Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. XXXIV, вып. 1, 1957 г.

ТЕРМИЧЕСКИЙ КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ.

А. П. Герман

1. Общие замечания

Хотя в промышленности двигатели внутреннего сгорания начали применяться уже давно — взрывные около 70 лет, двигатели медленного горения около 50 лет назад — однако теоретическое их изучение значительно отставало, как это часто бывает при внедрении новых путей технического прогресса.

Основной проблемой теоретических изысканий в области тепловых двигателей вообще является определение максимальных значений термического к. п. д. двигателей при работе без потерь тепла, обусловленных побочными причинами, а не самим принципом преобразования теплоты в работу.

Эти максимальные значения являются величинами теоретическими и превосходят истинные значения к. п. д. действительных процессов. Тем не менее они имеют важное значение, так как служат критериями при оценке экономичности тех или иных процессов и дают верный путь к сравнению и дальнейшему совершенствованию к. п. д.

В настоящей работе речь идет именно об этих теоретических значениях термического к. п. д. двигателей внутреннего сгорания.

Внедрение двигателей внутреннего сгорания на первых этапах и первоначальное развитие их теории имело место в Германии. Это наложило отпечаток на общий характер принципиальных положений, легших в основу многих курсов, посвященных двигателям внутреннего сгорания, в том числе и в СССР.

Здесь имеются в виду те теории, которые по существу сводятся к замене действительных процессов преобразования теплоты горения фиктивным процессом работы газового двигателя, в котором горение заменено подводом теплоты извне.

Типичным выразителем подобных представлений в прошлом явился немецкий ученый В. Шюле [9]. Аналогичные суждения приведены и в ряде русских курсов по двигателям внутреннего сгорания [1, 3, 5, 6]

Наряду с подобными представлениями в нашей литературе имеет место другое, совершенно независимое направление, центром внимания которого является рассмотрение полезной механической работы двигателя. Эта теория, основоположником которой был В. И. Гриневецкий [2],

нашла свое дальнейшее развитие в работах учеников его школы и наиболее полно в трудах Е. К. Мазинга [4].

Однако при всей неоспоримости и научно-технической ценности эта теория предназначена для специалистов и не ставит своей целью первичное ознакомление с принципами работы двигателей внутреннего сгорания. Последняя задача, таким образом, решается только вышеуказанным путем, т. е. путем искусственной замены фактического процесса работой газового двигателя с внешним подводом теплоты.

Задача настоящей работы, с одной стороны, состоит в том, чтобы показать принципиальную неприемлемость такой трактовки, с другой — представить вопрос в ином освещении, не прибегая к каким-либо упрощениям.

2. Принципиальные несоответствия упрощенной схемы

Упрощенная схема работы двигателей внутреннего сгорания обычно представляется в $p - v$ диаграмме (рис. 1, 2). При этом в порядке упрощения принимается, что газовые постоянные и теплоемкости горючей

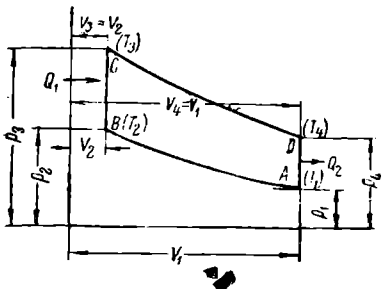


Рис. 1. Теоретическая диаграмма работы двигателя внутреннего сгорания по циклу Отто (с подводом тепла при постоянном объеме)

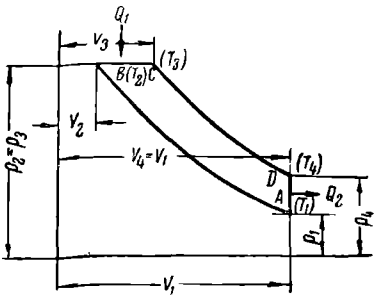


Рис. 2. Теоретическая диаграмма работы двигателя внутреннего сгорания по циклу Дизеля (с подводом тепла при постоянном давлении)

смеси и продуктов горения одинаковы, и процесс работы двигателя представляет собой замкнутый цикл, выполняемый некоторым неизменным газом, получающим извне приток теплоты Q_1 и отдающим внешней среде количество теплоты Q_2.

Полезная механическая работа L, отнесенная к весовой единице (1 *кг*) газа, представляется площадями $ABCD$, в которых кривые AB и CD суть адиабаты.

Тепловой эквивалент этой работы

$$AL = Q_1 - Q_2 \tag{1}$$

и термический к. п. д. процесса

$$\eta = \frac{AL}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \tag{2}$$

Количество теплоты Q_2 и Q_1 далее выражаются в функции теплоемкостей и температур, причем влияние последних на теплоемкость во внимание не принимается. Тогда для *цикла Отто,* в котором подвод тепла Q_1 происходит при постоянном объеме $V_2 = V_3$ между температурами T_2 и T_3, отмеченными на рис. 1 в скобках, будет

$$Q_1 = C_v (T_3 - T_2),$$

а для *цикла Дизеля*, где теплота подводится при постоянном давлении $p_2 = p_3$,

$$Q_1 = C_p (T_3 - T_2).$$

В этих формулах величины C_v и C_p — соответственные теплоемкости при постоянном объеме и постоянном давлении.

Отдаваемая внешней среде теплота в обоих случаях

$$Q_2 = C_v (T_4 - T_1),$$

где T_1 — начальная температура сжатия газа;

T_4 — конечная температура расширения, что на рис. 1 и 2 отмечено в скобках.

Термический к. п. д. таким образом для *цикла Отто*

$$\eta = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}, \tag{3}$$

для *цикла Дизеля*

$$\eta = 1 - \frac{1}{k}\frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}, \tag{3'}$$

где $k = \frac{C_p}{C_v}$ — показатель адиабат AB и CD (рис. 2).

Выражения термического к. п. д. в функции температур не дают непосредственного указания о выгодности того или иного рабочего процесса. Поэтому формулам (3) и (3′) придают иную структуру, вводя объемные отношения путем соответственных преобразований.

Выражение (3) может быть написано в следующем виде

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2}\frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}$$

Вводя затем *степень сжатия*

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2},$$

для адиабат AB и CD цикла Отто (рис. 1) имеем

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \varepsilon^{k-1}$$

или по свойству пропорций

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}.$$

Следовательно, вторая дробь правой части предыдущего выражения для η равна единице и для *цикла Отто*

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \tag{4}$$

Выражение (3′) преобразуется аналогично

$$\eta = 1 - \frac{1}{k}\frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1},$$

причем в правой части отношение

$$\frac{T_3}{T_2}=\frac{V_3}{V_2}=\rho$$

представляет так называемую степень *предварительного расширения* и попрежнему

$$\frac{T_1}{T_2}=\frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Далее

$$\frac{T_4}{T_1}=\frac{T_4}{T_3}\frac{T_3}{T_2}\frac{T_2}{T_1}$$

и

$$\frac{T_4}{T_3}=\left(\frac{V_3}{V_1}\right)^{k-1}$$

или

$$\frac{T_4}{T_3}=\left(\frac{V_3}{V_2}\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}=\left(\frac{\rho}{\varepsilon}\right)^{k-1}$$

т. е.

$$\frac{T_4}{T_1}=\left(\frac{\rho}{\varepsilon}\right)^{k-1}\rho\varepsilon^{k-1}=\rho^k$$

и термический к. п. д. для *цикла Дизеля*

$$\eta=1-\frac{1}{k\varepsilon^{k-1}}\frac{\rho^k-1}{\rho-1}. \qquad (4')$$

Формулы (4) и (4′) приводят к заключению, что термический к. п. д. вообще возрастает с увеличением степени сжатия, а при цикле Дизеля — также с уменьшением степени предварительного расширения.

Выводы упрощенной схемы воспроизведены для того, чтобы наиболее выпукло оттенить ее несоответствие с фактическим процессом.

Во-первых, представление о внешнем подводе теплоты Q_1 взамен горения принципиально противоречит существу процесса, так как при подводе теплоты извне внутренняя энергия газа должна возрастать. Между тем при работе по циклу Отто внутренняя энергия горючей смеси в период горения остается постоянной, а при работе по циклу Дизеля убывает за счет производимой при предварительном расширении работы.

Во-вторых, работа в двигателе внутреннего сгорания производится не за счет экзотермических химических реакций в период горения, а за счет теплотворной способности горючей смеси в начальном ее состоянии — при температуре T_1 и давлении p_1.

