{ЭКВ}}{1,41 [CO_2]_{ЭКВ}}$						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
1	10,03	10,53	10,81	11,08	11,29	11,49	11,63	0,474	0,498	0,511	0,524	0,534	0,543	0,550
1,1	9,03	9,58	9,77	10,03	10,19	10,45	10,61	0,427	0,453	0,462	0,474	0,482	0,494	0,502
1,2	8,25	8,81	8,96	9,21	9,39	9,58	9,77	0,39	0,417	0,424	0,435	0,444	0,453	0,462

Таблица 12

$\alpha < 1; E = 20\ 000; R = 2$

α	$\frac{[CO]_{1\ ЭКВ} [H_2O]_1}{[CO_2]_{2\ ЭКВ}}$	$\frac{E}{RT_{1сл}}$							$1650 \frac{T_{1сл} \cdot T_{0сл}^2}{2 \cdot 10^4 e^{\frac{E}{RT_{1сл}}}}$						
		1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
0,9	0,248	28,1	25,2	24,1	23,0	22,45	21,5	21,35	4 218 151	7 469 706	9 275 714	11 165 201	12 853 779	14 770 317	16 138 336
0,8	0,223	33,55	29,15	27,9	26,55	25,6	24,75	23,9	3 351 672	6 647 272	8 268 503	10 014 607	11 658 474	13 303 873	14 987 359
0,7	0,163	42,8	35,6	33,1	31,6	30,2	28,9	28,4	2 471 316	5 587 121	7 257 665	8 686 625	10 238 720	11 822 381	13 031 209
0,95	0,250	26,3	—	—	—	—	—	—	4 595 601	—	—	—	—	—	—

Таблица 13

$\alpha \geq 1; E = 2,5 \cdot 10^4$

α	$\frac{E}{e^{RT_{1сл}}}$							$\sqrt{\frac{0,066 \cdot T_{1сл}}{e^{\frac{E}{RT_{1сл}}}} T_{0сл}}$						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
1	54,8	49,6	47,3	45,1	43,6	42,1	41,2	1342,48	1718,04	1919,81	2109,83	2271,87	2426,45	2551,43
1,1	68,0	60,1	57,7	54,8	53,1	50,5	49,0	1172,32	1519,15	1684,80	1857,63	1997,14	2151,79	2273,84
1,2	82,6	71,5	69,0	65,2	62,6	60,1	57,7	1040,30	1355,62	1499,61	1658,88	1790,39	1919,98	2041,27

Таблица 14

α	v_0 в м/сек						
	1	2	3	4	5	6	7
0,9	10,20	13,60	15,15	16,62	17,85	19,12	20,00
0,8	8,60	12,20	13,55	14,95	16,10	17,25	18,25
0,7	6,10	9,55	10,90	12,20	12,92	13,90	14,60
0,95	10,70	—	—	—	—	—	—

Таблица 15

$$E = 2,5 \cdot 10^4; \alpha \geq 1$$

α	v_0 в м/сек						
	1	2	3	4	5	6	7
1	6,38	8,56	9,81	11,06	12,15	13,18	14,29
1,1	5,01	6,88	7,78	8,81	9,63	10,63	11,41
1,2	4,06	5,65	6,36	7,22	7,95	8,70	9,43

Таблица 16

Слой горения	$\frac{p}{p_c}$	T_0 в ° абс.	T_1 в ° абс.	v_0 в м/сек	v_T в м/сек
1	1	692	3000	10,20	4
2	1,5	858	3100	13,60	15
3	2	929	3140	15,15	40
4	2,5	990	3175	16,62	80
5	3	1044	3210	17,85	107
6	3,5	1090	3240	19,12	68
7	4	1131	3265	20,00	23

Примечание. $\alpha = 0,90$; v_T подсчитано округленно; $v_{T_{ср}} = 48$ м/сек.

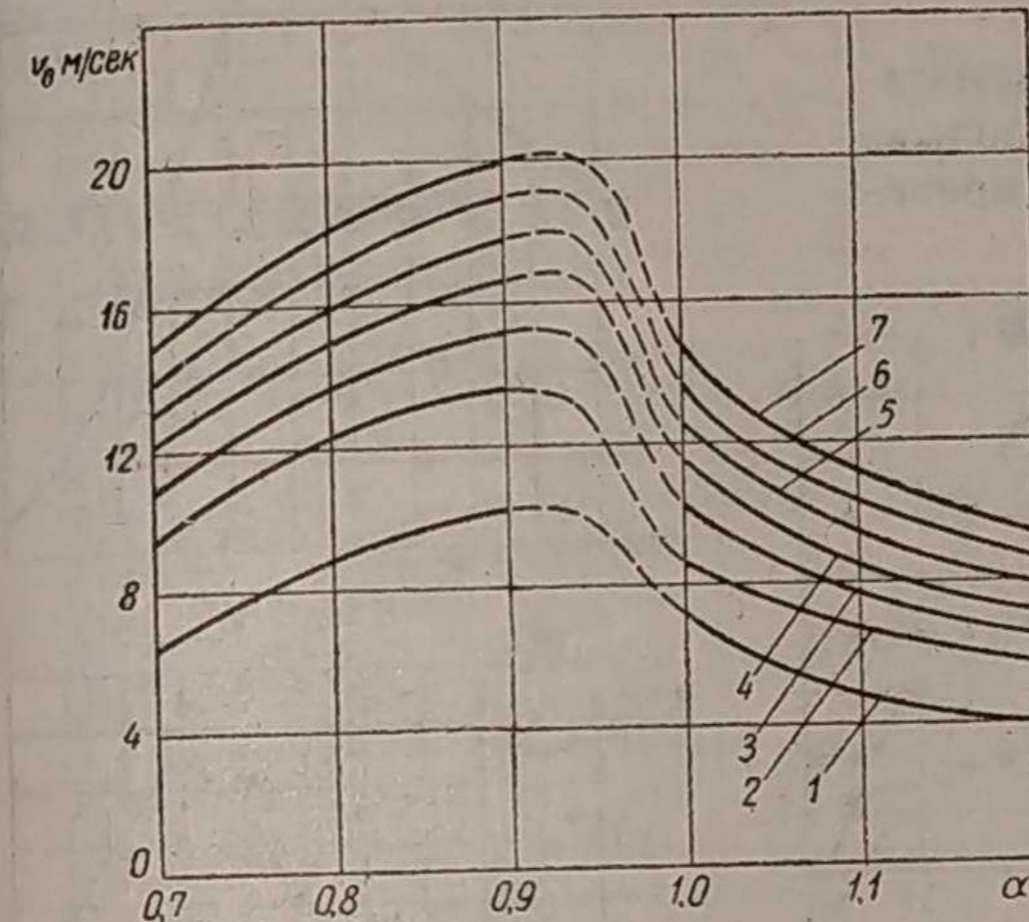
Таблица 17

Слой горения	$\frac{p}{p_c}$	T_0 в ° абс.	T_1 в ° абс.	v_0 в м/сек	v_T в м/сек
1	1,0	692	3120	6,38	2,6
2	1,5	834	3207	8,56	9,6
3	2	903	3240	9,81	26
4	2,5	963	3280	11,06	53
5	3	1015	3310	12,15	73
6	3,5	1050	3340	13,18	46
7	4	1100	3360	14,29	16

Примечание. $\alpha = 1,0$; v_T подсчитано округленно; $v_{T_{ср}} = 32$ м/сек.

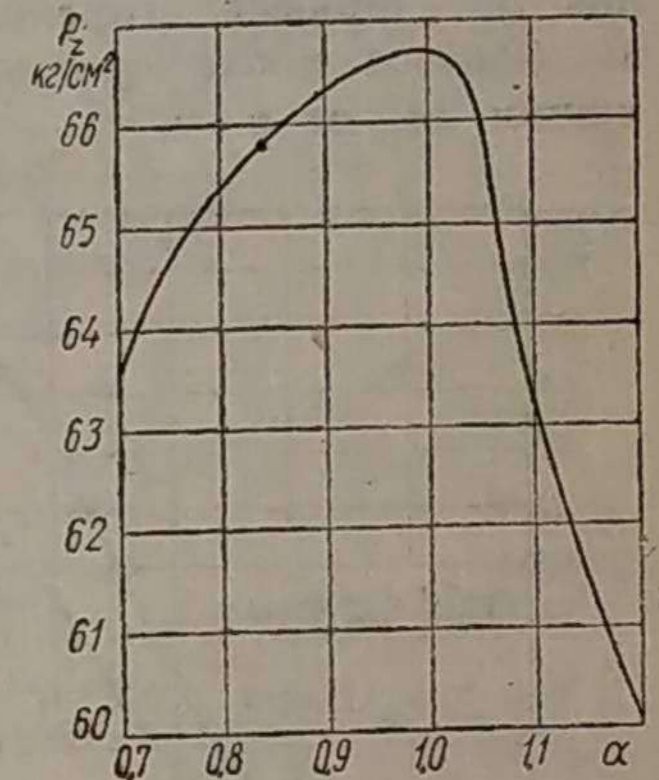
ченны характеристики изменения v_0 в зависимости от α и температур сгорания в слоях (фиг. 31).

Пунктиром на фиг. 31 отмечена область, в которой происходит скачкообразный переход от процессов сгорания при $\alpha > 1$ к качественно отличным процессам при $\alpha < 1$ в том случае, когда сгорание не удовлетворяет условиям стехиометрических отношений. Расчетом также определены давления для первого слоя p_z в зависимости от α (фиг. 32). Сравнение кривых изменения v_0 и p_z убеждает в том, что максимальные значения нормальной скорости распространения пламени v_0 соот-



Фиг. 31. Изменение скорости распространения пламени v_0 в зависимости от коэффициента избытка воздуха α :

1-7 — слой смеси.



Фиг. 32. Давление p_z конца сгорания в зависимости от коэффициента избытка воздуха α .

ветствуют наибольшим величинам p_z . Наибольшие скорости v_0 и наибольшие давления p_z лежат в промежутке между $\alpha = 0,9$ и $\alpha = 1$.

Числовые значения v_T определены по формуле

$$v_T = 3,75 \frac{F_2}{F_1} \cdot v_0,$$

где отношение $\frac{F_2}{F_1}$ принято по фиг. 12;

n_0 — принято равным 800 об/мин;

$n = 3000$ об/мин.

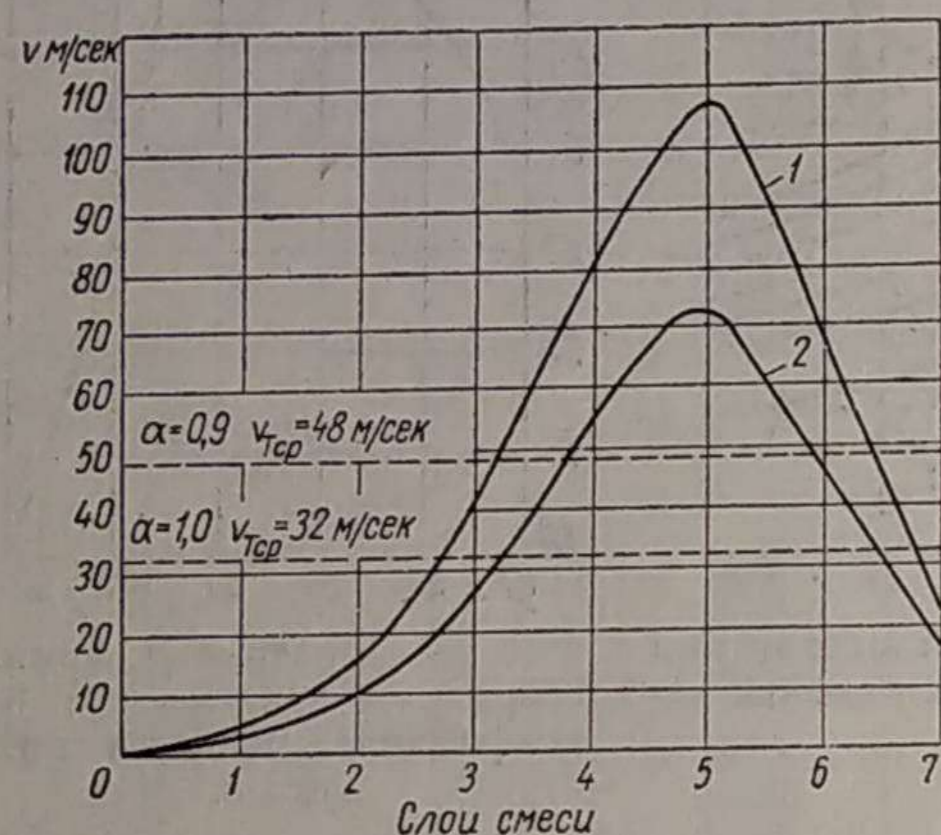
Результаты расчетов для двух случаев при $\alpha = 0,9$ и $\alpha = 1$ сведены в табл. 16 и 17. На фиг. 33 показаны кривые изменения скорости распространения пламени для указанных случаев.

На фиг. 34 изображено изменение ускорения движения пламени j м/сек² для случая цилиндрической камеры. Максимальная величина ускорения в данном случае получается в момент прохождения пламени 50% всего пути. Согласно ранее полученным выводам в этом случае можно ожидать жесткой работы двигателя.

Если принять $v_{T_{cp}} = 48$ м/сек, а длину s пробега пламени до наиболее удаленной части объема в процессе сгорания 100 мм, то время пробега пламени определяется в $0,3575 \cdot 10^{-2}$ сек. Время поворота коленчатого вала на 1° будет равно $0,556 \cdot 10^{-4}$ сек. При этих условиях число градусов поворота кривошипа за время пробега пламени от места запала на расстояние $s = 100$ мм определится из отношения

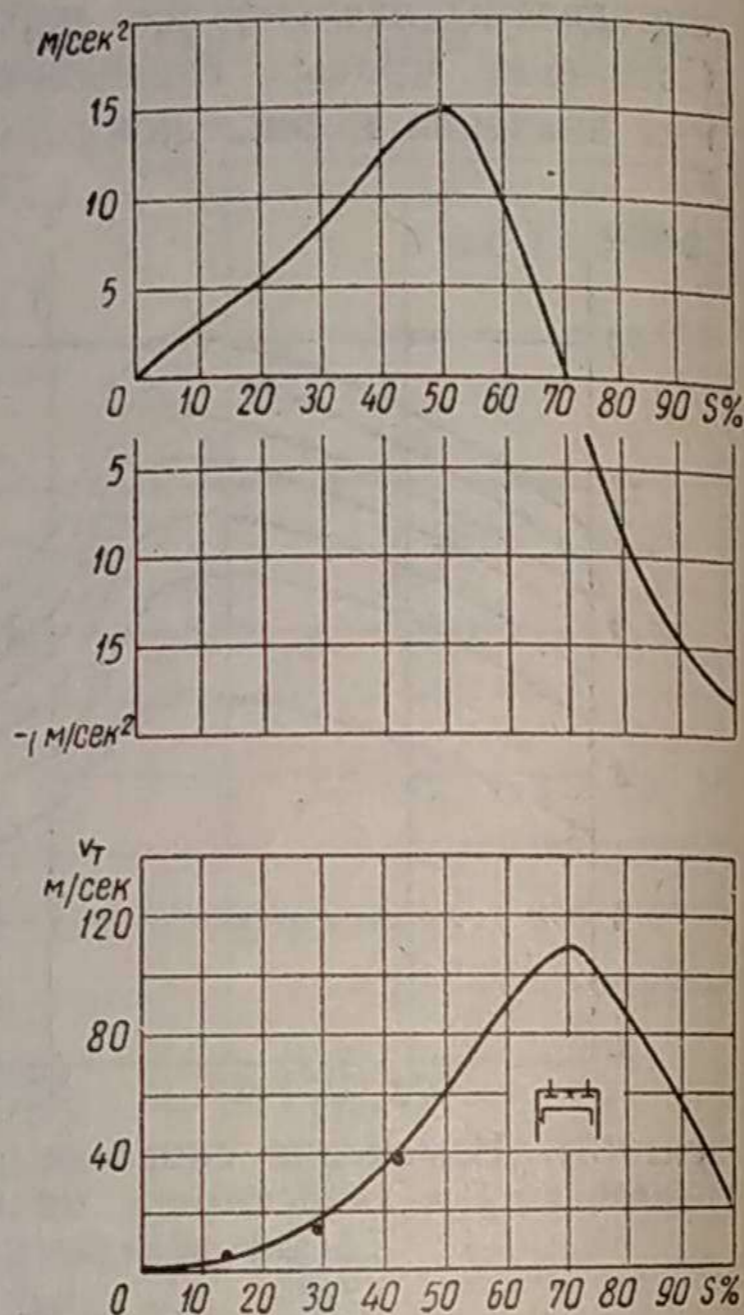
$$\frac{0,3575 \cdot 10^{-2}}{0,556 \cdot 10^{-4}} \approx 64^\circ.$$

При угле опережения зажигания 30° процесс сгорания должен закончиться после прохода кривошипом 34° от в. м. т.



Фиг. 33. Изменение скорости распространения пламени в зависимости от расстояния от места запала:

1— $n = 3000$ об/мин, $\alpha = 0,9$;
2— $n = 3000$ об/мин, $\alpha = 1,0$.



Фиг. 34. Изменение ускорения и скорости движения пламени при $n = 3000$ об/мин и $\alpha = 0,9$ в зависимости от расстояния фронта пламени до места расположения свечи.