На этом основании в знаменателе правой части формулы (2) под Q_1 должна подразумеваться именно теплотворная способность горючей смеси, поэтому, независимо от постоянства или изменчивости теплоемкостей, формулы (3) и (3′) не могут иметь места.

В-третьих, упрощенная схема представляет работу двигателя внутреннего сгорания в виде замкнутого кругового процесса, тогда как в действительности процесс является незамкнутым. Хотя он и завершается при начальном давлении p_1 и температуре T_1, однако газовая константа, теплоемкость и удельный объем продуктов горения отличны от соответственных параметров горючей смеси.

На этом основании полезная работа процесса не может быть представлена площадью $ABCD$ рис. 1 и 2. Равным образом, процесс не может быть уподоблен циклу Карно, по существу, как необратимый и незамкнутый, и отличия от него лежат гораздо глубже, чем в способе сообщения и отдачи тепла холодному источнику, вопреки формулировкам некоторых авторов [1].

В-четвертых, поскольку процесс является незамкнутым, теоретический максимум термического к. п. д. не лимитируется циклом Карно, так как полезное действие процесса определяется лишь разностью $(T_4 - T_2)$ температур конца расширения и начала сжатия и возрастает с уменьшением этой разности, что следует непосредственно из выражения (1), в котором

$$Q_2 = C_v (T_4 - T_1),$$

где Q_1 — постоянная теплотворная способность горючего, отнесенная к начальным условиям.

3. Представление теплового процесса в энтропийной диаграмме

Указанные выше несоответствия приводят к необходимости отказаться от трактовки упрощенной схемы, и для выяснения влияния на к. п. д. различных условий горения обратиться к энтропийным $T - S$ диаграммам. Однако не к диаграммам, предложенным еще в 1898 г. Стодоля [8], отнесенным к килограмм-молекуле (молю) и предназначенным для графических расчетов, а к обычным энтропийным диаграммам, отнесенным к 1 *кг* газа. Причем диаграммы эти используются лишь в целях интерпретации, а не расчета процесса, который должен выполняться аналитическим путем.

Так как при горении объем горючей смеси сокращается и уменьшается, газовая постоянная, изохоры и изобары смеси и продукты горения в энтропийной диаграмме не совпадают.

Начальному состоянию горючей смеси, т. е. давлению p_1, и температуре T_1 в $T - S$ диаграмме отвечает точка A (рис. 3), через которую проходят изобара p_1' и изохора v_1' смеси. Этому же давлению p_1 для продуктов горения отвечает изобара p_1'', не совпадающая с p_1', а температуре T_1 — точка F этой изобары.

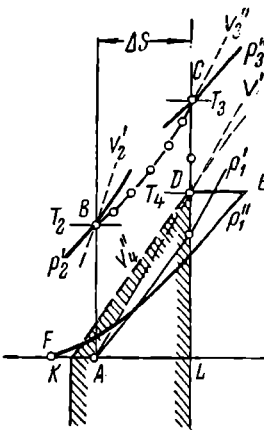


Рис. 3. Диаграмма $T - S$ начального состояния горючей смеси: $V_2' = V_3''$; $V_1' = V_4''$

Точка A является начальной точкой процесса, а F — его конечной точкой, так как процесс заканчивается при том же давлении p_1 и температуре T_1, какие имеет горючая смесь в начале сжатия.

Адиабата сжатия смеси представляется вертикалью AB, причем точке B отвечает температура T_2, давление p_2 (изобара p_2' смеси) и удельный объем v_2 (изохора v_2').

Далее следует кривая горения BC, представленная на рис. 3 прерывистой чертой. Каждая точка этой кривой соответствует переменному мгновенному составу смеси, характеризуемому коэффициентом сгорания x, причем зависимость между этим коэффициентом и мгновенной температурой смеси определяется законом горения.

Концу горения отвечает точка C, причем $x = 1$ и продукты горения имеют температуру T_3, давление p_3 (изобара p_3'') и удельный объем v_3 (изохора v_3''). Площадь под кривой BC в $T - S$ диаграмме не представляет подведенного тепла, в отличие от площадей под изобарами, изохорами и изотермами смеси или продуктов.

Адиабатическое расширение продуктов горения представляется вертикалью CD, причем точке D соответствует температура T_4, давление p_4 и удельный объем v_4 (изохора v_4'') продуктов горения.

При работе по циклу Отто изохора v_4'' определяется условием $v_4'' = v_1$, а при цикле Дизеля, где сжатие воздуха и горючей компоненты производится раздельно, конечный удельный объем v_4 продуктов горения, вообще говоря, не равен начальному удельному объему воздуха $v_{1\,\text{возд}}$. Однако при жидком горючем (нефти) $v_4 \sim 0{,}96 v_{1\,\text{возд}}$, при газообразном же горючем было бы $v_4 \sim 0{,}64 v_{1\,\text{возд}}$, что объясняет невыгодность цикла Дизеля при газообразном горючем.

Положением точки D на изохоре v_4'' определяется термический к. п. д. процесса, так как потерянная при охлаждении продуктов теплота $Q_2 = C_v (T_4 - T_1)$ соответствует отрезку $DL = T_4 - T_1$ и измеряется площадью под изохорой DK (рис. 3). Причем в действительности процесс охлаждения совершается не при постоянном удельном объеме v_4'', а представляется изотермой мятия DE при температуре T_4 и изобарой p_1'' продуктов горения, отвечающей их охлаждению при постоянном давлении p_1 до температуры T_1.

Процесс работы в энтропийной диаграмме представляется таким образом кривой $ABCDEF$ (рис. 3).

Однако тепловой эквивалент полезной работы не выражается какой-либо площадью.

Незамкнутость процесса выступает в такой диаграмме вполне отчетливо, в противовес упрощенной схеме, рассмотренной выше. Положение точки D, которой определяется термический к. п. д. процесса, зависит от положения точек B и C. Положение же этих точек определяется, с одной стороны, степенью сжатия $\varepsilon = \frac{v_1'}{v_2'}$ с другой — характером кривой горения BC, т. е. способом сжигания горючей смеси.

При любой степени сжатия положению точки C и адиабаты CD соответствует приращение энтропии ΔS (рис. 3) при горении смеси. Чем меньше ΔS, тем, очевидно, больше термический к. п. д. и тем выгоднее принятый процесс горения.

В отличие от замкнутого кругового процесса, термический к. п. д. двигателей внутреннего сгорания не имеет максимума. Тем не менее он не может достигать величины $\eta = 1$, так как для этого должно быть выполнено условие $\Delta S = 0$, что невозможно, ибо при всех химических превращениях энтропия возрастает.

Ниже на численных примерах будет выяснено, что повышение степени сжатия само по себе уменьшает приращение энтропии и является экономически выгодным.

Кроме того, будет показано, что применение изотермического горения, взамен горения изобарического, к чему безуспешно стремился Дизель, было бы весьма невыгодным, если бы такой принцип практически удалось реализовать, несмотря на полное преобразование теплоты горения в работу.

Причина этой невыгодности заключается в невозможности осуществления при изотермическом процессе полного сгорания смеси в пределах тех объемных отношений, которые имеют место между горючей смесью и продуктами сгорания в цилиндре двигателя.

4. Основные формулы теплового процесса

Энергия газа и теплотворная способность горючей смеси. Внутренняя энергия газа характеризуется двумя факторами: 1) энергией внутримолекулярных сил, обусловленных связями химического сродства и 2) энергией молекулярного движения.

Пока не возникает химических превращений, внутримолекулярная энергия остается постоянной. Энергия же молекулярного движения изменяется с изменением температуры.

Таким образом, внутренняя энергия газа I, отнесенная к весовой единице, например к 1 *кг*, вообще состоит из двух слагаемых

$$I = I_0 + F(T),$$

где I_0 — внутримолекулярная энергия;
$F(T)$ — энергия молекулярного движения при абсолютной температуре.

Абсолютные значения величин I_0 и $F(T)$ являются неопределенными. В процессе химических и тепловых изменений состояния газа, однако, существуют лишь изменения указанных величин, получающие вполне определенные количественные выражения. Таким образом, неопределенность абсолютных величин внутримолекулярной и тепловой энергии не имеет существенного значения.

Внутримолекулярная энергия I_0 не зависит от температуры: она изменяется лишь при возникновении химических реакций. Так, при сжигании горючей смеси газов, изменение внутримолекулярной энергии I_0 сопровождается выделением теплоты, которая может быть преобразована в работу. Эта теплота экзотермической реакции носит название «свободной» энергии.

При отсутствии химических реакций, изменения внутренней энергии I обусловлены лишь изменениями температуры. Если C_v — теплоемкость газа при постоянном объеме, то элементарному изменению температуры dT отвечает элементарное приращение внутренней энергии dI, причем

$$dI = dF(T) = C_v dT$$

и, следовательно,

$$I = I_0 + \int C_v dT + C,$$

где C — постоянная интегрирования, условно принимаемая равной нулю на основании допущения, что при абсолютном нуле тепловая энергия газа, т. е. функция $F(T)$, равна нулю. Такое допущение находит обоснование в том, что при абсолютном нуле газ перестает быть газом.

Таким образом, в общем виде внутренняя энергия газа

$$I = I_0 + \int C_v dT. \tag{5}$$

Теплоемкость же C_v выражается в виде линейной функции абсолютной температуры

$$C_v = a + bT \tag{6}$$

Если данный газ представляет смесь различных газов, какой, например, является горючая смесь, причем веса составных частей

суть G_i, а постоянные коэффициенты в выражениях теплоемкостей соответственно равны a_i и b_i, то для смеси будет

$$\left.\begin{aligned} a &= \frac{\sum G_i a_i}{\sum G_i}; \\ b &= \frac{\sum G_i b_i}{\sum G_i} \end{aligned}\right\} \qquad (7)$$

В силу зависимости (6), выражение (5) принимает вид

$$I = I_0 + aT + \tfrac{1}{2} bT^2. \qquad (8)$$

Если сжигание горючей смеси совершается при постоянном объеме, т. е. без преобразования теплоты в работу, и при том без охлаждения продуктов горения, то происходит саморазогрев смеси, причем начальная температура $T_н$ повышается до конечной $T_к$, внутримолекулярная энергия падает от значения I_0' до величины I_0'', полная же внутренняя энергия I не изменяется. На основании формулы (8), уравнение горения в этом случае имеет вид

$$I = I_0' + a'T_н + \tfrac{1}{2} b'T_н^2 = I_0'' + a''T_к + \tfrac{1}{2} b''T_к^2 = \text{const}, \qquad (9)$$

откуда может быть найдена температура конца горения $T_к$.

Следует еще раз обратить внимание на несоответствие между действительным процессом и упрощенной схемой двигателя внутреннего сгорания, в которой горение смеси при постоянном объеме отождествляется с внешним подводом теплоты. Если сожженный при постоянном объеме газ охладить до начальной температуры $T_н$, то полная энергия I'' продуктов горения будет меньше энергии I' смеси на величину W, равную отведенной теплоте, т. е.

$$I'' = I' - W \qquad (10)$$

или

$$W = I' - I'' = (I_0' - I_0'') + (a' - a'')\, T_н + \tfrac{1}{2}(b' - b'')\, T_н^2 \qquad (10')$$

Эта выделяемая при горении теплота W представляет теплотворную способность горючей смеси.

Работа в двигателях внутреннего сгорания производится за счет этой теплотворной способности, или «свободной» энергии, а не за счет подводимой извне теплоты Q_1 в период горения, как условно принимается в упрощенной схеме.

Теплотворная способность горючей смеси зависит от ее температуры $T_н$. Она превышает изменение внутримолекулярной энергии смеси

$$E = I_0' - I_0'' \qquad (11)$$

за счет приращения теплоемкости продуктов горения.

Разность E может быть найдена с помощью уравнения (10′), если для какой-либо температуры $T_н$ определена экспериментальным путем теплотворная способность W, так как тогда

$$E = W - (a' - a'')\, T_н - \tfrac{1}{2}(b' - b'')\, T_н^2,$$

причем, как указано выше, величина E от температуры не зависит.

Ввиду незначительной величины разностей $(a' - a'')$ и $(b' - b'')$ теплотворная способность W горючей смеси мало изменяется с изменением ее температуры

$$W = \sim (I_0' - I_0'') = E,$$

т. е. «свободная» энергия весьма мало отличается от изменения внутримолекулярной энергии. Она равнялась бы ему, если бы теплоемкость газовой смеси не изменялась.

Преобразование свободной энергии в механическую работу может совершаться как после горения, так и в период его. Первый случай имеет место в двигателях, работающих по циклу Отто, где горение в форме взрыва происходит при постоянном объеме. Второй случай относится к двигателям, работающим по циклу Дизеля, где свободная энергия частично превращается в работу в период медленного горения при постоянном давлении p.

Если при этом удельные объемы смеси в начале и конце горения суть $v_н'$ и $v_к''$, то энергия I'' продуктов горения меньше энергии горючей смеси I' на величину, эквивалентную внешней работе, т. е.

$$I' = I'' + Ap\,(v_к'' - v_н'). \tag{12}$$

Причем в тепловых единицах работа расширения менее теплотворной способности горючей смеси при начальной температуре горения

$$Ap\,(v_к'' - v_н') < W.$$

Вводя в выражение (12) температуры, получим

$$I_0' + a'T_н + \frac{1}{2}\,b'T_н^2 = I_0'' + a''T_к + \frac{1}{2}\,b''T_к^2 + A\,(R''T_к - R'T_н),$$

где R' и R'' — суть газовые постоянные уравнения состояния горючей смеси и продуктов горения.

Если составные части горючей смеси имеют веса G_i и газовые постоянные R_i', а продукты горения имеют компоненты с весами $G_к$ и константами $R_к''$, то по известным формулам

$$\left.\begin{aligned} R' &= \frac{\sum G_i R_i'}{\sum G_i}, \\ R'' &= \frac{\sum G_к R_к}{\sum G_к}, \end{aligned}\right\} \tag{13}$$

причем

$$\sum G_i = \sum G_к.$$

Так как горение обычно сопровождается возрастанием плотности газовой смеси, т. е. удельный вес продуктов горения, при одном и том же давлении и одинаковой температуре, более удельного веса горючей смеси, то

$$R'' < R'$$

Полагая

$$\left.\begin{aligned} a' + AR' &= \alpha', \\ a'' + AR'' &= \alpha'', \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

получаем на основании формулы (12) уравнение изобарического (т. е. при постоянном давлении) горения

$$I_0' + \alpha' T_н + \frac{1}{2} b' T_н^2 = I_0'' + \alpha'' T_к + \frac{1}{2} b'' T_к^2, \qquad (12')$$

сходное по виду с уравнением горения (9) при постоянном объеме.

Вследствие частичного использования свободной энергии в форме внешней работы, разогрев смеси при изобарическом горении ниже, чем при постоянном объеме.

Если в период горения свободная энергия полностью преобразуется во внешнюю работу, то

$$A \int_{v_н}^{v_к} p dv = W, \qquad (15)$$

т. е.

$$I'' = I' - W,$$

где W — теплотворная способность горючей смеси при температуре $T_н$.

Уравнение горения в этом случае будет

$$T = \text{const},$$

так как горение происходит без разогрева смеси, т. е. является изотермическим.

Приращение энтропии при горении. Приращение энтропии при горении может быть получено, исходя из выражений энтропии для горючей смеси при $T_н$ и $p_н$ и для продуктов горения при $T_к$ и $p_к$, в форме зависимостей $S = f(T, p)$ при произвольно принятых значениях T_0 и p_0, обращающих функцию S в нуль.

Для горючей смеси при принятых обозначениях

$$S' = \alpha' \lg \frac{T_н}{T_0} + b' (T_н - T_0) - AR' \lg \frac{p_н}{p_0}, \qquad (16)$$

для продуктов горения

$$S'' = \alpha'' \lg \frac{T_к}{T_0} + b'' (T_к - T_0) - AR'' \lg \frac{p_к}{p_0} \qquad (16')$$

Приращение энтропии при горении

$$\Delta S = S'' - S'$$

Конечная температура горения и степень предварительного расширения. Для цикла Отто, в котором горение совершается при постоянном объеме, конечная температура горения $T_к$, при данной начальной температуре $T_н$, находится из уравнения горения (9). Имея в виду выражение (11), получаем

$$T_к = -\frac{a''}{b''} + \sqrt{\left(\frac{a''}{b''}\right)^2 + \frac{2}{b''}\left(E + a' T_н + \frac{1}{2} b' T_н^2\right)}. \qquad (17)$$

Для цикла Дизеля при изобарическом горении из уравнения горения (12′)

$$T_к = -\frac{a''}{b''} + \sqrt{\left(\frac{a''}{b''}\right)^2 + \frac{2}{b''}\left(E + a' T_н + \frac{1}{2} b' T_н^2\right)}. \qquad (18)$$

При изотермическом горении было бы

$$T_к = T_н.$$

В случае изобарического горения лишь часть свободной энергии преобразуется в работу, остальная же часть ее идет на разогрев смеси. При таких условиях достигается полное сгорание смеси, причем изменение удельного объема ее характеризуется отношением

$$\rho = \frac{v_к''}{v_н'} = \frac{R''}{R'} \frac{T_к}{T_н} > 1, \qquad (19)$$

которое носит название предварительного расширения.