Расчеты, выполненные для двигателя, имеющего степень сжатия $\epsilon = 7$, позволяют сделать некоторые обобщения в части построения ряда зависимостей:

$$\begin{aligned} &v_0 \text{ от } \alpha; \quad v_0 \text{ от } T_0 = T_c \text{ и } \alpha; \\ &T_{1cl} \text{ от } \alpha; \quad T_{1cl} \text{ от } T_{0cl}; \quad v_{0cp} \text{ от } \epsilon^* \end{aligned} \quad (\text{фиг. 33—39}).$$

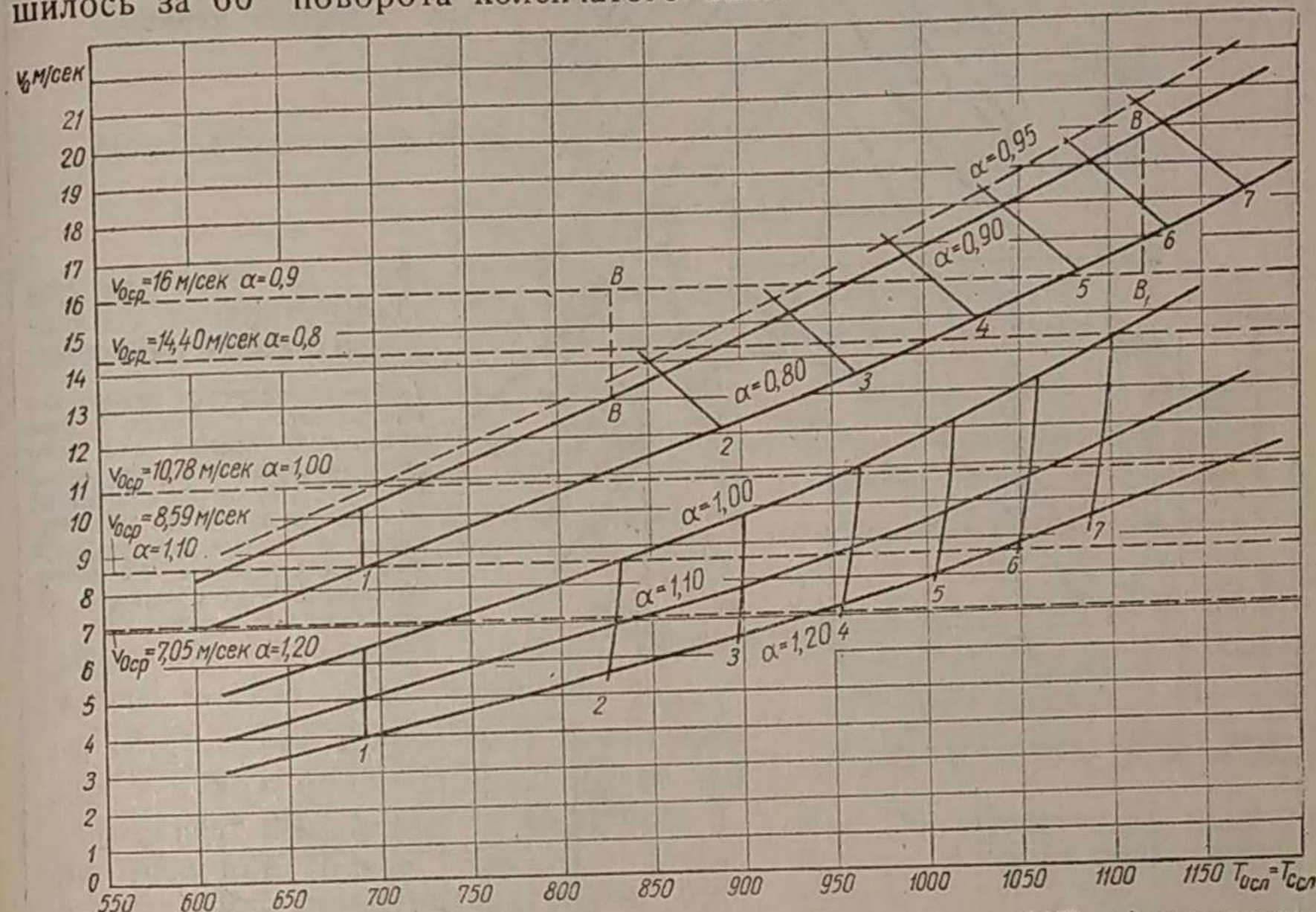
Особенно важна зависимость v_0 от $T_0 = T_c$ и α , так как она может быть удобно использована для решения некоторых технических вопросов, имеющих отношение к скорости распространения пламени в дви-

* v_{0cp} — средняя нормальная скорость распространения пламени для T_{0cp} и T_{1cp} , т. е. вычисленная для средних температурных условий при послойном распространении пламени.

гателях с зажиганием от искры, если принять, что такие двигатели работают на условном топливе.

На фиг. 35 показан график функции $v_0 = f(T_{0cl}, \alpha)$ для двигателя, имеющего $\epsilon = 7$, $\lambda = 4$, при $T_a = 350^\circ$ абс.; топливо — бензин состава $C = 85,5\%$, $H = 14,5\%$ по весу, пересчитан на условное топливо.

Допустим, что необходимо определить степень сжатия, которую должен иметь двигатель, чтобы при $n = 4000$ об/мин сгорание завершилось за 60° поворота коленчатого вала.



Фиг. 35. Изменение скорости распространения пламени $v_0 = f(T_{0cl}, \alpha)$ при сгорании условного топлива:

1—7 слои смеси.

Для решения этой задачи воспользуемся средними величинами. Напишем формулу для средней скорости распространения пламени:

$$v_{T_{cp}} = v_{0cp} \left(\frac{F_2}{F_1} \right)_{cp} \frac{n}{n_0}.$$

Будем считать, что заданы следующие величины:

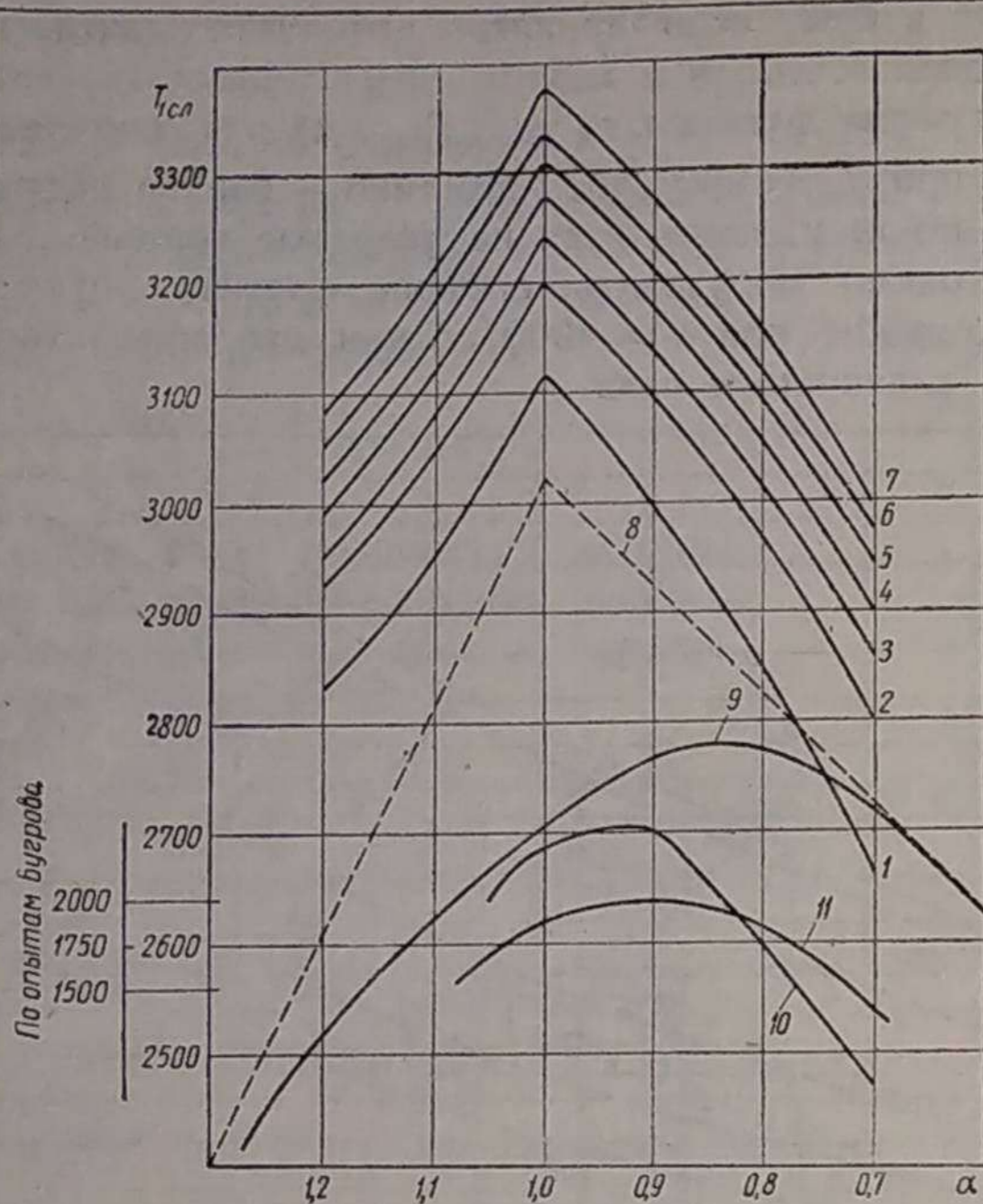
а) расстояние от свечи до наиболее удаленной точки объема сгорания $s = 120$ мм;

б) камера сгорания дана цилиндрической, для которой среднее значение $\frac{F_2}{F_1} = 0,73$ определено из фиг. 12;

в) $n_0 = 800$ об/мин, $\frac{n}{n_0} = 5$;

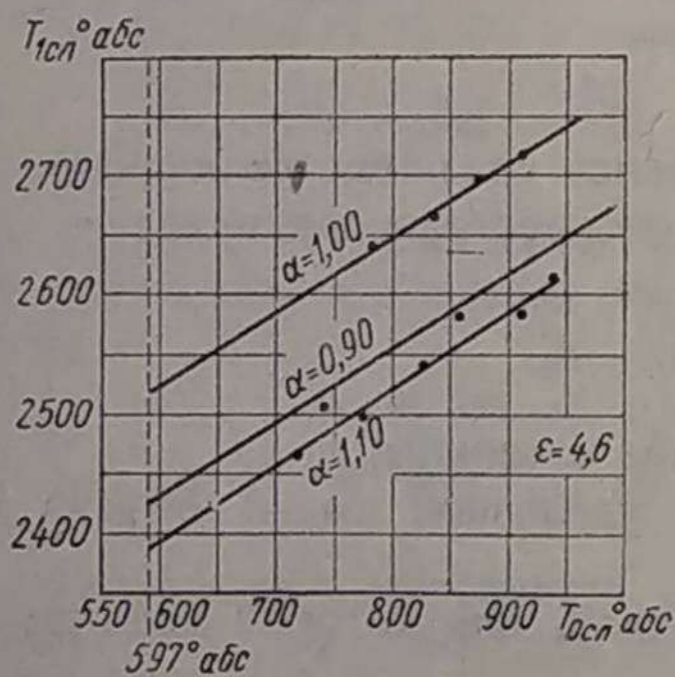
г) $\alpha = 0,9$;

д) показатель политропы сжатия $n_1 = 1,35$.

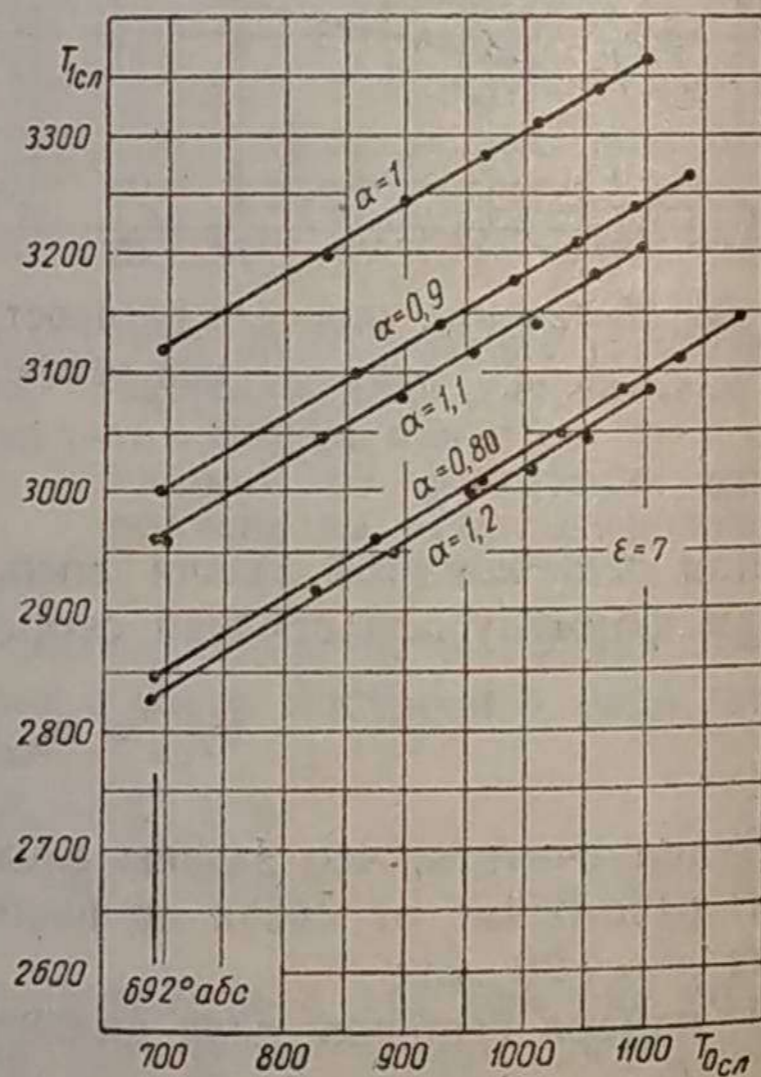


Фиг. 36. Температуры конца сгорания по данным разных авторов:

1-7 — по расчетам автора для разных слоев сгорания; 8 — теоретическая кривая без учета диссоциации; 9 — теоретическая кривая с учетом диссоциации; 10 — по расчетам Е. П. Бугрова с учетом коэффициента выделения теплоты ξ и диссоциации; 11 — по опытам Е. П. Бугрова



Фиг. 37. Зависимость T_{1cl} от T_{0cl} для нескольких значений α при $\epsilon = 4,6$.



Фиг. 38. Зависимость T_{1cl} от T_{0cl} для нескольких значений α при $\epsilon = 7$.

Определяем среднюю скорость распространения пламени $v_{T_{cp}}$, с которой должно перемещаться пламя, чтобы смесь успела сгореть в течение 60° поворота коленчатого вала.

Для этого вычислим время, в течение которого вал провернется на 60° :

$$t = \frac{60 \cdot 60}{4000 \cdot 360} = \frac{1}{400} \text{ сек.}$$

Средняя скорость

$$v_{T_{cp}} = 0,12 \cdot 400 \approx 48 \text{ м/сек.}$$

Нормальная средняя скорость

$$v_{0_{cp}} = \frac{48}{3,65} \approx 13,11 \text{ м/сек.}$$

Если проведем на фиг. 35 горизонтальную прямую при среднем значении скорости $v_{T_{cp}} = 13,11 \text{ м/сек}$, то найдем на пересечении этой

прямой и линии $v_0 = f(T_0, \alpha)$, соответствующей $\alpha = 0,9$, точку В. Точка В сдвинута влево относительно точки А*, соответствующей среднему значению $v_{0_{cp}} = 16 \text{ м/сек}$ при температуре сжатия $T_0 = T_c = 692^\circ$ абс. для двигателя, имеющего $\epsilon = 7$. Сдвиг влево укажет, что скорость $v_{T_{cp}} = 13,11 \text{ м/сек}$ может быть достигнута при $\epsilon < 7$. Горизонтальный сдвиг АВ определяет понижение температуры T_0 для условий задачи, принятых в диаграмме. В данном случае $AB = 132^\circ$. Таким образом температура в конце сжатия будет равна $T_{0_{сж1}} = 692 - 132 = 560^\circ$ абс.

Определим требуемую степень сжатия по формуле

$$560 = T_a \epsilon^{0,38} = 350 \cdot \epsilon^{0,35};$$

$$\lg \epsilon = \frac{0,20412}{0,35} = 0,5832;$$

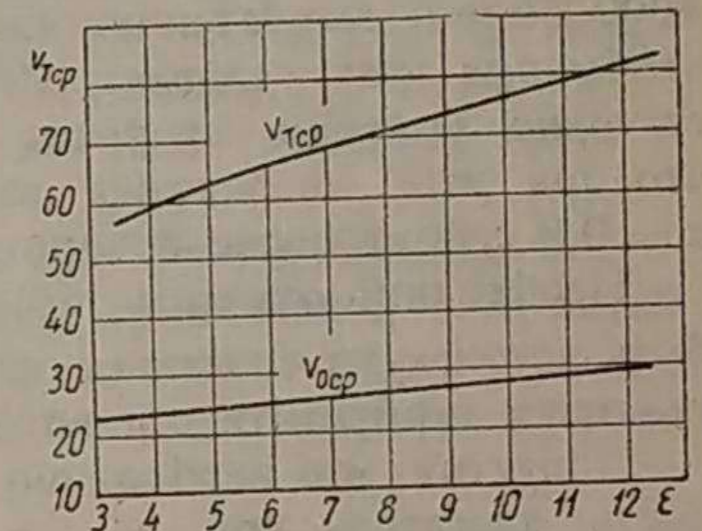
$$\epsilon \approx 3,83.$$

Если сгорание должно закончиться за 50° угла поворота коленчатого вала, тогда степень сжатия должна быть больше.

Примем $t = \frac{1}{480}$ сек.; $v_{T_{cp}} = 57,76 \text{ м/сек}$; $v_{0_{cp}} = 15,8 \text{ м/сек}$.

По диаграмме фиг. 35 сдвиг влево по линии температуры равен 8° абс.

* Точка А на графике фиг. 35 определена по средней температуре $T_{0_{cp}}$ в камере сгорания двигателя по данным табл. 6 для $\alpha = 0,9$.



Фиг. 39. Зависимость скоростей $v_{0_{cp}}$ и $v_{T_{cp}}$ от степени сжатия ϵ .