При изотермическом горении разогрев смеси не должен иметь места, причем продукты горения в конце процесса должны занимать заранее фиксированный объем, равный объему всасываемого воздуха. При таких условиях может оказаться, что сгорание смеси будет неполным, и для суждения о полноте сгорания в данном случае необходим соответственный критерий. Таким критерием является коэффициент сгорания x, представляющий отношение веса сгоревшей части смеси к полному ее весу.

Так как состав смеси при горении непрерывно меняется, то коэффициент x является величиной переменной с предельными значениями $x = 0$ и $x = 1$: первое из них относится к началу горения, второе — к концу, т. е. к моменту полного сгорания смеси.

Каждому значению коэффициента x в процессе горения отвечают переменные величины внутренней энергии I_x, давления p_x, удельного объема v_x и газовой постоянной R_x. Последняя изменяется от R' до R'', причем $R'' < R'$ и разность

$$R = R' - R''$$

положительна. В функции коэффициента x переменная R_x может быть выражена линейным образом

$$R_x = R' - x(R' - R'')$$

или

$$R_x = R' - xR, \qquad (20)$$

что отвечает существу процесса, так как в начале горения при $x = 0$ будет $R_x = R'$, в конце же горения при $x = 1$ будет $R_x = R''$ Переменному составу смеси при изотермическом горении соответствует, таким образом, уравнение состояния

$$p_x v_x = (R' - xR)\, T_н, \qquad (21)$$

где $T_н$ — величина постоянная.

Бесконечно малому приращению dx коэффициента сгорания отвечает бесконечно малое изменение внутренней энергии dI_x обусловленное выделением элемента свободной энергии dW, которая полностью превращается в работу.

Так как значению $x = 1$ соответствует теплотворная способность W, то

$$dW = Wdx$$

и уравнение изотермического горения может быть представлено в следующей дифференциальной форме

$$dI_x = Wdx = Ap_x dv_x. \tag{22}$$

Пользуясь уравнениями (22) и (21), можно найти выражение отношения переменного удельного объема v_x при изотермическом горении к начальному объему $v_н$, т. е. величины

$$\rho_x = \frac{v_x}{v_н}$$

в функции коэффициента сгорания x.

Вводя в формулу (22) выражение p_x из формулы (21), получаем

$$\frac{dv_x}{v_x} = \frac{W}{AT_н} \frac{dx}{R' - xR},$$

откуда интегрированием находим

$$\lg v_x = \frac{W}{ART_н} \lg (R' - xR) + C.$$

Постоянная интегрирования C исключается введением начальных условий: в начале горения $x = 0$ и $v_x = v_н$, т. е.

$$\lg v_н = -\frac{W}{ART_н} \lg R' + C$$

и, следовательно,

$$\lg \frac{v_x}{v_н} = \frac{W}{ART_н} \lg \frac{R'}{R' - xR}$$

Вводя обозначение

$$\frac{W}{ART_н} = m, \tag{23}$$

окончательно находим

$$\rho_x = \frac{v_x}{v_н} = \left(\frac{R'}{R' - xR}\right)^m \tag{24}$$

Из формулы (24) непосредственно получается выражение коэффициента сгорания x в функции отношения объемов ρ_x

$$x = \frac{R'}{R}\left(1 - \frac{1}{\rho_x^{\frac{1}{m}}}\right), \tag{24'}$$

которое служит критерием полноты сгорания при изотермическом горении.

Температуры конца сжатия и конца расширения газовой смеси При данной начальной температуре T_1 конечная температура сжатия горючей смеси T_2 определяется из выражения.

$$T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1} = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \tag{25}$$

где $\varepsilon = \frac{v_1'}{v_2'}$ — степень сжатия;

p_1 и p_2 — начальное и конечное давления;

k — средний показатель адиабаты в интервале температур T_1 и T_2. Величина его может быть найдена с помощью соотношения

$$\frac{AR'}{k-1} = C_v^{-1}, \tag{26}$$

где C_v^{-1} — средняя теплоемкость горючей смеси в период сжатия

$$C_v' = a' + b' \frac{T_1 + T_2}{2}.$$

Таким образом, из выражения (26) получаем уравнение для определения k

$$AR' = \left[a' + \frac{1}{2} b' T_1 \left(1 + \frac{T_2}{T_1}\right)\right](k-1),$$

а на основании (25)

$$AR' = \left[a' + \frac{1}{2} b' T_1 (1 + \varepsilon^{k-1})\right](k-1) \tag{26'}$$

или

$$AR' = \left\{a' + \frac{1}{2} b' T_1 \left[1 + \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]\right\}(k-1). \tag{26''}$$

Конечная температура расширения продуктов горения

$$T_4 = \frac{T_3}{\delta^{k-1}}, \tag{27}$$

причем T_3 — температура начала расширения, а

$$\delta = \frac{v_4''}{v_3''}$$

Последнее отношение может быть представлено в следующей форме

$$\frac{v_4''}{v_3''} = \frac{v_4''}{v_1'} \frac{v_1'}{v_2'} \frac{v_2'}{v_3''},$$

но, согласно предыдущему, отношение $\frac{v_1'}{v_2'} = \varepsilon$ есть степень сжатия, отношения же $\frac{v_4''}{v_1'}$ и $\frac{v_2'}{v_3''}$ для цикла Отто равны единице, т. е. для этого цикла

$$\delta = \varepsilon.$$

Для цикла Дизеля отношение $\frac{v_2'}{v_3''} = \frac{1}{\rho}$ представляет величину, обратную степени предварительного расширения и, следовательно,

$$\delta = \frac{\varepsilon}{\rho} \frac{v_4''}{v_1'}. \tag{28}$$

Формула (28) может рассматриваться как общая для обоих циклов, так как для цикла Отто при $\rho = 1$ и $\frac{v_4''}{v_1'} = 1$ она дает

$$\delta = \varepsilon.$$

Для цикла Дизеля $\rho > 1$ и при жидком горючем, как показано ниже, $\frac{v_4''}{v_1'} \approx 1$, при газовом же горючем $\frac{v_4''}{v_4'} < 1$.

Величина δ, в отличие от ρ, носит название степени последующего расширения.

Средний показатель адиабаты расширения продуктов горения в интервале температур T_3 и T_4, аналогично сжатию, находится из соотношения

$$\frac{AR''}{k-1} = \overline{C}_v'', \tag{29}$$

где

$$\overline{C}_v'' = a'' + \frac{1}{2} b'' T_3 \left(1 + \frac{T_4}{T_3}\right),$$

откуда находится уравнение для определения показателя k

$$AR'' = \left[a'' + \frac{1}{2} b'' T_3 \left(1 + \frac{1}{\delta^{k-1}}\right)\right](k-1). \tag{29'}$$

Полезная работа и к. п. д. процесса. Полезная работа цикла

$$AL = W - Q_2, \tag{30}$$

где W — теплотворная способность горючей смеси при начальной температуре T_1;

$$Q_2 = \overline{C}_v'' (T_4 - T_1), \tag{31}$$

где $\overline{C}_v''$ — средняя теплоемкость продуктов горения в интервале температур T_4 и T_1.

Левая часть уравнения (30) может быть также вычислена независимо от правой по тепловому эквиваленту механической работы, причем, конечно, численно должна быть равна правой части.

На самостоятельном рассмотрении левой части и основана упомянутая выше теория Гриневецкого — Мазинга.