Температура $T_{0_{сж1}} = 692 - 8 = 684^\circ$ абс.;

$$\lg \varepsilon = \frac{0,2909}{0,35} = 0,83114;$$

$$\varepsilon \approx 6,78.$$

Если горение должно произойти за 40° поворота коленчатого вала, то степень сжатия должна быть значительно больше 7. Действительно,

$$t = \frac{1}{600} \text{ сек.}; v_{T_{ср}} = 72 \text{ м/сек.}; v_{0_{ср}} = 19,75 \text{ м/сек.}$$

Сдвиг вправо на 156° поворота коленчатого вала

$$T'_0 = 692 + 156 = 848^\circ \text{ абс.};$$

$$\lg \varepsilon = \frac{0,38385}{0,35} = 1,09671;$$

$$\varepsilon \approx 12,4.$$

Таким образом, для автомобильного двигателя, проектируемого на 4000 об/мин, необходимо иметь степень сжатия $\varepsilon \approx 6,8 \div 7$, для того чтобы при этих условиях обеспечить максимальную мощность при достаточно быстром сгорании смеси. Действительно, следует ожидать, что при угле опережения зажигания 30° основная масса смеси при $\alpha = 0,9$ сгорит после поворота коленчатого вала на 20° после в. м. т.

Необходимо отметить, что повышение $v_{T_{ср}}$ относительно $v_{0_{ср}}$ должно быть достигнуто созданием камеры сгорания надлежащей формы и обеспечением турбулентности потока смеси.

Допустим, что необходимо оценить степень сжатия, которую должен иметь двигатель при $n_{\max} = 1000$ об/мин. Скорость распространения пламени $v_{T_{ср}} = 14,4$ м/сек при $\alpha = 1$ и $s = 120$ мм; $\left(\frac{F_2}{F_1}\right)_{ср} = 0,73$; $n_0 = 500$ об/мин; $T_\alpha = 350^\circ$ абс.

Желательно, чтобы сгорание завершилось за 50° поворота коленчатого вала. В принятых условиях нормальная средняя скорость будет равна

$$v_{0_{ср}} = \frac{14,4}{0,73 \cdot 2} = 9,86 \text{ м/сек.}$$

Согласно фиг. 35

$$T'_0 = 692 - 55 = 637^\circ \text{ абс.};$$

$$\lg \varepsilon = \frac{0,2601}{0,35} = 0,7431;$$

$$\varepsilon = 5,54.$$

Определим, насколько возрастет $v_{0_{ср}}$ и $v_{T_{ср}}$, если степень сжатия будет увеличена до 7. Для этого случая будем иметь $T'_0 = 692^\circ$ абс.; $v_{0_{ср}} = 10,78$ м/сек; $v_{T_{ср}} = 15,74$ м/сек.

Каковы будут скорости $v_{0_{ср}}$ и $v_{T_{ср}}$, если обогатить смесь так, чтобы $\alpha = 0,9$?

Согласно фиг. 35 $v_{0_{ср}} = 16$ м/сек;

$$v_{T_{ср}} = 16 \cdot 0,73 \cdot 2 \approx 23,36 \text{ м/сек.}$$

Следовательно, при обогащении смеси $v_{T_{ср}}$ будет больше почти в 1,6 раза.

При увеличении степени сжатия до 7 процесс горения закончится за 46° поворота коленчатого вала, а при обогащении смеси до $\alpha = 0,9$ — за 31° поворота коленчатого вала.

Сокращение диаметра цилиндра приводит к уменьшению величины s . Величина s может быть также уменьшена путем рационального размещения свечи в крышке цилиндра. Если вместо пути, равного 120 мм, пламя будет проходить 80 мм, то смесь будет сгорать быстрее в отношении $\frac{120}{80}$, т. е. в данном случае при $\varepsilon = 5,54$ сгорание может завершиться за 33° поворота коленчатого вала.

До настоящего времени при использовании графика фиг. 35 предполагалось, что v_0 является линейной функцией температуры T_0 при любых значениях α . В действительности это не точно, так как изменения T_0 для данного α сопровождаются изменениями T_1 . Величина T_1 входит в показатель экспонента, который искажает линейную зависимость.

Определим величину возможной ошибки, которую допускаем в расчетах, когда принимаем функцию $v_0 = f(T_0, \alpha)$ линейной в пределах диаграммы, изображенной на фиг. 35.

Для $\alpha < 1$ при определении нормальной скорости допускаем равенство отношений

$$\frac{v'_0}{v''_0} = \frac{T'_0}{T''_0},$$

где v'_0 и T'_0 — соответственно нормальная скорость и начальная температура для какой-либо точки кривой $\alpha = \text{const}$;

v''_0 и T''_0 — соответственно нормальная скорость и температура для другой точки этой же кривой.

При этом разность $T''_0 - T'_0 = \Delta T_0$ не должна быть очень велика. Для фиг. 35 наибольшее значение ΔT_0 составляет 400° абс., что и примем для расчетов. С целью упрощения вычислений формулу, служащую для определения v_0 при $\alpha < 1$, можно представить так:

$$v_0 = AT_0 \sqrt{T_1} e^{-\frac{E}{4T_1}}.$$

При $\alpha = 0,9$ имеем для $\Delta T_0 = 400^\circ$ абс.; $T''_1 - T'_1 = 240^\circ$ абс. (табл. 6 и 10);

$$v'_0 = AT'_0 \sqrt{3000} e^{-\frac{20 \cdot 10^3}{1,2 \cdot 10^4}}; \quad v''_0 = AT''_0 \sqrt{3240} e^{-\frac{20 \cdot 10^3}{12960}};$$

$$v'_0 = A \cdot 700 \cdot 17,35 \cdot 5,27 = A \cdot 6,4 \cdot 10^4;$$

$$v''_0 = A \cdot 1100 \cdot 18 \cdot 4,67 = A \cdot 9,26 \cdot 10^4.$$

Если для v_0'' оставить значение корня и множителя вида $e^{-\frac{E}{RT}}$ те же, что и для v_0' , то получим

$$v_0'' = A \cdot 1100 \cdot 17,35 \cdot 5,27 = A \cdot 10,05 \cdot 10^4.$$

Если для скорости v_0' выполнить аналогичные преобразования, то будем иметь

$$v_0' = A \cdot 700 \cdot 18 \cdot 4,67 = A \cdot 5,9 \cdot 10^4.$$

В первом случае получим превышение на $\frac{0,79}{9,26} \approx 8,5\%$, во втором — уменьшение результата на $7,8\%$. Таким образом при выполнении ориентировочных расчетов по линейной формуле вида

$$v_0 = BT_0$$

ошибка будет меньше $\pm 8-8,5\%$.

Если принять коэффициент $B = A \sqrt{T_{1cp}} e^{-\frac{9 \cdot 10^4}{4T_{1cp}}} = \text{const}$ при $T_1' = T_1'' = T_{1cp}$, то наибольшая ошибка составит $\pm 3,9-4,25\%$. Обычно эта ошибка будет еще меньше, так как при расчетах принимаются изменения $\Delta T < 100-150^\circ$. Таким образом с достаточной для практики точностью можно допустить линейную зависимость нормальной скорости от начальной температуры.

Для $\alpha \geq 1$ можно положить

$$\frac{v_0'}{v_0''} \approx \frac{T_0'}{T_0''}.$$

В этом случае формула для v_0 может быть написана в таком виде:

$$v_0 = A_1 T_0 T_1^2 \sqrt{T_1} e^{-\frac{E}{4T_1}}.$$

Для $\alpha = 1$ при тех же начальных температурах получим следующие результаты (см. табл. 6 и 10):

$$v_0' = A_1 \cdot 700 \cdot 3120^2 \sqrt{3120} e^{-\frac{2,5 \cdot 10^4}{12480}};$$

$$v_0'' = A_1 \cdot 1100 \cdot 3360^2 \sqrt{3360} e^{-\frac{2,5 \cdot 10^4}{13440}};$$

$$v_0' = A_1 \cdot 700 \cdot 3120^2 \cdot 17,65 \cdot 7,4 = A_1 \cdot 8,9 \cdot 10^{11};$$

$$v_0'' = A_1 \cdot 1100 \cdot 3360^2 \cdot 18,35 \cdot 6,4 = A_1 \cdot 14,585 \cdot 10^{11}.$$

Поступив далее так же, как и в первом случае, находим:

$$v_0' = A_1 \cdot 9,2813 \cdot 10^{11};$$

$$v_0'' = A_1 \cdot 13,8855 \cdot 10^{11}.$$

Наибольшая ошибка, приводящая к увеличению результата, составляет

$$\frac{0,3813}{8,9} 100 \approx 4,3\%.$$

Во втором случае ошибка, приводящая к уменьшению результата, составит

$$\frac{0,6995}{14,585} 100 \approx 4,7\%.$$

Если принять для T_1 , как и в предыдущем случае, средние значения, то ошибка не превысит $2,15-2,35\%$. Обычно она будет меньше, так как изменение, зависящее от начальных или средних температур, при расчетах будет не более $100-150^\circ$.

В этом случае мы используем формулу такого вида:

$$v_0 = CT_0,$$

где

$$C = A_1 \cdot T_{1cp}^2 \sqrt{T_{1cp}} e^{-\frac{2,5 \cdot 10^4}{4T_{1cp}}}.$$

Для практических расчетов при малых изменениях T_0 можно принять равенство отношений нормальных скоростей и начальных температур горючей смеси, причем следует ожидать, что ошибка не превысит $\pm 5\%$.

Кроме изложенного, отметим следующее. Согласно фиг. 37 и 38, температуры горения T_1 являются линейными функциями T_0 . Зависимость температуры T_1 от T_0 может быть представлена уравнением $T_1 = 0,6T_0 + T_1'$, где $T_1' = C' = \text{const}$ для какого-либо значения α .

Если в формулу для вычисления v_0 подставить последнее уравнение для определенного значения α , то она будет иметь следующий вид:

$$v_0 = A_1 T_0 (0,6T_0 + C')^{\frac{5}{2}} e^{-\frac{2,5 \cdot 10^4}{4(0,6T_0 + C')}}.$$

Величина $\frac{dv_0}{dT_0}$, как нетрудно видеть, будет сложная функция, которая растет с увеличением температуры T_0 .

Из фиг. 35 видно, что увеличение производной невелико, и в пределах температур $T_0 = T_c$ от 700° до 900° абс. она изменяется от 0,30 до 0,35, т. е. незначительно. Последнее также подтверждает, что при малых ΔT_0 зависимость $v_0 = f(T_{0ca}, \alpha)$ при $\alpha = \text{const}$ в пределах диаграммы фиг. 35 близка к линейной.

Время реакции в минутах

№ опыта	t в °C	$d = 7,5$ см	$d = 4,9$ см	$d = 3,2$ см
1	427	6,6	25,5	59
2	447	1,7	13,0	25,4
3	463	0,8	4,8	14,6

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ЦИЛИНДРА ДВИГАТЕЛЯ НА ТЕЧЕНИЕ РЕАКЦИЙ ГОРЕНИЯ

При рассмотрении явления теплового воспламенения или взрыва горючих смесей была получена формула (13). Эта формула для $T_0 = \text{const}$, $\frac{Q}{N_A} = \text{const}$ и при прочих ранее принятых определенных величинах может быть написана в следующем виде:

$$Ap_k^{1,33} \frac{v}{s} = 1.$$

Обозначим величину $\left(\frac{1}{A}\right)^{0,75} = \text{const}$ через C , получим

$$p_k = C \left(\frac{s}{v}\right)^{0,75}.$$

Для сферы

$$p_k = C_1 \left(\frac{6}{d}\right)^{0,75}.$$

Для цилиндра

$$p_k = C_2 \left(\frac{4l + 2d}{dl}\right)^{0,75},$$

где d — диаметр сферы или цилиндра;

l — длина цилиндра.

Из последних формул видно, что с уменьшением диаметра сосуда критическое давление возрастает. Этот вывод является следствием тепловой теории взрыва и подтверждается практикой.

Большое влияние размеров сосуда на течение реакций горения отмечалось многими исследователями.

Так, например, по наблюдениям времени протекания реакции сгорания метана было установлено большое влияние на скорость реакции не только температуры, но и диаметра трубок, в которых производился опыт. Последнее видно из табл. 18.

Приведенные в табл. 18 данные указывают также на то, что реакция имеет цепной характер и сопровождается обрывом цепей на стенках сосуда.

Вопрос о влиянии размеров сосуда на течение реакций в отношении цепной теории в основном сводится к действию стенок сосуда на

развитие цепей. Главным фактором, задерживающим развитие цепей, является обрыв цепей на стенках сосуда, хотя, конечно, обрыв цепей может происходить и в объеме реагирующей смеси.

Для простоты рассмотрения вопроса примем, что цепи возникают произвольно, влияние их обрыва в объеме весьма незначительно, а обрыв цепей происходит только на стенках сосуда.

Подобное предположение может быть принято, в частности [19], для реакции $H_2 + O_2$ и сходной с ней реакции $CO + O_2$.

В принятых условиях уравнение диффузии имеет следующий вид:

$$D \frac{d^2 n}{dx^2} + n_0 = 0,$$

где dx — расстояние для плоского сосуда между двумя плоскостями, параллельными плоскости $x = 0$;

n_0 — количество активных центров, зарождающихся в единице объема в секунду;

n — концентрация активных центров в слое dx ;

D — коэффициент диффузии, равный $\frac{1}{3}\lambda u$, где λ — длина свободного пути активного центра; u — скорость его теплового движения.

При решении этого уравнения получим зависимость числа активных центров n в функции расстояния x до стенок сосуда:

$$n = \frac{n_0}{2D} \left(\frac{d^2}{4} - x^2\right),$$

где d — расстояние от средней плоскости до стенки сосуда.

Анализ последнего уравнения приводит к следующим выводам.

При $x = 0$ для начальной плоскости в середине сосуда $n = \text{max}$; это указывает на то, что концентрация активных центров получается наибольшая.

Для $x = \frac{d}{2}$ $n = 0$, что характеризует отсутствие активных центров или обрыв цепей на стенках сосуда.

Общее число активных центров для плоского сосуда получается путем интегрирования по всему объему смеси:

$$N = \frac{n_0}{2D} \int_{-\frac{d}{2}}^{+\frac{d}{2}} \left(\frac{d^2}{4} - x^2\right) dx = \frac{n_0 d^3}{12D}.$$

Скорость реакции будет равна частному от деления числа активных центров N на Δt — время существования активного центра в газе:

$$w = \frac{N}{\Delta t} = n_0 d v,$$

откуда длина цепи

$$v = \frac{w}{n_0 d} = \frac{d^2}{12 D \Delta t}.$$

Если иметь в виду, что $D = \frac{1}{3} \lambda u$ и $\Delta t = \frac{z \lambda}{u}$, где z — число столкновений активного центра до вступления его в реакцию, то длина цепи может быть выражена равенством

$$v = \frac{d^2}{4 z \lambda^2}.$$

Но так как длина свободного пробега активного центра обратно пропорциональна давлению, под которым находится газ, то можно написать

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{p},$$

поэтому для длины цепи получаем

$$v = \frac{d^2 p^2}{4 z \lambda_0^2}.$$

Условия для быстрого развития цепей и перехода к нестационарному режиму для плоского сосуда по формуле Н. Н. Семенова определяются равенством

$$\delta v = \frac{\pi^2}{12},$$

где δ — вероятность обрыва цепи.

Поэтому для критических условий следует написать:

$$\delta v = \frac{\delta d^2 \cdot p_k^2}{4 z \cdot \lambda_0^2} = \frac{\pi^2}{12},$$

откуда критическое давление выразится неравенством

$$p_k \geq \frac{\lambda_0}{d} \pi \left(\frac{z}{3\delta} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Из этого неравенства видно, что p_k тем больше, чем меньше расстояние между стенками сосуда при прочих равных условиях, и наоборот.

На основании теории цепных реакций можно также доказать, что для топлив, заключенных в цилиндрическом или сферическом сосудах, существуют также критические условия, при которых происходит переход к тепловому взрыву. Критическое давление p_k и в этих случаях тем больше, чем меньше диаметр цилиндра или сферы, так же, как это было получено на основании теории теплового взрыва.

Вывод теории цепных реакций понятен из простых рассуждений и представляется вполне закономерным. При уменьшении диаметра сосуда при данном давлении длина цепи уменьшается, следовательно, уменьшается и вероятность ее разветвления, поэтому система находится дальше от критического состояния. Увеличение диаметра сосуда при том же давлении способствует развитию цепей, что приближает систему к критическому состоянию.

В случае повышения давления при уменьшении диаметра сосуда число столкновений z активных центров увеличивается, вследствие чего возрастает общая длина цепи, чем компенсируется сокращение диаметра сосуда.

Таким образом чем больше диаметр цилиндра двигателя при данной его длине, тем ниже могут быть допущены давления сжатия гомогенной смеси. Для получения больших начальных сжатий смесей в цилиндрах двигателей необходимо стремиться к уменьшению диаметров цилиндров и размеров камер сжатия.

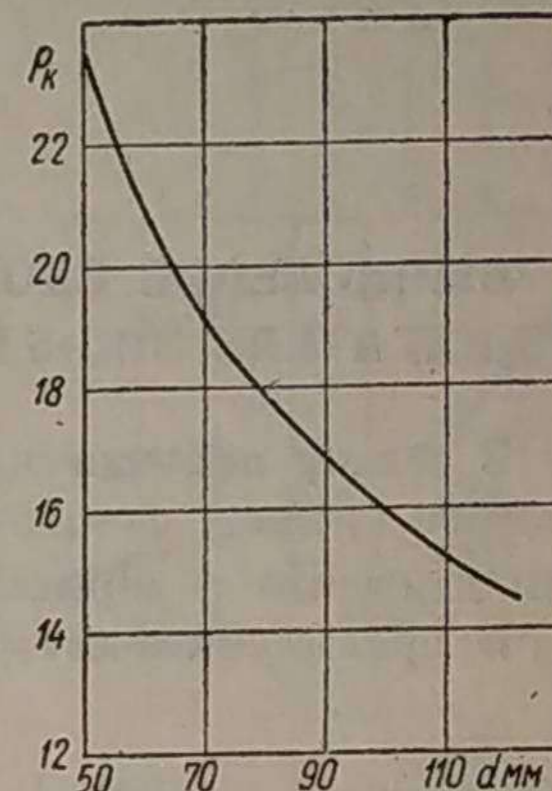
На фиг. 40 приводятся результаты расчета, выполненные по формуле (13) на основании данных, принятых для примера, рассмотренного в разделе I.

Из графика и данных, приведенных ниже, видно, что уменьшение диаметра цилиндра при определенной его длине (в данном случае длина цилиндра принята $l = 100$ мм) приводит к увеличению p_k , которое особенно заметно возрастает для отношений $\frac{l}{d} > 1,25$.

Зависимость критического давления p_k от диаметра цилиндра d при $T_0 = 500^\circ$ абс. и длине цилиндра $l = 100$ мм

d в мм . . .	50	60	70	80	90	100	110	120
p_k в кг/см ² .	23,4	21,1	19,0	17,9	16,9	16,0	15,3	14,5

Таким образом термодинамические и термохимические требования для двигателей высокого сжатия в отношении внутреннего процесса не только не идут в разрез с общими принципами конструирования, но подтверждают рациональность уменьшения размеров цилиндров. Последнее вызывает уменьшение размеров поршневой группы, а следовательно, и движущихся масс.



Фиг. 40. Значения критических давлений p_k для различных диаметров цилиндра двигателя; температура стенок $T_0 = 500^\circ$ абс.

ВЫЧИСЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ДВИГАТЕЛЕ ЗИС-5 ПРИ ПОМОЩИ ИНДИКАТОРНЫХ ДИАГРАММ

В задачу исследования входит анализ формулы, служащей для определения средней скорости распространения пламени $v_{T_{cp}}$ при турбулентном движении и впрыске топлива во впускной трубопровод двигателя. В предыдущем для расчетов было принято

$$v_{T_{cp}} = v_{0_{cp}} \left(\frac{F_2}{F_1} \right)_{cp} \frac{n}{n_0}$$

При помощи индикаторных диаграмм в координатах p, v на линии расширения можно определить конец сообщения теплоты (горения), когда показатель политропы приближается к значению $k \approx 1,4$ (фиг. 41—45).

В качестве обоснования подобного допущения можно привести следующие:

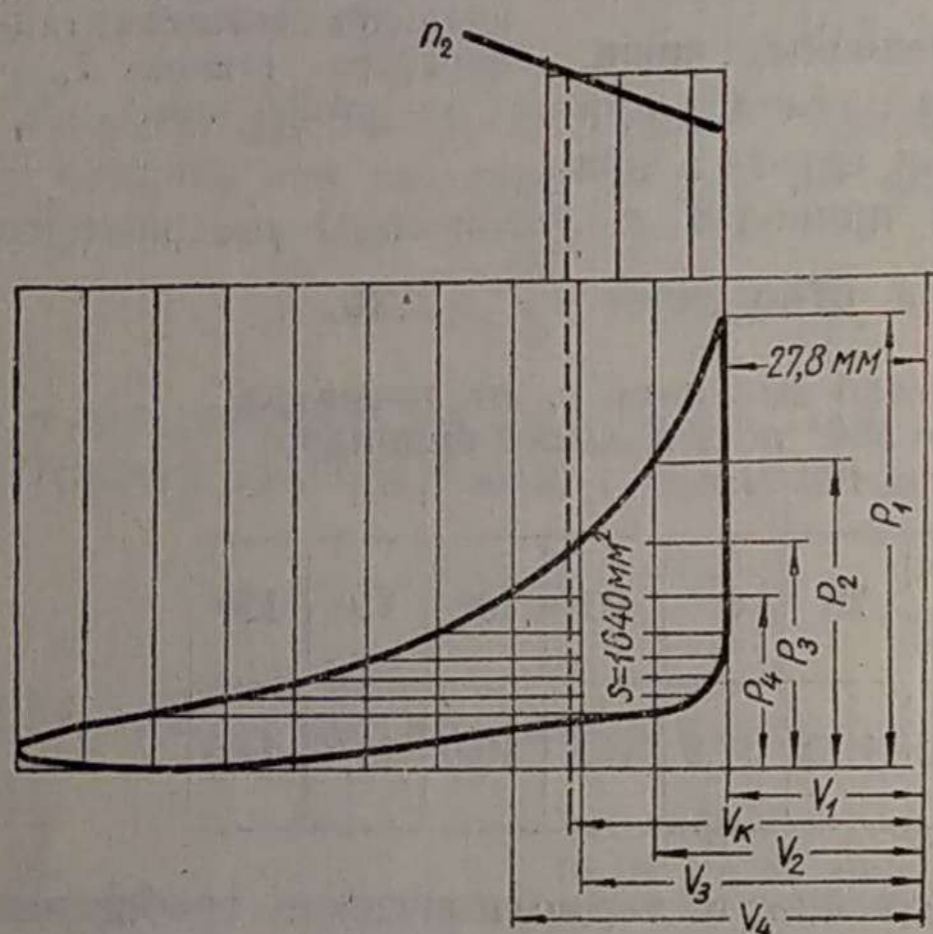
- 1) в процессе горения теплообмен между газами и внешней средой настолько мал, что им можно пренебречь;
- 2) теплота, выделяемая химической реакцией в каждом элементарном акте реакции, расходуется на нагревание реагентов — на увеличение их внутренней энергии от физической теплоты и на совершение внешней работы, т. е.

$$\Delta Q = \Delta U + A\Delta L;$$

- 3) в момент завершения реакции $\Delta Q = 0$, механическая

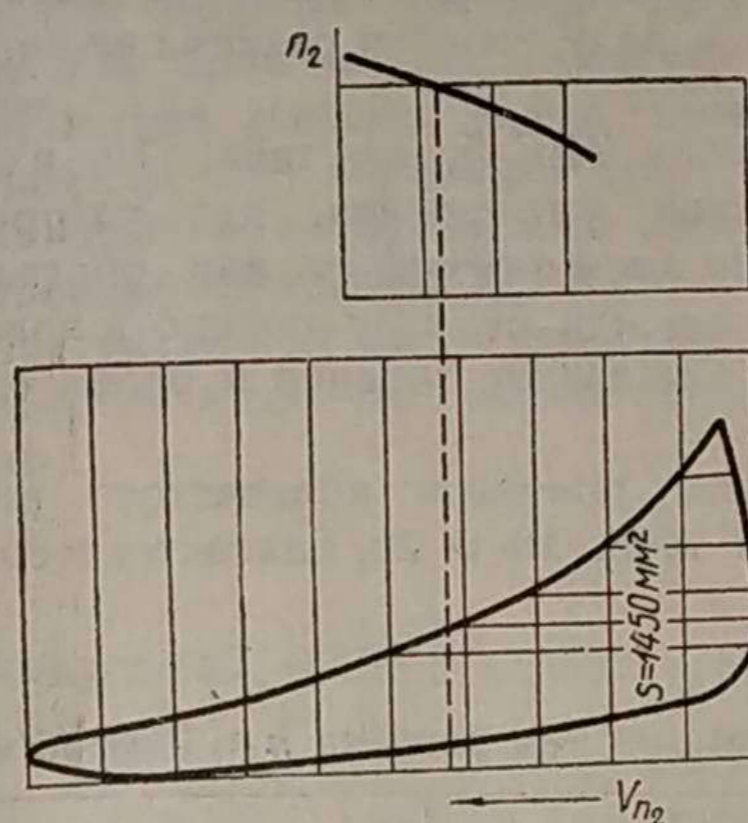
работа совершается вследствие уменьшения внутренней энергии продуктов реакции, при этом $-\Delta U = A\Delta L$; последнее соответствует условиям адиабатического процесса, для которого $k = 1,41$.

Однако отсутствие выделения теплоты ΔQ не означает еще полного окончания химической реакции, так как известно, что в данный момент

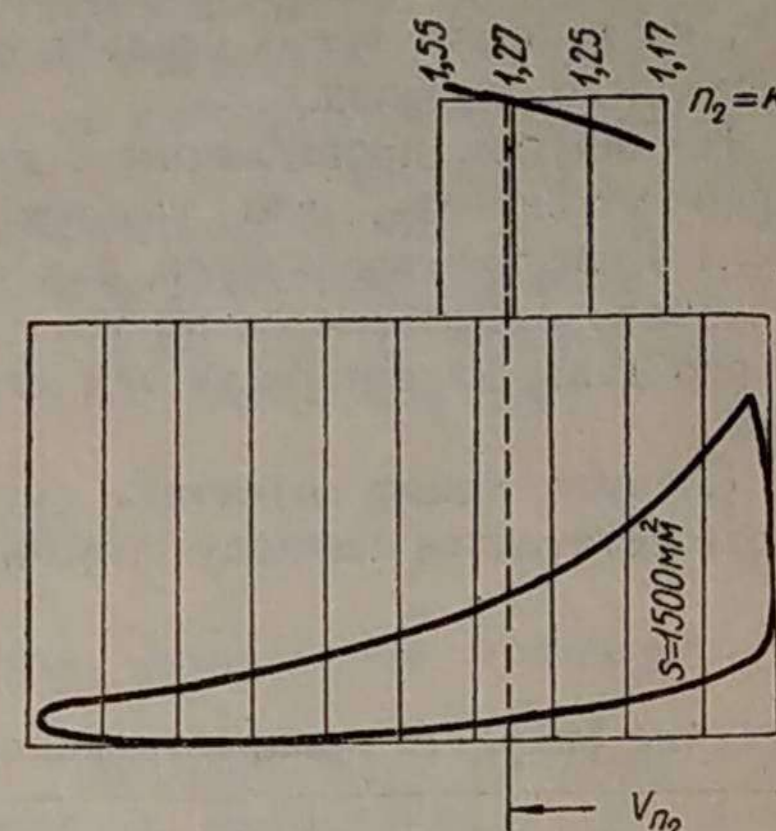


Фиг. 41. Свернутая индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт 2: $n = 1200$ об/мин; $\alpha = 0,762$; $p_i = 6,84$ кг/см²; $p_z = 25$ кг/см².

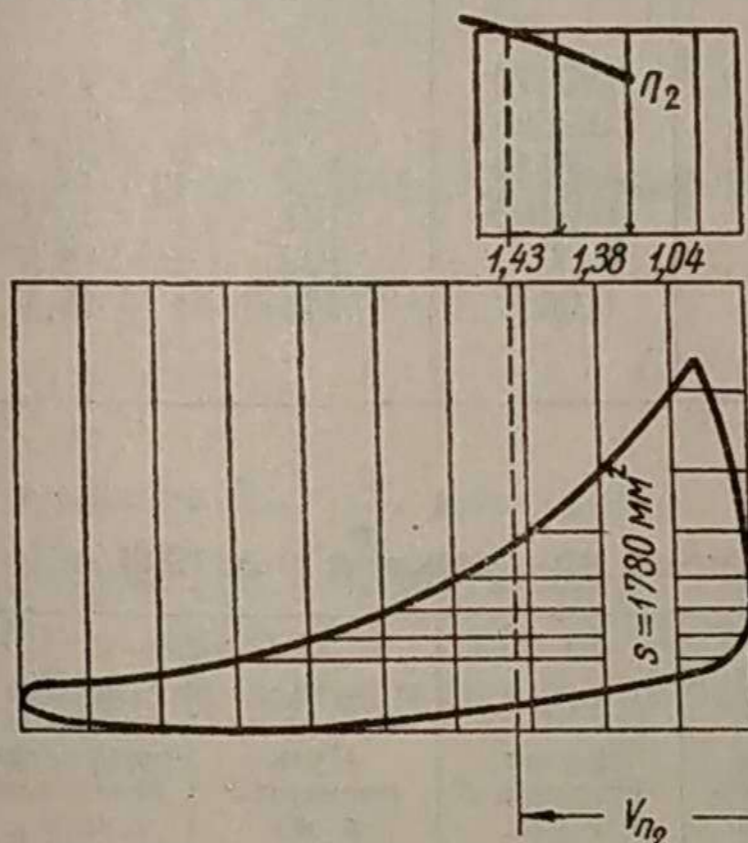
когда показатель политропы приближается к значению $k \approx 1,4$ (фиг. 41—45).



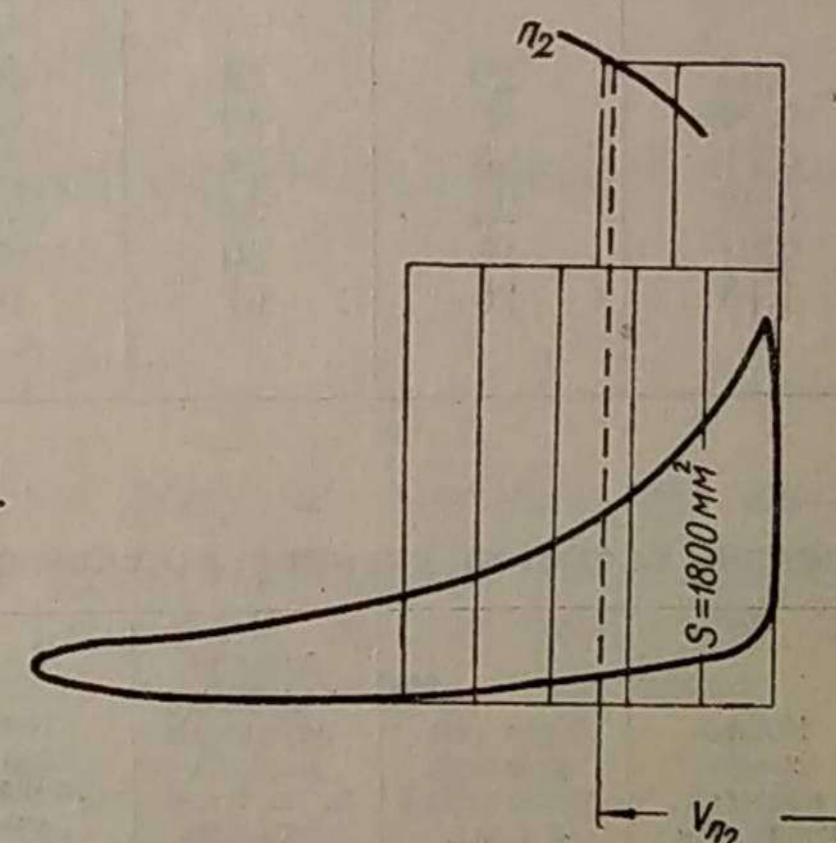
Фиг. 42. Свернутая индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт 7: $n = 1200$ об/мин; $\alpha = 1,125$; $p_i = 6,05$ кг/см²; $p_z = 19$ кг/см².



Фиг. 43. Свернутая индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт выполнен при $n = 1800$ об/мин; $\alpha = 1,13$; $p_i = 6,2$ кг/см².



Фиг. 44. Свернутая индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт 8: $n = 1200$ об/мин; $\alpha = 0,595$; $p_i = 7,4$ кг/см²; $p_z = 20,4$ кг/см².



Фиг. 45. Свернутая индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт выполнен при $n = 1800$ об/мин; $\alpha = 0,98$; $p_i = 7,5$ кг/см²; $p_z = 21,7$ кг/см².

может наступить временное термодимическое равновесие, т. е. принятый критерий завершения реакции может оказаться ложным.

Не приходится отрицать наличие термодимических равновесий в процессе сгорания бензино-воздушных и газообразных смесей в двигателях, но в то же время следует иметь в виду, что эти реакции не имеют решающего значения.

По опытам, проведенным с двигателем ЗИС-5, из табл. 19 и 20 легко установить, что участок кривой расширения, для которого $k = 1,4$, весьма характерен, так как по мере обеднения или обогащения смеси он смещается по ходу поршня или по углу поворота коленчатого вала, характеризуя тем самым замедление горения в обоих случаях.

Следует также отметить, что углы поворота коленчатого вала, соответствующие периоду сгорания по табл. 19 и 20, находятся в соот-

Таблица 19

Средние скорости распространения пламени для режима $n = 1800$ об/мин

Коэффициент избытка воздуха α	Угол опережения зажигания θ в град.	Угол поворота коленчатого вала от в. м. т. до значения $n_2 = 1,41$ в град.	Полный угол периода сгорания β в град.	Время сгорания t в сек.	Путь пламени s в мм	Средняя скорость распространения пламени $v_{T_{cp}}$ в м/сек
0,65	26	54	80	0,0074	135	18,2
0,745	26	40	66	0,00605	130,5	21,7
0,81	26	38	64	0,0059	130	22
0,93	26	48	74	0,0068	131	19,2
0,98	26	50	76	0,007	132	18,8
1,13	26	67	93	0,0086	141	16,3

Таблица 20

Средние скорости распространения пламени для режима $n = 1200$ об/мин

Коэффициент избытка воздуха α	Угол опережения зажигания θ в град.	Угол поворота коленчатого вала от в. м. т. до значения $n_2 = 1,41$ в град.	Полный угол периода сгорания β в град.	Время сгорания t в сек.	Путь пламени s в мм	Средняя скорость распространения пламени $v_{T_{cp}}$ в м/сек
0,595	20	70	90	0,0125	142	11,4
0,64	20	48	68	0,00945	131	13,8
0,762	20	40	60	0,00835	130	15,6
0,79	20	35	55	0,00755	128	16,7
0,94	20	55	75	0,0104	135	13
1,125	20	75	95	0,0132	144	10,9

ветствии с результатами химического анализа продуктов реакции, полученных в процессе горения по данным Н. В. Иноземцева и В. К. Кошкина. Все это позволяет считать, что к моменту расширения в пределах сохранения значения $k = 1,4$ реакции горения в основном будут завершены.

Измерив давление конца горения по индикаторной диаграмме в координатах $p - \varphi$, определим конец горения по углу φ поворота колена вала (фиг. 46—50). Начало горения практически устанавливается углом опережения зажигания θ . Расстояние от места расположения свечи до наиболее удаленной части сгорающего объема для цилиндрической камеры с запалом в центре крышки цилиндра может быть вычислено по формуле

$$s = \frac{(s_1 + x)}{\cos \gamma},$$

где s_1 — расстояние от свечи до днища поршня при положении его в в. м. т.;

x — длина пути поршня от в. м. т. до момента, соответствующего концу горения, определенного по индикаторной диаграмме;

γ — угол между лучом, направленным от свечи до наиболее удаленной части сгорающего объема и осью цилиндра.

По этим данным можно вычислить $v_{T_{cp}}$, для чего сначала находят в долях секунды время пробега пламени от места запала до наиболее удаленной точки по формуле

$$t = \frac{\beta}{6n} \text{ сек.}$$

где β — угол, соответствующий периоду горения от момента появления искры.

Средняя скорость

$$v_{T_{cp}} = \frac{s}{t} \text{ м/сек.}$$

Отношение $\frac{n}{n_0}$ для данного числа оборотов известно из опыта.