В тепловых единицах полезная механическая работа процесса, отнесенная к 1 *кг*,

$$AL = AL_{\text{гор}} + AL_{\text{расш}} - AL_{\text{сж}}, \tag{32}$$

где $AL_{\text{гор}}$ — работа, произведенная в период горения;
$AL_{\text{расш}}$ — работа, произведенная при расширении продуктов горения;
$AL_{\text{сж}}$ — работа, затраченная на сжатие горючей смеси.

На основании предыдущих рассмотрений

при цикле Отто

$$AL_{\text{гор}} = 0,$$

при цикле Дизеля

$$AL_{\text{гор}} = Ap_2(v_3'' - v_2') < W,$$

при изотермическом процессе

$$AL_{\text{гор}} = W,$$

при неполном сгорании

$$AL_{\text{гор}} = xW.$$

(33)

Далее

$$\left.\begin{aligned} AL_{\text{сж}} &= \overline{C}_v'(T_2 - T_1), \\ AL_{\text{расш}} &= \overline{C}_v''(T_3 - T_4). \end{aligned}\right\} \quad (34)$$

Термический к. п. д. процесса

$$\eta = \frac{AL}{W} = 1 - \frac{Q_2}{W}. \quad (35)$$

При изотермическом процессе, в случае неполного сгорания смеси на протяжении рабочего такта, к. п. д.

$$\eta = x - \frac{AL_{\text{сж}}}{W}. \quad (36)$$

5. Численные примеры определения к. п. д.

В последующих примерах дается метод определения термического к. п. д. двигателей внутреннего сгорания, исходя из теплотворной способности горючей смеси и степени использования свободной энергии в незамкнутом процессе работы.

Этот метод, как выяснено выше, принципиально отличен от упрощенной схемы. Вместе с тем он идет по другому пути, нежели вполне безупречная классическая теория В. И. Гриневецкого.

Все расчеты произведены по приведенным выше формулам и приложены к циклам Отто и Дизеля. Кроме того, рассмотрен цикл с изотермическим горением, практически не осуществленный в силу технических трудностей, но и теоретически совершенно ложный и экономически весьма невыгодный, вопреки первоначальным стремлениям Дизеля.

Для цикла Дизеля предположено газообразное, а не жидкое горючее, с целью установления невыгодности такого цикла при газообразном горючем и конкретного объяснения применения принципа Дизеля лишь к жидкому горючему, что обычно остается совсем без объяснения или утверждается голословно.

При рассмотрении этих процессов выяснено влияние на к. п. д. приращения энтропии горения. Для цикла Отто показано влияние степени сжатия, для чего расчет проведен в двух вариантах. Во всех расчетах принят один и тот же состав горючей смеси — силовой газ с избытком воздуха $\alpha = 1{,}5$.

Состав горючей смеси и продуктов горения. В качестве основной составной части горючей смеси примем силовой газ, 1 $м^3$ которого при 0° и атмосферном давлении 760 *мм* содержит:

$$H_2 - 0{,}18\ м^3,$$

$$CO - 0{,}24\ м^3,$$
$$CO_2 - 0{,}06\ „$$
$$N_2 - 0{,}52\ „$$

Для сжигания этого газа требуется 1 $м^3$ воздуха с содержанием 0,21 $м^3$ кислорода и 0,79 $м^3$ азота. При избытке же воздуха 1,5 состав горючей смеси при 0° и атмосферном давлении будет содержать 1 $м^3$ силового газа и 1,5 $м^3$ воздуха, что составит всего 2,5 $м^3$.

Объемный состав горючей смеси и продуктов горения при 0° и атмосферном давлении приведен в таблице, где указаны также газовые постоянные R, постоянные a и b теплоемкостей C_v и веса соответственных компонентов G.

Таблица

Горючая смесь						Продукты горения					
Компонента	v, $м^3$	R	a	$b \cdot 10^6$	G, $кг$	Компонента	v, $м^3$	R	a	$b \cdot 10^6$	G, $кг$
H_2	0,18	422,6	2,285	550	0,016	H_2O	0,18	47,11	0,212	364	0,147
CO	0,24	30,29	0,163	39	0,299	CO_2	0,30	19,28	0,154	86	0,585
CO_2	0,06	19,28	0,154	86	0,117						
N_2	1,705	30,22	0,163	39	2,125	N_2	1,705	30,22	0,163	39	2,125
O_2	0,315	26,5	0,143	34	0,450	O_2	0,105	26,5	0,143	34	0,150
	2,500				3,007		2,290				3,007

Как видно из таблицы, при горении происходит сокращение объема: из 2,5 $м^3$ горючей смеси образуется 2,29 $м^3$ продуктов горения. Вес же горючей смеси и продуктов горения один и тот же $G = 3{,}007$ $кг$. В силовом газе не содержится кислорода, азот же составляет 0,52 $м^3$ (0,643 $кг$). Таким образом, в составе горючей смеси содержится

силового газа

$$G_1 = 1{,}075\ кг,$$

воздуха

$$G_2 = 1{,}932\ кг,$$

причем

$$\frac{G_1}{G} \approx 0{,}36 \quad \text{и} \quad \frac{G_2}{G} \approx 0{,}64.$$

Согласно формуле (13), для горючей смеси находим

$$R' = \frac{0{,}016 \cdot 422{,}6 + 0{,}299 \cdot 30{,}29 + 0{,}117 \cdot 19{.}28 + 2{,}125 \cdot 30{,}22 + 0{,}45 \cdot 26{,}5}{3{,}007} = 31{,}36,$$

для продуктов горения

$$R'' = \frac{0{,}147 \cdot 47{,}11 + 0{,}585 \cdot 19{.}28 + 2{,}125 \cdot 30{,}22 + 0{,}15 \cdot 26{,}5}{3{,}007} = 28{,}73,$$

причем, вследствие сокращения объема при горении $R'' < R'$.

Попутно определим также необходимые величины

$$AR' = \frac{31{,}36}{427} = 0{,}07344;$$

$$AR'' = \frac{28{,}73}{427} = 0{,}06730.$$

Согласно формулам (7), для горючей смеси

$$a' = \frac{0{,}016 \cdot 2{,}285 + 0{,}299 \cdot 0{,}163 + 0{,}117 \cdot 0{,}154 + 2{,}125 \cdot 0{,}163 + 0{,}45 \cdot 0{,}143}{3{,}007} = 0{,}17093;$$

$$b' = \frac{(0{,}016 \cdot 550 + 0{,}299 \cdot 39 + 0{,}117 \cdot 86 + 2{,}125 \cdot 39 + 0{,}45 \cdot 34)\, 10^{-6}}{3{,}007} = 0{,}0000429$$

и продуктов горения

$$a'' = \frac{0{,}147 \cdot 0{,}212 + 0{,}585 \cdot 0{,}154 + 2{,}125 \cdot 0{,}163 + 0{,}15 \cdot 0{,}143}{3{,}007} = 0{,}16264;$$

$$b'' = \frac{(0{,}147 \cdot 364 + 0{,}585 \cdot 86 + 2{,}125 \cdot 39 + 0{,}15 \cdot 34)\, 10^{-6}}{3{,}007} = 0{,}00006378.$$

Теплоемкости при постоянном объеме, согласно формуле (6), для горючей смеси

$$C_v' = 0{,}17093 + 0{,}0000429T;$$

для продуктов горения

$$C_v'' = 0{,}16264 + 0{,}00006378T.$$

Коэффициент полезного действия цикла Отто. Чтобы показать влияние на к. п. д. степени сжатия ε, или отношения $\frac{p_2'}{p_1'}$, расчет приведен в двух вариантах: при $\frac{p_2'}{p_1'} = 10$ и $\frac{p_2'}{p_1'} = 15$.

Начальную температуру смеси примем 50°, или $T_1 = 323°$ абс.; начальное давление $p_1' = 1$ *кг/см²*. При таких условиях начальный удельный объем

$$v_1' = \frac{31{,}36 \cdot 323}{10\,000} = 1{,}013 \ м^3/кг.$$

Эти же величины p_1', T_1 и v_1' принимаются во всех последующих расчетах.

Вариант I. $\frac{p_2'}{p_1'} = 10$. Средний показатель адиабаты сжатия найдется из уравнения (26″)

$$0{,}07344 = \left[0{,}17093 + \frac{0{,}0000429}{2}\, 323\left(1 + 10^{\frac{k-1}{k}}\right)\right](k - 1),$$

которому с достаточной точностью удовлетворяет значение

$$k = 1{,}384,$$

где правая часть обращается в 0,07334.