Величина средней нормальной скорости для определенного коэффициента избытка воздуха и степени сжатия ϵ находится по диаграмме фиг. 35.

Сначала вычисляется температура в конце сжатия по формуле

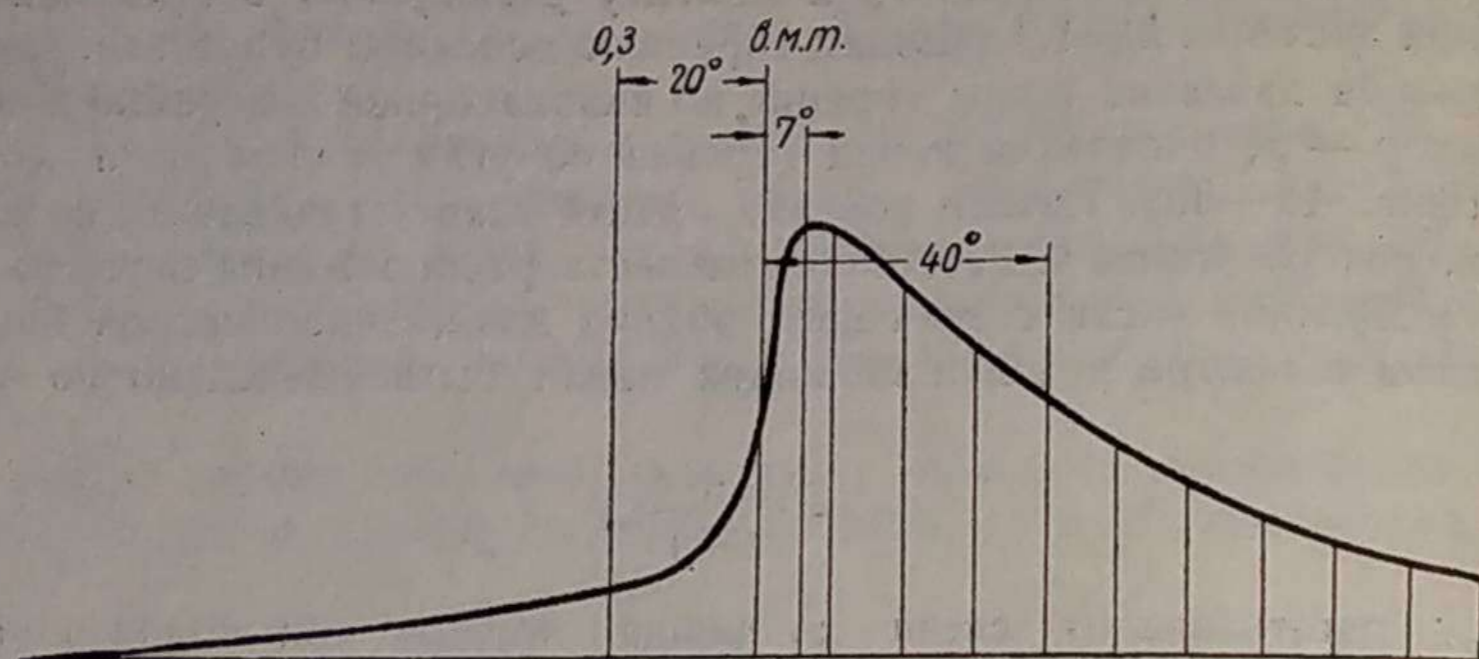
$$T_c = T'_0 = T_a \epsilon_1^{0,35}$$

при $T_a \approx 350^\circ$ абс.

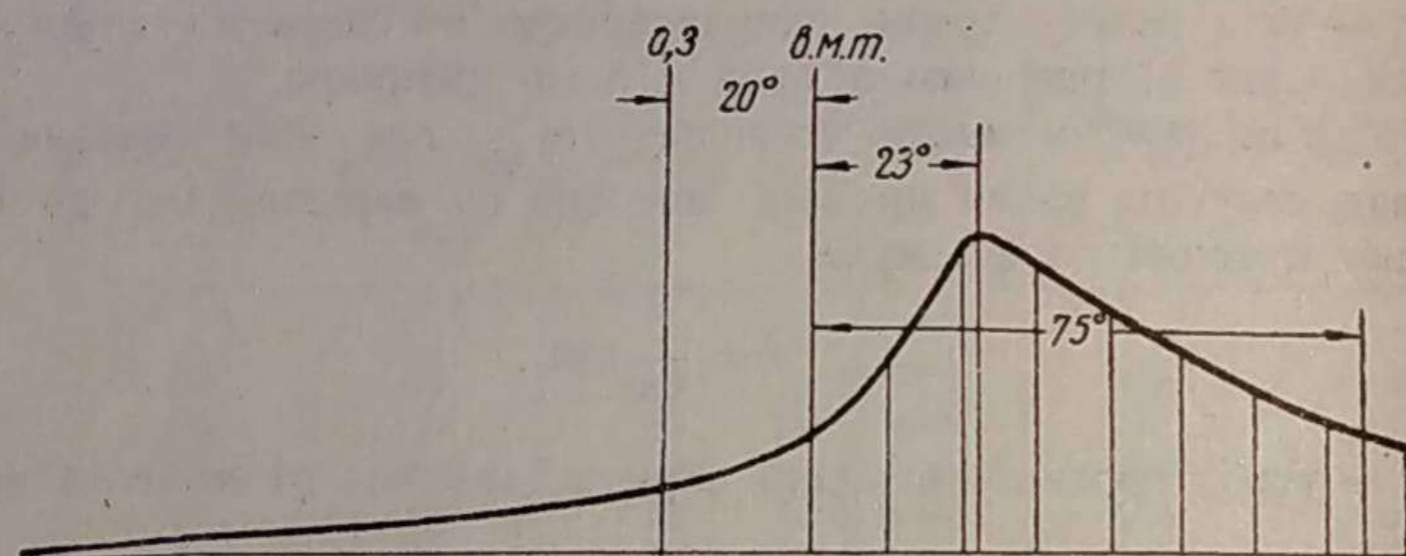
Температура T'_0 при $\epsilon_1 < 7$ будет меньше $T_1 = 692^\circ$ абс. После этого определяется разность $T_0 - T'_0 = \Delta T$.

При этой разности получается горизонтальный сдвиг влево по диаграмме фиг. 35 от какой-либо точки А соответственно данному коэффициенту избытка воздуха α . По горизонтальному сдвигу можно найти $v_{0_{cp}}$ для данных условий.

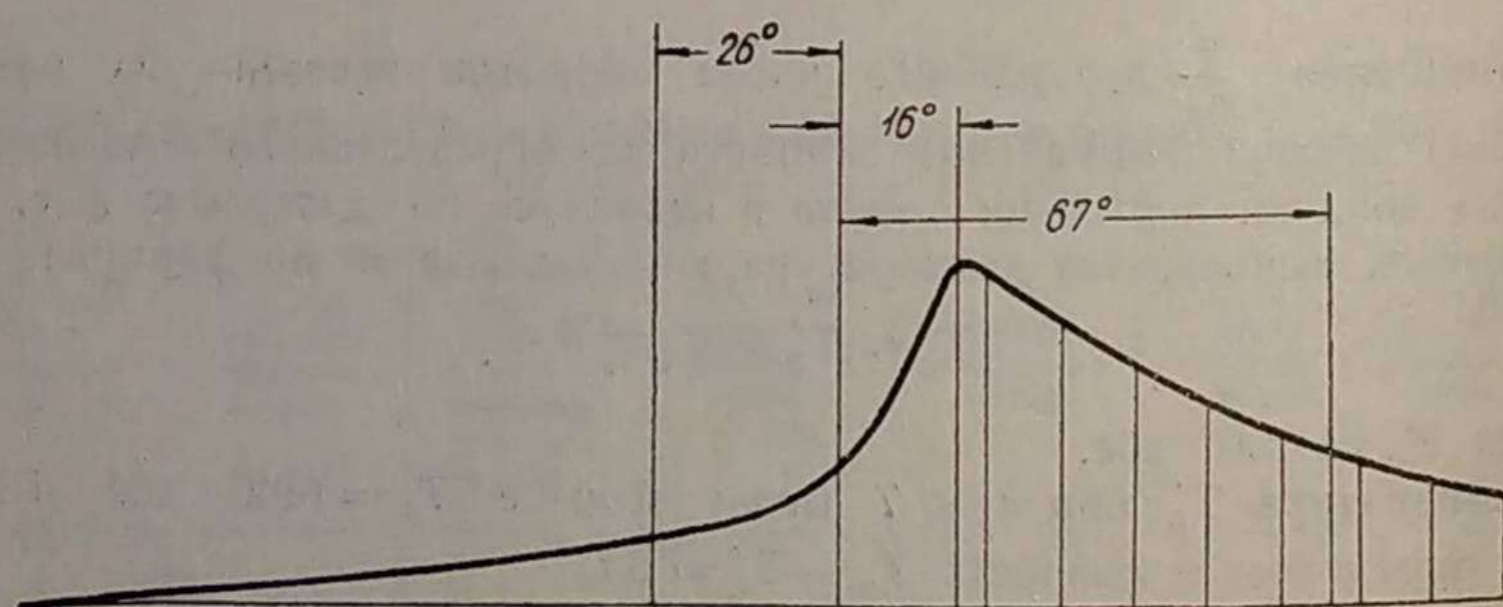
Площадь F_1 , как это было принято раньше, равна большему сечению объема, в котором распространяется пламя. Величина F_1 определяется конструктивными параметрами двигателя и в большинстве слу-



Фиг. 46. Индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт 2 при $n = 1200$ об/мин $\alpha = 0,762$.



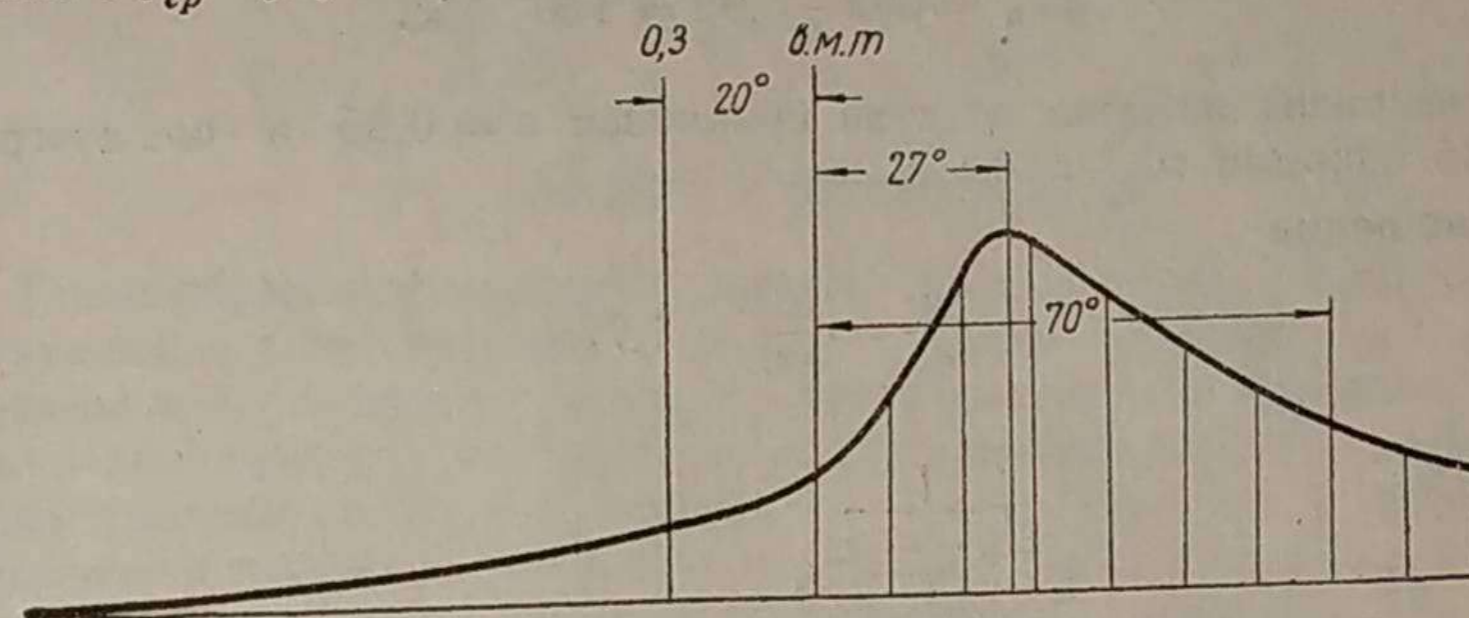
Фиг. 47. Индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт 6 при $n = 1200$ об/мин; $\alpha = 1,125$.



Фиг. 48. Индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт выполнен при $n = 1800$ об/мин; $\alpha = 1,13$.

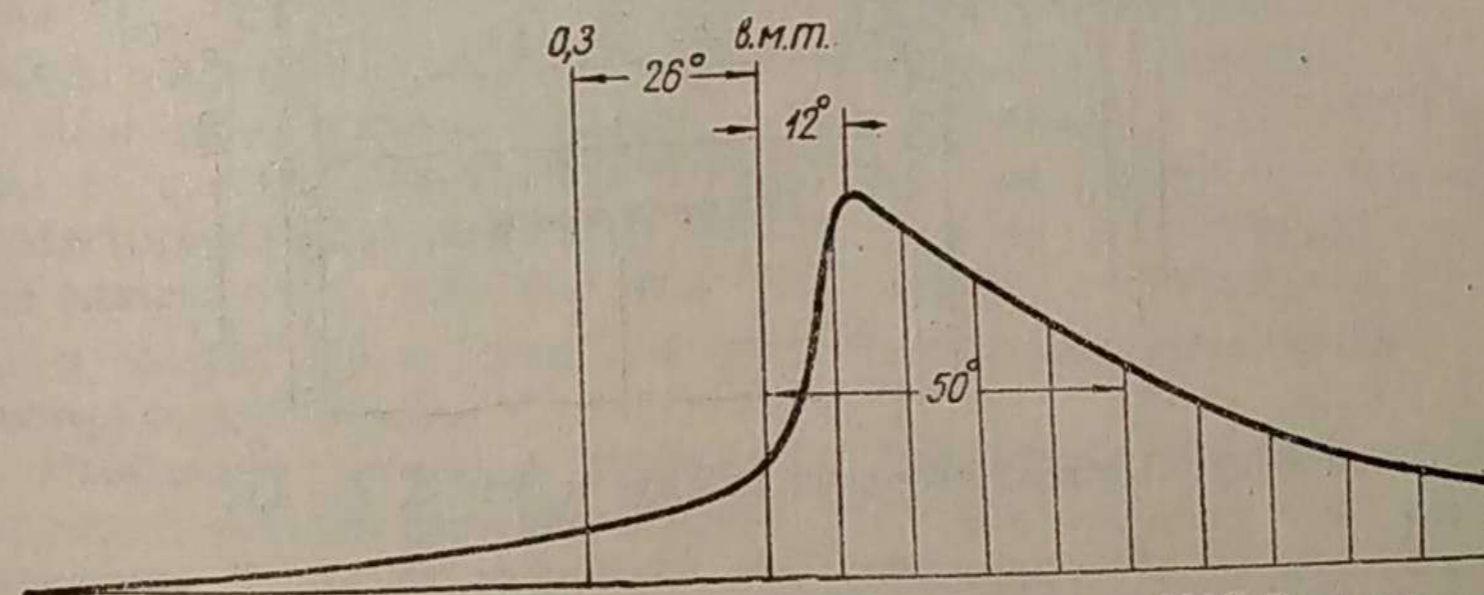
чаев будет зависеть от диаметра цилиндра. Для данного двигателя величина F_1 является величиной постоянной.

Таким образом, после вычисления всех указанных величин может быть определена поверхность фронта пламени $F_{T_{cp}}$, величина ее может служить критерием развития процесса горения. Большие численные значения $F_{T_{cp}}$ будут соответствовать развитому фронту пламени и бы-



Фиг. 49. Индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт 8 при $n = 1200$ об/мин; $\alpha = 0,595$.

строму сгоранию, меньшие значения — менее развитому фронту пламени, что может быть в результате плохого распыливания топлива, чрезмерного обогащения или обеднения смеси и т. д.



Фиг. 50. Индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5; опыт выполнен при $n = 1800$ об/мин; $\alpha = 0,98$.

Влияние ухудшения качества распыливания на скорость распространения пламени и развитие фронта горения $F_{T_{cp}}$ было установлено при помощи индикаторных диаграмм. Эти диаграммы были получены при работе двигателя ЗИС-5 с впрыском тяжелого бензина удельного веса 0,8 при 15°C . При исследовании линии расширения определено, что для давления впрыска 20 кг/см^2 горение завершается за 108° угла поворота коленчатого вала, а при давлении 60 кг/см^2 — в период 75° угла поворота коленчатого вала.]

Двигатель ЗИС-5 имеет степень сжатия $\epsilon = 4,6$; принимаем $T_a = 350^\circ$ абс.