При таком значении показателя k

$$\left(\frac{p_2'}{p_1'}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \varepsilon^{k-1} = 1{,}894436$$

и

$$\varepsilon = \frac{v_1'}{v_2'} = 5{,}279.$$

Температура конца сжатия по уравнению (25)

$$T_2 = 323 \cdot 1{,}894436 = 612^\circ \text{ абс.}$$

и

$$v_2' = \frac{1{,}013}{5{,}279} = 0{,}1919 \ м^3/кг.$$

Температура конца горения T_3 определится по формуле (17). Для этого должна быть известна разность $E = I_0' - I_0''$, для вычисления которой служит формула (10′).

Для смеси принятого состава теплотворная способность при 0° $W = 400$ *кал/кг*, поэтому согласно (10′),

$$E = 400 - (0{,}17093 - 0{,}16264)\,273 - \frac{0.0000429 - 0.0000638}{2} 273^2 =$$

$$= 400 - 0{,}00829 \cdot 273 + 0{,}0000104 \cdot 273^2 = 398{,}5 \ кал/кг$$

и по формуле (17)

$$T_3 = -\frac{0{,}16264}{0{,}0000638} +$$

$$+\sqrt{\left(\frac{0.16264}{0{,}0000638}\right)^2 + \frac{2}{0{,}0000638}\left(398{,}5 + 0{,}17093 \cdot 612 + \frac{0{,}0000429}{2} 612^2\right)} =$$

$$= 2196^\circ \text{ абс.}$$

Удельный объем при горении остается постоянным и потому

$$v_3'' = v_2' = 0{,}1919 \ м^3/кг.$$

Давление же в конце горения

$$p_3'' = \frac{28{,}73 \cdot 2196}{0{,}1919} 10^{-4} = 32{,}87 \ ama.$$

Работа в период горения не производится. Приращение энтропии при горении, согласно формулам (16) и (16′), при произвольных начальных значениях $T_0 = 273^\circ$ абс. и $p_0 = 1$ *ama*

$$\Delta S = S'' - S' = 0{,}23 \lg \frac{2196}{273} + 0{,}0000638\,(2196 - 273) -$$

$$- 0{,}0673 \lg 32{,}87 - 0{,}244 \lg \frac{612}{273} - 0{,}0000429\,(612 - 273) +$$

$$+ 0{,}07344 \lg 10 = 0{,}32462,$$

так как, в силу выражения (14),

$$\alpha'' = 0{,}16264 + 0{,}0673 = 0{,}22994 \sim 0{,}230,$$

$$\alpha' = 0{,}17093 + 0{,}07344 = 0{,}24437 \sim 0{,}244.$$

Степень расширения для продуктов горения $\delta = \varepsilon = 5{,}279$ и средний показатель адиабаты расширения определяются из уравнения (29′)

$$0{,}06730 = \left[0{,}16264 + \frac{0{,}0000638}{2} 2196 \left(1 + \frac{1}{(5{,}279)^{k-1}}\right)\right](k-1),$$

которому удовлетворяет значение

$$k = 1{,}241,$$

обращающее правую часть в 0,06736.

Температура конца расширения, согласно формуле (27),

$$T_4 = \frac{2196}{(5{,}279)^{0{,}241}} = \frac{2196}{1{,}49325} = 1470^\circ \text{ абс.}$$

Средняя теплоемкость между температурами T_4 и T_1

$$C_v'' = 0{,}16264 + \frac{0{,}0000638}{2}(1470 + 323) = 0{,}2198 \sim 0{,}22$$

и, в силу формулы (31),

$$Q_2 = 0{,}22\,(1470 - 323) = 252{,}34 \ \textit{кал/кг}.$$

Теплотворная способность горючей смеси должна быть приведена к начальной температуре $T_1 = 323^\circ$ абс. по формуле (10′)

$$Q_2 = 398{,}5 + 0{,}00829 \cdot 323 - 0{,}0000104 \cdot 323^2 = 400{,}09 \ \textit{кал/кг}$$

и полезная работа (в тепловых единицах) — по формуле (30)

$$AL = 400{,}09 - 252{,}34 = 147{,}75 \ \textit{кал/кг}.$$

Иначе она может быть определена по тепловому эквиваленту механической работы, согласно выражению (32).

Средняя теплоемкость в период сжатия по формуле (26)

$$\overline{C}_v' = \frac{0{,}07344}{0{,}384} = 0{,}191$$

и в период расширения по выражению (29)

$$\overline{C}_v'' = \frac{0{,}0673}{0{,}241} = 0{,}279.$$

Полезная работа цикла, согласно выражению (34),

$$AL = 0{,}279\,(2196 - 1470) - 0{,}191\,(612 - 323) = 202{,}55 - 55{,}20 = 147{,}35 \ \textit{кал/кг},$$

т. е. совершенно идентична полученной выше величине, что может служить контролем правильности произведенных вычислений.

Коэффициент полезного действия теплового незамкнутого цикла по выражению (35)

$$\eta = 1 - \frac{252{,}34}{400{,}09} = 0{,}369.$$

Вариант II. $\frac{p_2'}{p_1'} = 15$. Ход расчета в этом варианте тот же, что и в предыдущем, поэтому не будем воспроизводить расчетных формул, а ограничимся указанием соответственных результатов.

Показатель адиабаты сжатия в данном варианте по уравнению (26″)

$$k = 1{,}3815,$$

при котором правая часть уравнения обращается в 0,07346, что весьма близко к левой части, равной 0,07344.

При таком показателе

$$\left(\frac{p_2'}{p_1'}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \varepsilon^{k-1} = 2{,}1288,$$

$$\varepsilon = 7{,}133,$$

$$v_2' = 0{,}1420 \ м^3/кг$$

и

$$T_2 = 687{,}6^\circ \text{ абс.}$$

По формуле (17)

$$T_3 = 2245{,}8^\circ \text{ абс},$$

$$p_3'' = 45{,}44 \ ата$$

и по (16) и (16′) приращение энтропии

$$\Delta S = 0{,}30948.$$

Оно незначительно *меньше,* чем в предыдущем варианте, однако должно, как указано выше, сказаться на *повышении* термического к. п. д. Таким образом, из расчета непосредственно вытекает, что с увеличением степени сжатия возрастает термический к. п. д.

Для адиабаты расширения средний показатель по уравнению (29′)

$$k = 1{,}243,$$

причем правая часть принимает значение 0,06726, весьма близкое к значению 0,06730 левой части.

Температура конца расширения на основании формулы (27)

$$T_4 = 1393{,}3^\circ \text{ абс},$$

средняя теплоемкость в интервале между T_4 и T_1

$$\overline{C}_v'' = 0{,}2174,$$

потерянная теплота по выражению (31)

$$Q_2 = 232{,}68 \ кал/кг,$$

и полезная работа, согласно выражению (30),

$$AL = 400{,}09 - 232{,}68 = 167{,}41 \ кал/кг.$$

Другим путем AL может быть определена по работе расширения за вычетом работы сжатия, что при теплоемкостях

$$\overline{C}_v' = 0{,}192 \quad \text{и} \quad \overline{C}_v'' = 0{,}276$$

дает значение, согласно формуле (32),

$$AL = 165{,}29 \ кал/кг,$$

лишь незначительно отличающееся от вышенайденного.

Термический к. п. д. цикла по формуле (35) $\eta = 0{,}418$. Он выше, чем в варианте *I*, как и следовало ожидать по меньшему приращению энтропии.

Коэффициент полезного действия цикла Дизеля. Как указано выше, цикл Дизеля предполагается на газообразном горючем с целью выявления невыгодности последнего по сравнению с жидким горючим.

Степень сжатия для повышения к. п. д. в цикле Дизеля принимается весьма высокой: отношение конечного давления к начальному составляет

$$\frac{p_2'}{p_1'} = 35.$$

При таких условиях сжатие силового газа и воздуха должно производиться раздельно, так как иначе вместо медленного горения возможно преждевременное воспламенение смеси в форме взрыва, вследствие чего станет невозможным частичное использование свободной энергии горения в виде механической работы, и цикл Дизеля перейдет в цикл Отто.

Для самостоятельного воспламенения температура горючей смеси должна превышать 500°, что обеспечивается степенью сжатия до 35.

Раздельное сжатие воздуха и силового газа должно осуществляться аналогично схеме двигателя с жидким горючим: воздух должен сжиматься непосредственно в цилиндре, газ — в особом компрессоре, заменяющем впрыскивающий насос для жидкого горючего.

Имея в виду те же компоненты силового газа и избыток воздуха, которые приведены выше в таблице, вычислим, пользуясь данными этой таблицы, газовые постоянные и константы теплоемкостей.

Согласно формуле (13), для силового газа находим

$$R_1 = \frac{422{,}6 \cdot 0{,}016 + 30{,}29 \cdot 0{,}299 + 19{,}28 \cdot 0{,}117 + 30{,}22 \cdot 0{,}643}{1{,}075} = 35{,}21;$$

для *воздуха* постоянная R_2 *известна*

$$R_2 = 29{,}27.$$

Попутно вычисляем также

$$AR_1 = \frac{35{,}21}{427} = 0{,}08246,$$

$$AR_2 = \frac{29{,}27}{427} = 0{,}06855.$$

Далее, согласно формулам (7), для *силового газа* находим

$$a_1 = \frac{0{,}016 \cdot 2{,}285 + 0{,}299 \cdot 0{,}163 + 0{,}117 \cdot 0{,}154 + 0{,}643 \cdot 30{,}22}{1{,}075} = 0{,}19442,$$

$$b_1 = \frac{(0{,}016 \cdot 550 + 0{,}299 \cdot 39 + 0{,}117 \cdot 86 + 0{,}643 \cdot 39)\, 10^{-6}}{1{,}075} = 0{,}000052$$

и для *воздуха*

$$a_2 = \frac{0{,}45 \cdot 0{,}143 + 1{,}482 \cdot 0{,}163}{1{,}932} = 0{,}15839,$$

$$b_2 = \frac{(0{,}45 \cdot 34 + 1{,}482 \cdot 39)\, 10^{-6}}{1{,}932} = 0{,}000038.$$

Средние показатели адиабаты сжатия для силового газа и воздуха найдутся с помощью уравнения (26″). Не приводя численного выражения для этого уравнения, так как входящие в него постоянные определены выше, укажем прямо на результаты вычислений.

Для *силового газа* $k_1 = 1{,}367$, что обращает правую часть уравнения в 0,08244, тогда как левая часть $AR_1 = 0{,}08246$.

Для *воздуха* $k_2 = 1{,}379$ и правая часть равна 0,06853 при левой $AR_2 = 0{,}06855$.

Вследствие неодинаковости показателей, значения величины $35^{\frac{k-1}{k}}$ также различны, потому отличаются и температуры конца сжатия:

для газа

$$T_2' = T_1 35^{\frac{k_1-1}{k_1}} = 323 \cdot 2{,}5973 = 838{,}9^\circ \text{ абс.} = 565{,}9^\circ,$$

для воздуха

$$T_2'' = T_1 35^{\frac{k_2-1}{k_2}} = 323 \cdot 2{,}656 = 857{,}9^\circ \text{ абс.} = 584{,}9^\circ.$$

Так как полученные температуры выше 500°, то воспламенение смеси обеспечено. Хотя для достижения *медленного горения* при *постоянном давлении* $p_2' = 35$ *ата смешение* воздуха с газом должно происходить *постепенно*, однако *вычисление* температуры T_3 конца горения необходимо вести, принимая смесь *однородной до начала горения* и сгорающей при постоянном давлении.

Начальная температура T_2 такой однородной расчетной смеси определится по температурам и весам компонент

$$T_2 = \frac{G_1}{G}\frac{R_1}{R'} T_2' + \frac{G_2}{G}\frac{R_2}{R'} T_2'',$$

причем, как найдено выше,

$$\frac{G_1}{G} = 0{,}36; \quad \frac{G_2}{G} = 0{,}64; \quad R' = 31{,}36.$$

Следовательно,

$$T_2 = 0{,}36 \frac{35{,}21}{31{,}36} 838{,}9 + 0{,}64 \frac{29{,}27}{31{,}36} 857{,}9 = 851^\circ \text{ абс.}$$

Такой температуре при $p_2' = 35$ *ата* отвечает удельный объем

$$v_2' = \frac{R'T_2}{p_2'} = \frac{31{,}36 \cdot 851}{35} 10^{-4} = 0{,}07625 \ м^3/кг$$

и степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_1'}{v_2'} = 13{,}285,$$

что соответствует обычной степени сжатия двигателей Дизеля.

Температура конца горения T_3 вычисляется с помощью формулы (18), в которой α', α'', b', b'' и E имеют ранее найденные значения. В результате вычисления получается

$$T_3 = 2096° \text{ абс.}$$

Удельный объем продуктов горения

$$v_3'' = \frac{28{,}73 \cdot 2096}{35} 10^{-4} = 0{,}17205$$

и степень предварительного расширения

$$\rho = \frac{v_3''}{v_2'} = \frac{0{,}17205}{0{,}07625} = 2{,}256.$$

Приращение энтропии вычисляется по формулам (16) и (16′) по полученным значениям температур при $\frac{p_2'}{p_1'} = 35$, что дает

$$\Delta S = S'' - S' = 0{,}30447$$

Несмотря на высокую степень сжатия, приращение энтропии все же значительно по величине.

Для определения конечной температуры расширения T_4 должна быть установлена степень последующего расширения δ и найден средний показатель адиабаты между температурами T_3 и T_4.

Для нахождения δ должен быть известен удельный объем v_4'' продуктов горения в конце расширения. Он легко находится из соображения, что продукты горения в конце расширения занимают тот же объем, что и воздух в начале сжатия, имея, однако, вес больший в отношении $\frac{G}{G_2}$. Поэтому удельный вес продуктов горения v_4'', как установлено выше, менее удельного объема $v_{1\,\text{возд}}$ в отношении $\frac{G_2}{G} = 0{,}64$

$$v_4'' = \frac{G_2}{G} v_{1\text{возд}} = 0{,}64 v_{1\text{возд}}.$$

Так как

$$v_{1_{\text{возд}}} = R_2 \frac{T_1}{p_1} = 29{,}27 \cdot 323 \cdot 10^{-4} = 0{,}9454 \ м^3/кг,$$

то

$$v_4'' = 0{,}64 \cdot 0{,}9454 = 0{,}6050.$$

Таким образом, степень последующего расширения находится непосредственно по отношению

$$\delta = \frac{v_4''}{v_3''} = \frac{0{,}6050}{0{,}17205} = 3{,}51642 \sim 3{,}517.$$

Она может быть найдена также по формуле (28), в которой ε и ρ определены выше, а отношение

$$\frac{v_4''}{v_1'} = \frac{0{,}605}{1{,}013} = 0{,}597.$$

Следовательно,

$$\delta = \frac{\varepsilon}{\rho}\frac{v_4''}{v_1'} = \frac{13{,}285}{2{,}256}\,0{,}597 = 5{,}89 \cdot 0{,}597 = 3{,}51633.$$

Приняв $\delta = 3{,}517$, по уравнению (29′) находим средний показатель адиабаты между температурами T_3 и T_4

$$k = 1{,}2415,$$

при котором правая часть равна 0,06733 при левой $AR'' = 0{,}06730$, и

$$\delta^{k-1} = 1{,}355,$$

откуда по формуле (27) температура конца расширения

$$T_4 = \frac{2096}{1{,}355} = 1547^\circ \text{ абс.}$$

Средняя теплоемкость в интервале между T_4 и T_1 $\overline{C}_v'' = 0{,}2223$ потерянная теплота

$$Q_2 = 0{,}2223\,(1547 - 323) = 272{,}09 \ \textit{кал/кг}$$

и полезная работа

$$AL = 400{,}09 - 272{,}09 = 128{,}0 \ \textit{кал/кг}.$$

Определим также эту работу по формуле (32), т. е. в виде теплового эквивалента механической работы.

Тогда, согласно формуле (33),

$$AL_{\text{гор}} = Ap_2\,(v_3'' - v_2')\,AR''T_3 - ART_2 =$$
$$= 0{,}0673 \cdot 2096 - 0{,}07344 \cdot 851 = 78{,}56 \ \textit{кал/кг}.$$

Средняя теплоемкость продуктов горения в интервале между T_3 и T

$$\overline{C}_v'' = \frac{AR''}{k-1} = 0{,}279$$

и работа расширения

$$AL_{\text{расш}} = 0{,}279\,(2096 - 1547) = 153{,}17 \ \textit{кал/кг}.$$

Работа же раздельного сжатия газа и воздуха должна быть суммирована и отнесена к 1 *кг* смеси.