Температура сжатия определяется по формуле

$$T_c = T'_0 = T_a \epsilon_1^{0,35} = 350 \cdot 4,6^{0,35} \approx 592^\circ \text{ абс.}$$

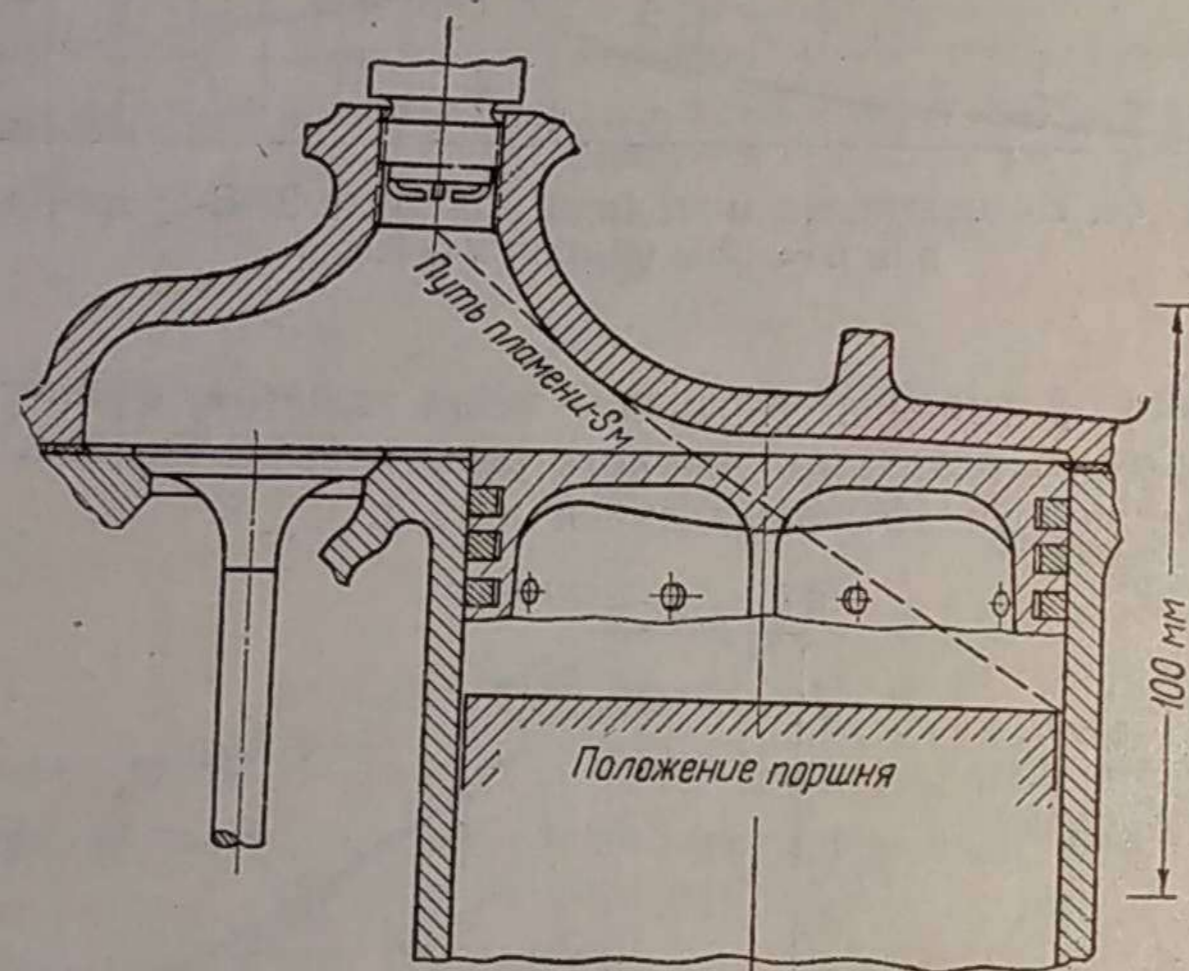
По диаграмме фиг. 35

$$\Delta T_0 = 692 - 5,92 = 100^\circ \text{ абс.}$$

Коэффициент избытка воздуха принимаем $\alpha = 0,95$ и по диаграмме фиг. 35 находим $v_{0,cr} \approx 14 \text{ м/сек.}$

Отношение

$$\frac{n}{n_0} = \frac{1585}{900} \approx 1,77.$$



Фиг. 51. Камера сгорания двигателя ЗИС-5, $\epsilon = 4,6$.

Длина пути пламени для случая сгорания при $p_\phi = 60 \text{ кг/см}^2$ в период $\beta = 75^\circ$ находится по фиг. 51 и равна $s = 135 \text{ мм.}$

$$t_{75} = \frac{75}{6 \cdot 1585} \approx \frac{1}{127} \text{ сек.};$$

$$v_{T,cr} = 0,135 \cdot 127 \approx 17,2 \text{ м/сек};$$

$$\left(\frac{F_T}{F_1}\right)_{cr} = \frac{17,2 \cdot 1,77}{14} \approx 2,18;$$

$$F_{1,cr} = \frac{\pi d^2}{4} \approx \frac{3,14 \cdot 0,1016^2}{4} \approx 0,0081 \text{ м}^2;$$

$$F_{T,cr} = 0,0081 \cdot 2,18 = 0,0176 \text{ м}^2;$$

при $p_\phi = 20 \text{ кг/см}^2$; $\beta = 108^\circ$ угла поворота коленчатого вала
 $s = 147 \text{ мм};$

$$t_{108} = \frac{108}{9510} \approx \frac{1}{88} \text{ сек.};$$

$$v_{T,cr} = 0,147 \cdot 88 \approx 13 \text{ м/сек};$$

$$\left(\frac{F_T}{F_1}\right)_{cr} = \frac{13 \cdot 1,77}{14} \approx 1,64;$$

$$F_{T,cr} = 0,0081 \cdot 1,64 \approx 0,0133 \text{ м}^2.$$

Таким образом, уменьшение давления распыливания, а следовательно, и ухудшение качества перемешивания топлива с воздухом приводит к уменьшению скорости распространения пламени. В подобном случае можно предполагать, что на пути фронта пламени будут участки, в которых топливо окажется в большом избытке. Участков с нормальным насыщением топливом будет становиться все меньше с увеличением неравномерности состава смеси по объему камеры сгорания. При большой неравномерности фронт пламени утратит сплошность и будет иметь прерывистый характер. В этом последнем случае в продуктах сгорания обнаружится углерод, окись углерода, водород и углеводороды, т. е. появятся признаки неполноты сгорания.

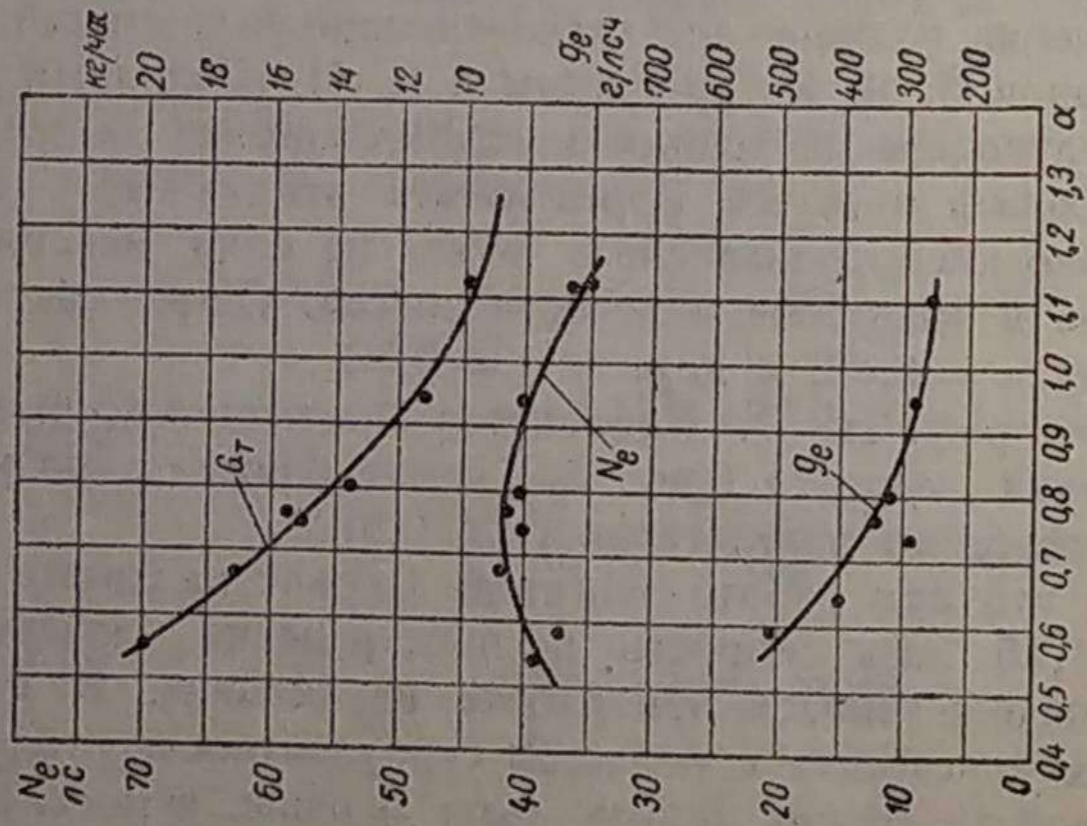
На фиг. 41—55 даны результаты испытаний двигателя ЗИС-5 выполненных для определения изменения скоростей распространения пламени $v_{T,cr}$ при различных коэффициентах избытка воздуха α и при двух числах оборотов: $n_1 = 1200$ об/мин и $n_2 = 1800$ об/мин.

Двигатель работал с впрыском автомобильного стандартного бензина во впускной трубопровод. Характер начертания кривых фиг. 54 соответствует закономерности течения кривых v_0 . Однако максимальные значения $v_{T,cr}$ для двигателя ЗИС-5 лежат ближе к $\alpha = 0,8$, так же как в опытах, приведенных на фиг. 56, при сгорании бензина в калориметрической бомбе.

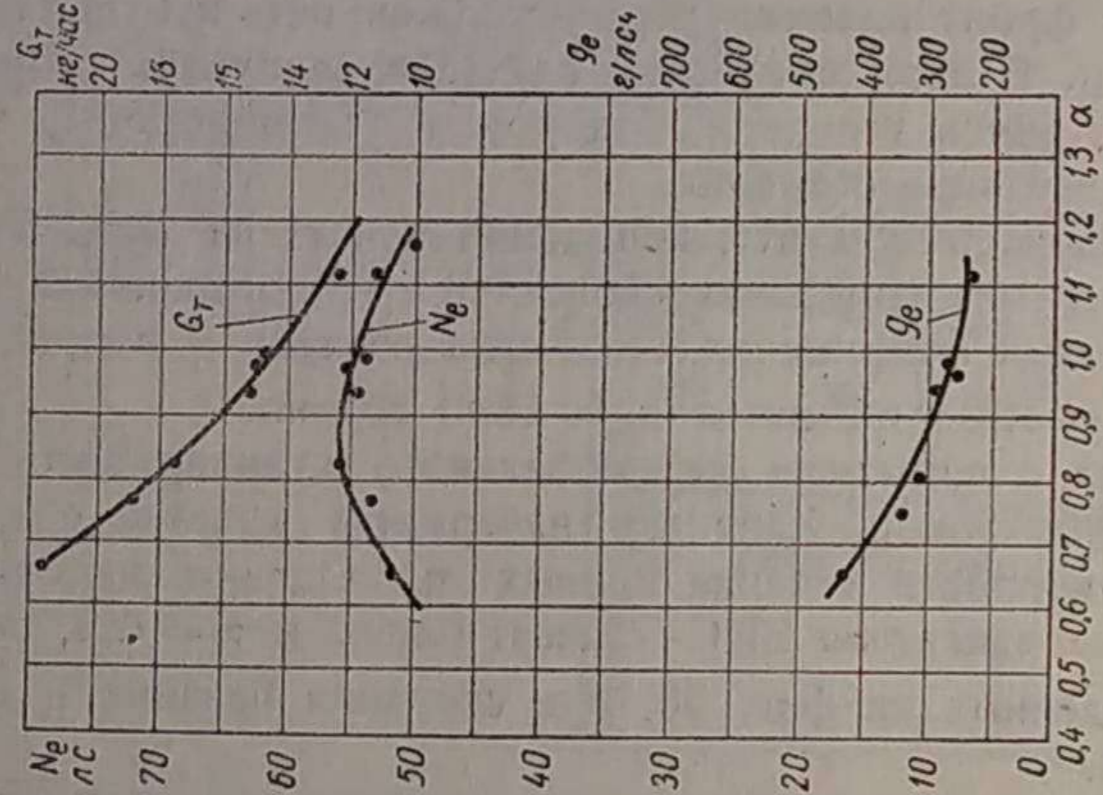
Необходимо отметить интересные опыты по измерению нормальных скоростей распространения пламени ацетилено-кислородных смесей, выполненные Х. А. Ракиповой, Я. К. Трошиным и К. И. Щелкиным [16]. Исследования проводились весьма точным методом сжигания смесей различного состава в мыльных пузырях. В результате этих опытов было доказано, что ацетилено-кислородная смесь имеет не одну максимальную скорость сгорания в диапазоне горючести смесей. Один максимум скорости соответствует $\alpha = 0,83$, а другой $\alpha = 0,32$.

Результаты опытов проф. Н. Р. Брилинга с двигателем Скрипс по расположению максимума скорости (фиг. 56) лежат ближе к полученным расчетным теоретическим результатам ($\alpha \approx 0,9$).

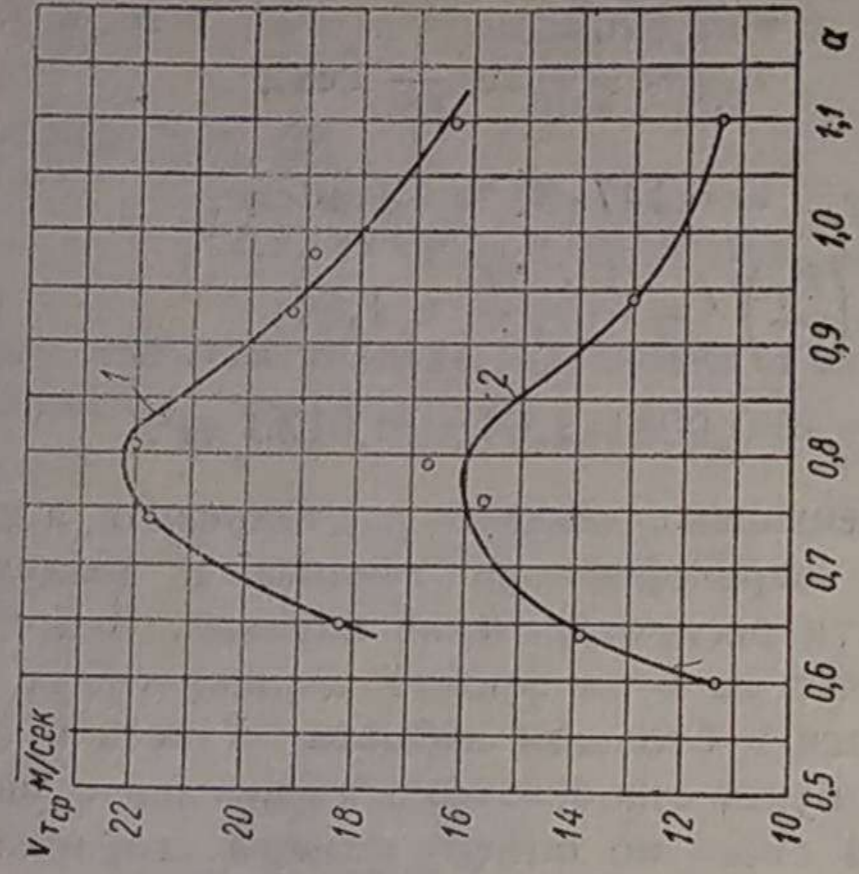
Следует отметить, что при работе двигателя Скрипс на спирте была получена меньшая в 1,15 раза скорость распространения пламени по максимуму по сравнению с таковой при работе на бензине. В современных быстроходных двигателях с большой турбулентностью влияние физико-химических свойств топлив должно быть меньше, чем это получалось в опытах Н. Р. Брилинга.



Фиг. 52. Регулировочная характеристика двигателя ЗИС-5 ($\epsilon = 4,6$) с впрыском топлива во впускной трубопровод; $n = 1200$ об/мин.

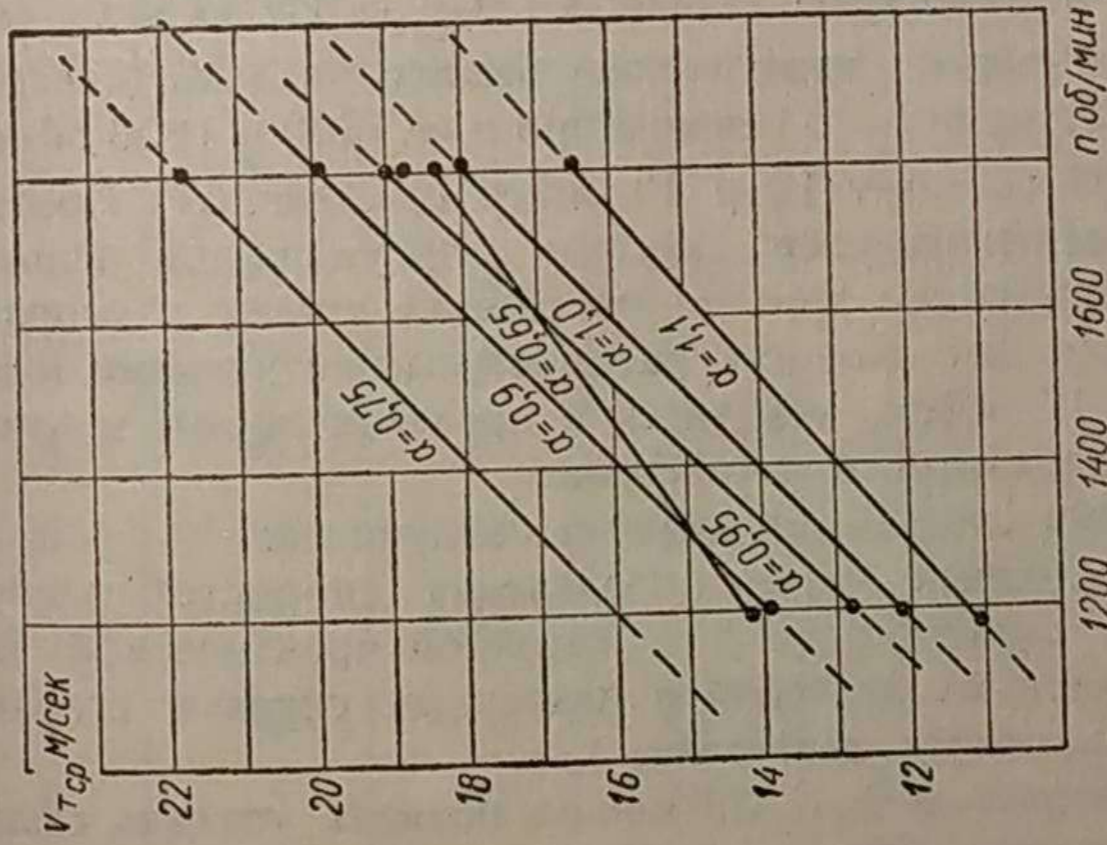


Фиг. 53. Регулировочная характеристика двигателя ЗИС-5 ($\epsilon = 4,6$) с впрыском топлива во впускной трубопровод; $n = 1800$ об/мин.



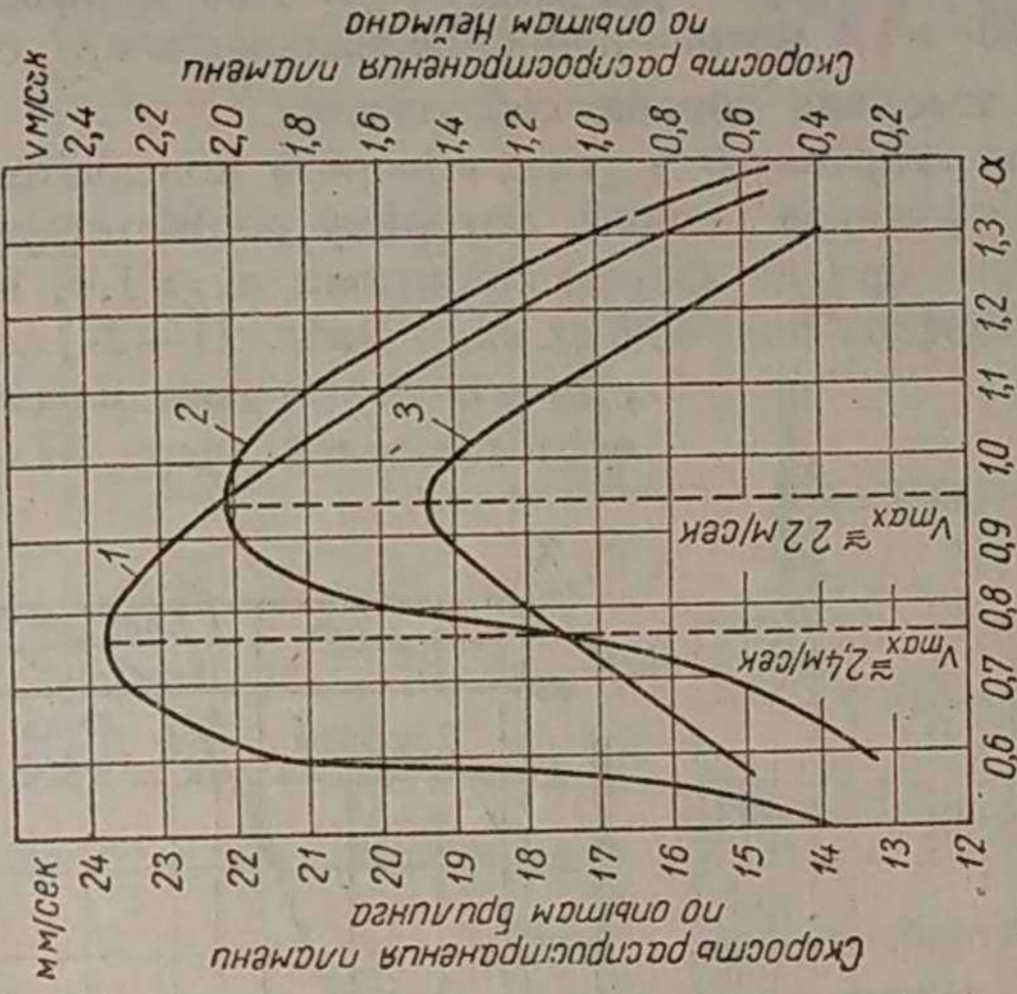
Фиг. 54. Зависимость средней скорости распространения пламени от числа оборотов и коэффициента избытка воздуха α для двигателя ЗИС-5 ($\epsilon = 4,6$): 1

1 — $n = 1800$ об/мин;
2 — $n = 1200$ об/мин.



Фиг. 55. Зависимость средней скорости распространения пламени от числа оборотов и коэффициента избытка воздуха α для двигателя ЗИС-5 ($\epsilon = 4,6$):

$$\frac{n_2}{n_1} = 1,5; \quad \frac{v_{T,сп2}}{v_{T,сп1}} = 1,5.$$



Фиг. 56. Влияние коэффициента избытка воздуха α на скорость распространения пламени: 1 — по опытам в бомбе (топливо — бензин); 2 — по опытам Н. Р. Брилинга (топливо — бензин); 3 — по опытам Н. Р. Брилинга (топливо — спирт).

Результаты наблюдения за работой двигателя на режиме $n = 1800$ об/мин

№ опыта	Показания дифманометра дроссельной шайбы h в мм рт. ст.	Разрежение во впускном трубопроводе H в мм рт. ст.	Нагрузка на тормозе P в кг	Температура окружающего воздуха t в °С	Барометрическое давление B в мм рт. ст.	Расход топлива за режим G в кг	Время расхода топлива за режим t в сек.
1	60	82	72,5	23	750	0,25	62
2	60	92	71,5	24	750	0,25	59,8
3	60	92	72,5	25	750	0,25	51,8
4	62	94	68,0	25	750	0,25	41,2
5	62	94	71,0	25	750	0,25	63,5
6	59	89	70,5	25	750	0,25	73
7	60	90	70,0	25,5	750	0,25	48,6

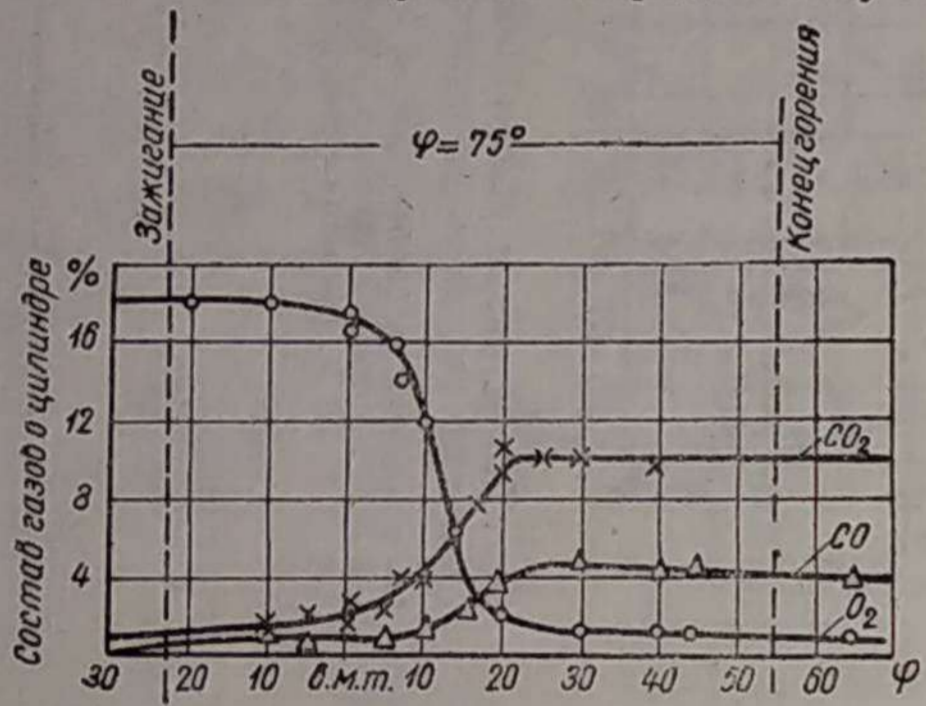
Таблица 22

Результаты наблюдения за работой двигателя на режиме $n = 1200$ об/мин

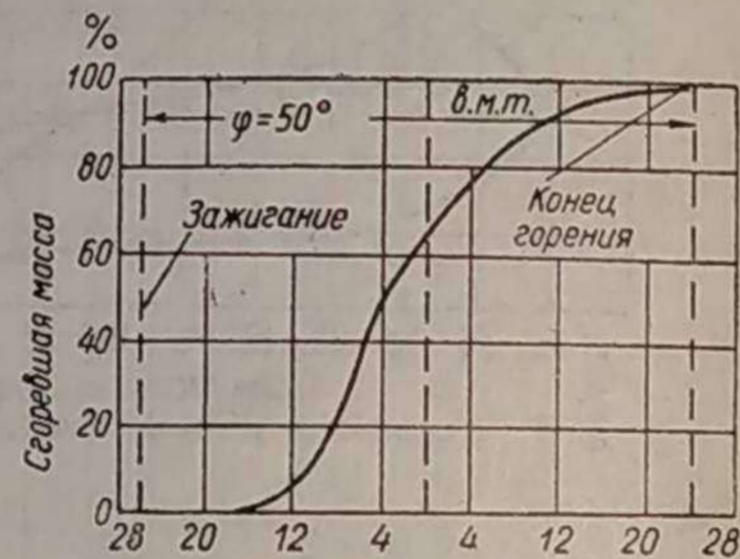
№ опыта	Показания дифманометра дроссельной шайбы h в мм рт. ст.	Разрежение во впускном трубопроводе H в мм рт. ст.	Нагрузка на тормозе P в кг	Температура окружающего воздуха t в °С	Барометрическое давление B в мм рт. ст.	Расход топлива за режим g в сек.	Время расхода топлива за режим t в сек.
1	34	44	84	21	757	0,2	63
2	36	46	83,5	21,5	757	0,2	49
3	36	46	83,5	22	757	0,2	50
4	36	47	83	22	757	0,2	43
5	37	48	81,5	23	757	0,2	35
6	36	46	76	23,5	757	0,2	75
7	36	46	74	24	757	0,2	75,5
8	37	47	78	24	757	0,2	38
9	37	46	84	25	757	0,2	53,5
10	36	46	82	25	757	0,2	52,8

Увеличение скорости $v_{T_{cp}}$ с увеличением числа оборотов двигателя (фиг. 55) подтверждает принятое ранее допущение для достаточно широкого диапазона значений α , только для $\alpha = 0,65$ наблюдается отклонение, которое свидетельствует о преобладающем значении состава смеси и об уменьшении влияния фактора турбулентности. Для коэффициентов избытка воздуха $\alpha = 0,75 \div 1,1$ прямая пропорциональность $v_{T_{cp}}$ относительно числа оборотов довольно хорошо соблюдается.

Определение периода сгорания β в углах поворота коленчатого вала от момента запала до положения поршня, которому соответствует расширение газов в цилиндре при показателе политропы $n_2 = 1,4$, практически целесообразно. Порядок полученных цифр (табл. 21—24) соответствует опытным данным различных исследователей (фиг. 57 и 58).



Фиг. 57. Изменение состава продуктов во фронте пламени при сгорании без детонации.



Фиг. 58. Количество сгоревшей смеси в зависимости от угла ϕ поворота коленчатого вала.

Сравним теперь полученную скорость $v_{T_{cp}} \approx 17$ м/сек ($n = 1585$ об/мин) при впрыске утяжеленного бензина удельного веса 0,8 со скоростью $v_{T_{cp}}$ для стандартного бензина при $n = 1200$ и 1800 об/мин. Последние для $\alpha = 0,95$ составят 13 и 19 м/сек (см. фиг. 54). Поэтому можно считать, что распыливающее действие форсунки при впрыске оказывает весьма благоприятное влияние на течение процесса сгорания утяжеленных топлив, так как скорость распространения пламени в данном случае составляет 17 м/сек, находится в пределах нормы и близка к скорости сгорания стандартного автобензина.

Таким образом можно считать доказанным следующее:

1. Предложенный условный метод определения скоростей распространения пламени дает возможность с достаточной практической точностью вычислить порядок их значений в различных случаях сгорания гомогенных смесей в цилиндрах двигателя.

2. На основании диаграммы фиг. 35 можно оценить степень сжатия горючей смеси в бензиновом двигателе, необходимую для того, чтобы обеспечить проектируемое число оборотов при соответствующей скорости распространения пламени:

$$v_{T_{cp}} = v_{0_{cp}} \left(\frac{F}{F_1} \right)_{cp} \frac{n_{max}}{n_0}$$

Таблица 23

Результаты вычислений по наблюдениям за работой двигателя
при $n = 1200$ об/мин

№ по пор.	Часовой расход топлива $G_{час}$ в кг/час	Эффективная мощность N_e в л. с.	Удельный расход топлива g_e в г/л. с. ч	Часовой расход воздуха G_v в кг/час	Удельный вес воздуха γ в кг/м ³	Коэффициент избытка воздуха α
1	11,4	45	286	159	1,18	0,94
2	14,7	41,6	352	167	1,18	0,762
3	14,4	40	286	159,2	1,175	0,745
4	16,7	41,6	402	159,2	1,175	0,64
5	20,6	39	530	165,6	1,175	0,54
6	9,6	36,6	252	159,2	1,175	1,125
7	9,55	35,6	268	159,2	1,17	0,595
8	18,9	37	510	167	1,17	0,595
9	13,4	40	336	159,2	1,17	0,8
10	13,6	39,2	348	152,2	1,17	0,79

Таблица 24

Результаты вычислений по наблюдениям за работой двигателя
при $n = 1800$ об/мин

№ по пор.	Часовой расход топлива $G_{час}$ в кг/час	Эффективная мощность N_e в л. с.	Удельный расход топлива g_e в г/л. с. ч	Часовой расход воздуха G_v в кг/час	Удельный вес воздуха γ в кг/м ³	Коэффициент избытка воздуха α
1	14,5	55,5	262	208	1,15	0,97
2	15,05	54,5	278	208	1,155	0,93
3	17,4	55,5	315	208	1,155	0,81
4	21,8	51,5	425	210	1,155	0,65
5	14,2	54	265	210	1,155	0,98
6	12,35	53,5	235	206	1,155	1,13
7	18,4	53,0	346	208	1,155	0,745

При этом предполагается, что топливо в диапазоне возможных степеней сжатия не дает детонирующих смесей.

3. Скорость распространения пламени возрастает практически пропорционально числу оборотов в пределах наиболее часто применяемых режимов двигателя на полном дросселе.

4. При впрыске во впускную систему утяжеленного бензина удельного веса 0,8 скорость распространения пламени не отличается от таковой при сгорании стандартного автомобильного бензина.

5. Снижение давления распыливания в данном случае, а также чрезмерное обогащение или обеднение смеси приводит к уменьшению скорости распространения пламени.

6. Максимальные значения скорости распространения пламени в условиях опыта с двигателем ЗИС-5 получаются при $\alpha = 0,8$.

7. Максимальные теоретические величины нормальной скорости распространения пламени v_0 соответствуют значениям, лежащим влево от $\alpha \approx 1$, ближе $\alpha \approx 0,9$.

8. Характер течения кривых $v_{T_{cp}} = f(\alpha)$ близок к теоретическим $v_0 = f_1(\alpha)$.

9. В расчетах при определении характера изменения $v_0 = f(\alpha)$ следует учитывать влияние остаточных газов, температуры T_1 в пламени, теплопередачи и диссоциации.

10. Необходимо провести исследование двигателя ЗИС для определения скоростей сгорания при использовании слабодородных смесей с большим содержанием окиси углерода.

ОПИСАНИЕ УСЛОВИЙ И МЕТОДИКИ ПРОВЕДЕНИЯ ИСПЫТАНИЙ¹

Испытанию подвергался двигатель ЗИС-5, переоборудованный для работы с принудительным впрыском бензина во впускной трубопровод. Топливная аппаратура состояла из четырех плунжерных насосов (диаметр плунжера $d = 6$ мм), приводимого в действие от вала водяного насоса, топливного фильтра, форсунки с гидравлическим управлением с углом распыливания 7° и топливо-воздушного смесителя, присоединенного ко впускному трубопроводу без каких-либо изменений последнего. Все секции топливного насоса были сведены в один трубопровод.

Топливо-воздушный смеситель имел дроссель для регулирования количества воздуха, поступающего в двигатель. Во время испытаний дроссель был полностью открыт, состав же смеси изменялся перемещением рейки насоса. Давление распыливания было равным $p_{\phi} = 50$ кг/см². Для измерения эффективной мощности двигатель был присоединен к гидравлическому тормозу типа М-4Д.

Расход топлива измерялся весовым способом.

Расход воздуха измерялся путем дросселирования, в соответствии с чем двигатель был оборудован ресивером для уничтожения колебаний давления на впуске, герметической коробкой в месте соединения ресивера с топливо-воздушным смесителем, дроссельной шайбой с внутренним диаметром $d = 45$ мм и пьезометрами для измерения разрежения во впускном трубопроводе в герметической коробке, а также дифференциальным манометром для измерения перепада давлений в дроссельной шайбе.

Составление индикаторной диаграммы рабочего процесса двигателя выполнялось при помощи электропневматического индикатора ТЛ-2.

Число оборотов измерялось тахометром. В процессе испытаний измерялись температура охлаждающей воды, температура наружного воздуха и барометрическое давление. Угол опережения зажигания измерялся для каждого режима электрическим способом путем переключения провода высокого напряжения первого цилиндра со свечи на пишущий рычаг индикатора. Двигатель подвергался регулировочным испытаниям на режимах 1200—1800 об/мин.

¹ Описание составлено инж. Л. Е. Ходановичем.

Методика определения средней скорости распространения пламени

Для каждой точки регулировочных характеристик на режимах $n = 1200$ и 1800 об/мин снималась индикаторная диаграмма двигателя с отметкой на ней момента зажигания, который принимался за момент начала сгорания. Конец сгорания определялся по результатам обработки диаграммы как момент, соответствующий значению показателя политропы расширения $n_2 = 1,41$.

Средняя скорость распространения пламени определялась по формуле

$$v_{cp} = \frac{s}{t},$$

где s — расстояние от места запала до наиболее удаленной от него точки камеры сгорания в тот момент, когда поршень находится в положении, соответствующем значению $n_2 = 1,41$;

t — время сгорания в сек., вычисляемое как время поворота коленчатого вала от момента зажигания до момента, когда $n_2 = 1,41$.

Методика определения параметров, необходимых для построения регулировочных характеристик и определения скоростей распространения пламени

а) Определение мощности производилось по формуле

$$N_e = kPn \text{ л. с.},$$

где P — нагрузка тормоза в кг;

n — число оборотов в минуту;

$k = 0,004$ — постоянная тормоза.

Мощность приводилась к нормальным условиям по формуле

$$N_{enp} = N_e \frac{760}{B_0} \cdot \frac{530 + t_0}{545},$$

где N_{enp} — приведенная к нормальным условиям эффективная мощность;

B_0 — барометрическое давление в мм рт. ст.;

t_0 — температура окружающего воздуха в $^\circ\text{C}$.

б) Часовой и удельный расход топлива определялись следующим образом. Часовой расход

$$G_{\text{час}} = \frac{G}{t} 3600 \text{ кг/час},$$

где G — расход топлива за режим в кг;

t — время расхода топлива в сек.

Величина G подбиралась таким образом, чтобы режим длился не менее 30 сек.

Удельный расход топлива

$$g_e = \frac{G_{\text{час}} 1000}{N_e} \text{ г/л. с. ч.}$$

Часовой расход воздуха определялся по формуле

$$G_s = 0,01252 \alpha \varepsilon_1 d^2 \sqrt{\Delta p \gamma}.$$

Здесь α — коэффициент расхода сопла:

$$\alpha = f\left(\frac{d}{D}\right),$$

где d — диаметр дроссельной шайбы в узком сечении, равный 45 мм
 D — диаметр трубы, подводящей воздух к шайбе, равный 100 мм

$$\text{для } \frac{d}{D} = \frac{45}{100} = 0,45; \alpha = 0,999;$$

ε_1 — поправка на расширение воздуха, протекающего через дроссельную шайбу:

$$\varepsilon_1 = f\left(\frac{d}{D}, \frac{\Delta p}{p_1}\right),$$

где, кроме известного отношения $\frac{d}{D} = \alpha$, отношение $\frac{\Delta p}{p_1}$ представляет собой результат деления перепада давления, показываемого дифференциальным манометром шайбы, на начальное давление p_1 , определяемое по формуле

$$p_1 = \frac{B_0}{735,6} \text{ кг/см}^2,$$

где B_0 измеряется в мм рт. ст.

Если Δp характеризуется высотой водяного столба дифференциального манометра h_1 , то

$$\frac{\Delta p}{p_1} = \frac{h_1}{1020 p_1}.$$

Для $\frac{d}{D} = 0,45$ и для значений $\frac{\Delta p}{p_1}$ в пределах проводимых опытов по графикам, приведенным в работе К. А. Синицына, значение ε_1 близко к единице и принято в расчетах равным 0,998.

v_1 — удельный вес воздуха — определялся по формуле

$$v_1 = \frac{10^4 p_1}{RT},$$

где $T = t_0 + 273$ — температура окружающего воздуха; $R = 29,27$ кгм/кг·град — газовая постоянная воздуха.

После сведения постоянных коэффициентов в один для каждого режима числа оборотов может быть получена простая формула для определения часового расхода воздуха.

Так, для $n = 1600$ об/мин при $\alpha = 0,999$; $\varepsilon_1 = 0,998$; $d = 45$ мм;
 $G_s = 25,04 \sqrt{\Delta p \gamma}$ кг/час.

Ничтожная изменчивость коэффициента ε_1 при переходе от $h = 36$ мм вод. ст. на режиме $n = 1200$ об/мин к $h = 60$ мм вод. ст. на режиме $n = 1800$ об/мин позволила принять формулу для G_s как расчетную для всех условий опыта.

в) Коэффициент избытка воздуха вычислялся по формуле

$$\alpha = \frac{G_s}{G_{\text{н.с.}} L_0},$$

где L_0 принято равным $14,85 \frac{\text{кг воздуха}}{\text{кг топлива}}$.

г) Обработка индикаторных диаграмм производилась для вычисления среднего индикаторного давления и определения того участка индикаторной диаграммы, на которой показатель политропы расширения приближается к значению показателя адиабаты $k = 1,41$.

Так как диаграммы получаются в развернутом виде, то сначала производилось свертывание их. Свернутые индикаторные диаграммы планиметрировались с целью определения индикаторного давления. Затем диаграмма разбивалась вертикалями на 10 делений и на каждом полученном участке определялся показатель политропы расширения n_2 по формуле

$$n_2 = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg v_2 - \lg v_1},$$

где p_1 — наибольшее давление на участке;

p_2 — наименьшее давление на участке;

v_1 — объем цилиндра под поршнем в масштабе диаграммы при давлении p_1 ;

v_2 — то же при давлении p_2 .

При вычислениях приняты во внимание масштаб диаграммы (длина основания $l = 100$ мм, масштаб пружины индикатора $m = 2,4$ кг/мм) и степень сжатия двигателя $\varepsilon = 4,6$. Если на каком-либо участке средний показатель политропы расширения n_2 по своему значению приближался к 1,4, а на предыдущем и последующем участках был отличен от 1,4, то принималось, что $n_2 = 1,41$ для середины рассматриваемого участка.

Был использован и второй метод определения точки (участка) диаграммы с показателем $n_2 = 1,41$ непосредственно по развернутой диаграмме. Сущность этого метода заключается в том, что использовалось уравнение

$$x = r \left(1 + \frac{\lambda}{2} \sin^2 \alpha - \cos \alpha \right), \quad (31)$$

где r — длина радиуса кривошипа, равная 57,15 мм;

x — перемещение поршня;

$\lambda = \frac{r}{l}$ — отношение длины радиуса кривошипа к длине шатуна ($l = 231,8$ мм);

α — угол поворота коленчатого вала.

Далее строилась кривая $x = f(\alpha)$ и наносилась на развернутую диаграмму по ходу расширения. Линия расширения разбивалась вертикалями на участки через каждые 10° угла поворота коленчатого вала.

Показатель n_2 определялся на каждом участке по следующей формуле:

$$n_2 = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg(x_2 + \Delta h) - \lg(x_1 + \Delta h)},$$

где p_1 и p_2 — наибольшее и наименьшее давление на участке в масштабе диаграммы;

x_2 и x_1 — большее и меньшее перемещение поршня от в. м. т. вниз по кривой $x = f(\alpha)$;

Δh — приведенная высота камеры сгорания, которая соответствует объему камеры сжатия, при условии, если бы она имела цилиндрическую форму.

При втором способе получаются более точные результаты, так как в этом случае обрабатывается диаграмма, полученная непосредственно.

Пользование первым способом менее точно, так как при свертывании диаграммы возможны ошибки. Кроме этого, при втором способе диаграмма делится по углу поворота коленчатого вала на большее число участков.

При проведении этой работы были использованы оба метода, причем в сомнительных случаях предпочтение отдавалось второму.

д) Время сгорания вычислялось по формуле

$$t = \frac{\beta}{6n},$$

где β — полный угол периода сгорания в градусах от момента зажигания до момента, когда $n_2 \approx 1,41$;

n — число оборотов двигателя в минуту.

е) Определение пути распространения пламени производилось по чертежу камеры сгорания ЗИС-5 в масштабе 1:1, как расстояние s в м от места расположения запала до наиболее удаленной от него точки камеры сгорания при таком положении коленчатого вала, когда поршень находится в месте, соответствующем $n_1 \approx 1,4$.

Для определения места положения поршня была использована формула (31).

ж) Средняя скорость распространения пламени вычислялась по формуле

$$v_{T_{cp}} = \frac{s}{t} \text{ м/сек.}$$

В результате обработки опытов все полученные величины сведены в табл. 23 и 24, на основании которых построены регулировочные характеристики и кривые $v_{T_{cp}} = f(\alpha)$ для режимов $n = 1200$ об/мин и $n = 1800$ об/мин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для каждого режима оборотов скорость сгорания изменяется с изменением состава смеси, непрерывно возрастаая до значений $\alpha = 0,78 \div 0,8$ и уменьшаясь при дальнейшем обеднении смеси.
2. Максимуму скоростей сгорания соответствует $\alpha = 0,78 \div 0,8$.
3. До значений $\alpha = 0,78 \div 0,8$ скорость изменяется более интенсивно, чем при дальнейшем обеднении.
4. Скорости распространения пламени заметно зависят от числа оборотов.

Для $\alpha = 0,8$ при увеличении числа оборотов в $\frac{1800}{1200} = 1,5$ раза скорость распространения пламени увеличивается в $\frac{22,3 \text{ м/сек}}{16 \text{ м/сек}} = 1,4$ раза: для $\alpha = 0,9$ — в 1,46 раза; для $\alpha = 1$ — 1,48 раза; для $\alpha = 1,1$ — в 1,43 раза.

Практически можно принять, что $v_{T_{cp}}$ увеличивается пропорционально числу оборотов.

5. Большей скорости сгорания соответствует большая мощность двигателя. Однако следует отметить, что для режима $n = 1800$ об/мин получены большая мощность при $\alpha = 0,85$, а максимум скорости сгорания — при $\alpha = 0,8$.

При больших оборотах максимум скорости сгорания достигается при более бедных смесях, чем при меньших оборотах.

7. Кривая изменения $v_{T_{cp}} = f(\alpha)$ протекает круче в области больших оборотов.

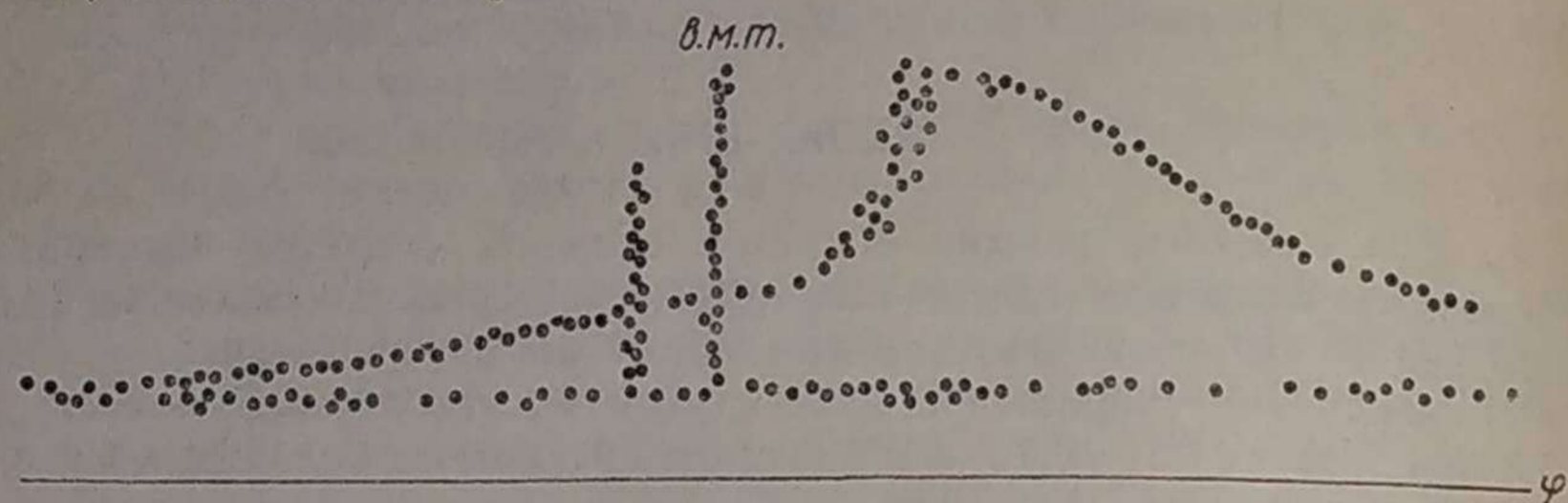
Некоторые выводы о работе с индикатором ТЛ-2

Копия индикаторной диаграммы (фиг. 59), снятой на режиме $n = 1200$ об/мин, показывает, что индикатор дает вполне удовлетворительную диаграмму для проведения работ, подобных изложенной выше. Разброс точек на линии расширения отсутствует, что способствует точности определения, разброс же точек на линии нарастания давления велик. Большой опыт работы с индикатором ТЛ-2 убеждает в том, что для проведения настоящей работы индикатор был оттарирован с предельной точностью, но тем не менее приходится признать, что для непосредственного исследования процесса сгорания на линии нарастания давления он непригоден. Поэтому применение данного индикатора для исследования процесса сгорания возможно лишь в случае исследования его

по конечным точкам (начало — опережение зажигания, конец — при $n_2 \approx 1,4$), причем в последнем случае может быть обеспечена высокая точность показаний.

Для достижения правильной работы индикатора необходимо выполнить ряд следующих условий:

1) величины зазоров в контактах датчика должны быть минимальными, насколько это практически возможно;



Фиг. 59. Индикаторная диаграмма двигателя ЗИС-5, снятая на режиме $n = 1200$ об/мин, угол опережения зажигания $9,5^\circ$, давление распыливания 25 кг/см^2 ; дроссель несколько приоткрыт.

2) контакты должны быть абсолютно чистыми и строго параллельными;

3) отсоединенный от двигателя датчик при проверке его чувствительности должен реагировать на легкое дуновение на мембрану;

4) давления воздуха при размыкании и замыкании контактов должны быть равны;

5) вибрация двигателя во время работы должна быть минимальна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брилинг Н. Р. Исследование рабочего процесса и теплопередачи в двигателе Дизеля, ГНТИ, 1931.
2. Гольданский В. И., Влияние поверхности сосуда на гомогенную реакцию. „Успехи химии“, т. 16, вып. 2, изд. АН СССР, 1947.
3. Зельдович Н. Б. и Франк-Каменецкий Д. А., Теория равномерного распространения пламени, „Журнал физической химии“ № 12, 1938.
4. Зельдович Я. Б. и Семенов Н. Н., Кинетика химических реакций в пламенах, „Журнал экспериментальной технической физики“, изд. АН СССР, № 9/10 и 12, 1940.
5. Зельдович Я. Б., Теория горения и детонация газов, АН СССР, 1944.
6. Зельдович Я. Б., К теории возникновения детонации, „Журнал технической физики“, изд. АН СССР, т. 17, вып. 1, 1947.
7. Зельдович Я. Б., К теории распространения пламени. „Журнал физической химии“, т. 22, вып. 1, 1948.
8. Иноземцев Н. В., Исследование и расчет рабочего процесса авиационного дизеля, Оборонгиз, 1941.
9. Иноземцев Н. В., Основы термодинамики и кинетики химических реакций, Машгиз, 1950.
10. Иноземцев Н. В., Кошкин В. К., Процессы сгорания в двигателях, Машгиз, 1949.
11. Карпов В. П., Анализ условий теплового воспламенения горючих смесей в цилиндрах двигателей, „Автомобильная промышленность“ № 9, 1947.
12. Карпов В. П., Основы технической термодинамики, Машгиз, 1948.
13. Каттанео А. и Вискья И., Повреждение поршня при преждевременном воспламенении по опытам на одноцилиндровых двигателях, „SAE“, т. 55, № 11, ноябрь 1947 г.
14. Куров Б. А., Карбюраторные двигатели с повышенной степенью сжатия, Машгиз, 1943.
15. Либрович Б. Г. и Брызгов Н., Исследование предкамерного дизеля, ОНТИ, 1937.
16. Ракипова Х. А., Трошин Я. К. и Щелкин К. И., Измерение нормальных скоростей пламени ацетилено-кислородных смесей, „Журнал технической физики“, т. 17, вып. 12, АН СССР, 1947.
17. Рассвейлер Дж. М. и Уитроу Л., Зависимость между кинематической скоростью процесса горения в двигателях и кривой давления, „SAE“, т. 42, № 5, стр. 185, май 1938 г.
18. Семенов Н. Н., Тепловая теория горения и взрывов, „Успехи физических наук“, т. 24, вып. 4, изд. АН СССР, 1940.
19. Семенов Н. Н., Цепные реакции, Госхимтехиздат, 1934.
20. Соколик А. С., Горение и детонация в газах, ГТТИ, 1934.
21. Соколик А. С., Самовоспламенение и сгорание в газах, „Успехи физических наук“, т. 23, вып. 3, АН СССР, 1940.
22. Сороко-Новицкий В. И., Динамика процесса сгорания и влияние его на мощность и экономичность двигателя, Машгиз, 1946.
23. Тауб А., „J. A. J.“, т. 95, № 10, 15 ноябрь 1946 г.
24. Франк-Каменецкий, Д. А., Диффузия и теплопередача в химической кинетике, АН СССР, 1947.
25. Щелкин И. К., О сгорании в турбулентном потоке, „Журнал технической физики“, АН СССР, т. 13, вып. 9—10, 1943.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Введение	5
Анализ условий теплового воспламенения горючих смесей в сосудах и цилиндрах двигателей	8
Основы теории нормального распространения пламени	27
Скорость распространения пламени в камере сгорания двигателя при турбулентном движении смеси	42
Влияние отношения $\frac{F_2}{F_1}$ на скорость распространения пламени	54
Применение теории горения CO и H ₂ к вычислению скорости распространения пламени в двигателях	62
Влияние размеров цилиндра двигателя на течение реакций горения	94
Вычисление скоростей распространения пламени в двигателе ЗИС-5 при помощи индикаторных диаграмм	98
Описание условий и методики проведения испытаний	112
Заключение	117
Литература	119

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Напечатано	Должно быть	По чьей вине
17	8-я сверху	$\frac{1}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T_0}{T_1}\right)$	$\frac{1}{T_0} \left(1 - \frac{\Delta T_0}{T_0}\right)$	Счит.
21	3-я сверху	$\int_{t_0=0}^{t=\tau} \frac{c_V}{ka^n - 1Q}$	$\int_{t_0=0}^{t=\tau} dt = \frac{c_V}{ka^n - 1Q}$	Корр.
23	2-я сверху	$p_c = 10,2 \text{ кг/см}^2$	$p_c = 10 \text{ кг/см}^2$	Авт.
36	9-я снизу	$\frac{[CO]e}{L}$	$\frac{[CO]0}{L}$	Счит.
61	4-я снизу	F_T	F_2	Авт.
112	3-я сверху	из четырех плунжерных насосов	из четырехплунжерного насоса	Счит.

В. П. Карпов, Горение газообразных смесей в двигателях. Зак. 119.

Технический редактор *Е. Н. Боброва* Корректоры *М. В. Гвоздиевская* и *Л. Ф. Трофимова*

Сдано в произв. 8/1 1951 г. Подпис. к печати 18/IV 1951 г. Тираж 5000 экз. Т-02231
 Печ. л. 7,5. Уч.-изд. л. 7,8. Обложка художника *Е. В. Бекетова*. Бум. л. 3,75 Бумага 60 × 92^{1/2}.
 Заказ № 119

1-я типография Машгиза, Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

Цена 4 р. 70 к.



Машгиз, Москва, Третьяковский проезд, 1.