Средние теплоемкости силового газа и воздуха при сжатии, соответственно,

$$(\overline{C}_v)_1 = \frac{AR_1}{k_1 - 1} = 0{,}2247,$$

$$(\overline{C}_v)_2 = \frac{AR_2}{k_2 - 1} = 0{,}1809$$

и, так как в 1 *кг* смеси процентное содержание газа по весу составляет 36%, а воздуха 64%, то удельная работа сжатия

$$AL_{сж} = 0{,}36 \cdot 0{,}2247\,(838{,}9 - 323) + 0{,}64 \cdot 0{,}1809\,(857{,}9 - 323) =$$
$$= 41{,}73 + 61{,}93 = 103{,}66 \ кал/кг$$

и полезная работа

$$AL = 78{,}56 = 153{,}17 - 103{,}66 = 128{,}07 \ кал/кг,$$

т. е. полностью совпадает с найденным выше значением.

Термический к. п. д. цикла по формуле (35)

$$\eta = 0{,}320,$$

т. е. ниже, как видно из предыдущего, чем при цикле Отто даже при малой степени сжатия $\varepsilon = 5{,}279$.

Этим объясняется тот факт, что при *газообразном горючем* применение имеет *лишь цикл Отто.*

Нетрудно ориентировочно показать, что при *жидком горючем* (нефти) к. п. д. цикла Дизеля *значительно возрастает.*

В формуле (28) в знаменателе дроби $\frac{v_1''}{v_1'}$ удельный объем $v_1' = \sim v_{1_{возд}}$, а так как при избытке воздуха 1,5 в 1 *кг* смеси содержится 0,96 *кг* воздуха и 0,04 *кг* нефти, то отношение

$$\frac{v_1''}{v_1'} \approx 0{,}96.$$

Если не принять во внимание изменение отношения $\frac{\varepsilon}{\rho}$, то при жидком горючем степень последующего расширения будет

$$\delta = 5{,}89 \cdot 0{,}96 = 5{,}654.$$

Полагая ориентировочно средний показатель адиабаты расширения $k = 1{,}24$, находим $\delta^{k-1} = 1{,}516$ и $T_4 = 1383°$ абс.

При средней теплоемкости в интервале между T_4 и T_1, равной $\overline{C}_v'' = 0{,}22$, потерянная теплота $Q_2 = 233$ *кал* и к. п. д. процесса, при несколько большей теплотворной способности смеси $W = 435$ *кал/кг*, получает значение

$$\eta = 1 - \frac{233}{435} = 0{,}464.$$

Термический к. п. д. при изотермическом горении. Хотя подобный процесс имеет лишь теоретическое значение, так как его осуществление встречает весьма большие технические трудности, тем не менее рассмотрение его является важным в принципиальном отношении, ибо не неудачи технического характера приводят к отрицанию его высокой термической экономичности, а ложность самого принципа.

Для сравнения к. п. д. в случае горения при $p = \text{const}$ и $T = \text{cons}$ будем иметь в виду ту же горючую смесь, что и при цикле Дизеля, с раз дельным сжатием газа и воздуха до $p_2' = 35$ *ата* при температур $T_2 = 851°$ абс. и $v_2' = 0{,}07625$.

При сжигании смеси на всем рабочем ходу с превращением свобод ной энергии в работу, очевидно,

$$\rho = \frac{v_4''}{v_2'} = \frac{0{,}6050}{0{,}07625} = 7{,}934.$$

Однако необходимо проверить, будет ли при этом сгорание полным т. е. найти численное значение степени сгорания x, по формуле (24′)

$$x = \frac{R'}{R}\left(1 - \frac{1}{\rho^{\frac{1}{m}}}\right) = \frac{31{,}36}{2{,}63}\left[1 - \frac{1}{(7{,}934)^{\frac{1}{m}}}\right],$$

где

$$R = R' - R'' = 31{,}36 - 28{,}73 = 2{,}63.$$

Для показателя же $\frac{1}{m}$ значение m находится по формуле (23) и выражается посредством теплотворной способности W смеси при темпе ратуре $T_2 = 851°$ [по формуле (10′)]

$$W = 398{,}5 + 0{,}00829 \cdot 851 - 0{,}0000104 \cdot 851^2 = 398{,}0 \ \textit{кал/кг}.$$

Показатель

$$m = \frac{W}{ART_2} = \frac{427 \cdot 398}{2{,}63 \cdot 851} = 76.$$

Затем находится степень сгорания

$$x = 11{,}924\left(1 - \frac{1}{1{,}0276}\right) = 0{,}32194.$$

Так как $x < 1$, сгорание на протяжении рабочего хода неполное, смесь выхлопывается с содержанием 68% несгоревших компонентов.

Превращаемая в работу теплота изотермического горения

$$AL_{\text{гор}} = xW = 0{,}32194 \cdot 398 = 128{,}13 \ \textit{кал/кг},$$

полезная работа

$$AL = AL_{\text{гор}} - AL_{\text{сж}} = 128{,}13 - 103{,}66 = 24{,}47 \ \textit{кал/кг}$$

и к. п. д.

$$\eta = \frac{24 \cdot 47}{400{,}09} = 0{,}0611,$$

что и подтверждает совершенную ложность принципа изотермическог горения.

Так же обстоит дело и при жидком горючем. В этом случае

$$\rho = \frac{v_4''}{v_2'} = \frac{0{,}96\, v_{1_{\text{возд}}}}{v_{2_{\text{возд}}}} = 0{,}96\epsilon_{\text{возд}},$$

причем степень сжатия

$$\varepsilon_{\text{возд}} = 2{,}656\,\frac{1}{1{,}379} = 13{,}16$$

и

$$\rho = 0{,}96 \cdot 13{,}16 = 12{,}63.$$

Полагая величину отношения $\frac{R'}{R}$ такой же, как было найдено выше, теплотворную способность W при температуре $T_2 = T_2'' = 857{,}9°$ абс, равной 430 *кал/кг* (для горючей смеси), и $R = 2{,}63$, находим показатель

$$m = \frac{427 \cdot 430}{2{,}63 \cdot 857{,}9} = \sim 82$$

и степень сгорания в конце рабочего хода

$$x = 11{,}924\left(1 - \frac{1}{(12{,}63)^{\frac{1}{82}}}\right) = 0{,}35772 \sim 0{,}36.$$

Далее

$$AL_{\text{гор}} = 0{,}36 \cdot 430 = 154{,}8 \ \textit{кал/кг},$$

$$AL = 154{,}8 - 103{,}66 = 51{,}14 \ \textit{кал/кг}$$

и к. п. д.

$$\eta = \frac{51{,}14}{435} = 0{,}117,$$

что представляет величину, хотя и значительно большую, чем при газовом горючем, однако все же весьма низкую.

Закончившееся неудачей стремление Дизеля к изотермическому сжиганию горючей смеси по существу исходило из формального переноса свойств чисто физических циклов на циклы, связанные с химическими превращениями, в чем и была его основная ошибка.

В заключение необходимо подчеркнуть, что неприемлемость принципа изотермического горения вытекает из невозможности полного сгорания смеси на протяжении рабочего хода и необходимости выхлопа недогоревших на 65% газов, а не из высокой температуры конца расширения, вследствие малости η при наличии полного сгорания, как это объясняется некоторыми авторами [7].

Заключение

Целью данного исследования является новое освещение вопроса о тепловом полезном действии двигателей внутреннего сгорания, в противовес двум общепринятым трактовкам этого вопроса, которые, однако, не выражают существа процесса работы этих двигателей.

Первая из указанных трактовок представляет работу двигателя внутреннего сгорания как замкнутый цикл неизменяемого газа с внешним подводом тепла. Такое представление не соответствует действительности, но тем не менее приводится почти во всех учебниках по двигателям внутреннего сгорания, ввиду чрезвычайного упрощения рассуждений.

Другая трактовка, менее распространенная, хотя и не страдает искажением сущности процесса, однако обходит вопрос о полезном расходе тепловой энергии, заменяя его тепловым эквивалентом полезной механической работы.

В противовес приведенным трактовкам, данное исследование исходит из представления работы двигателя внутреннего сгорания как незамкнутого физико-химического процесса превращения свободной внутренней энергии горючей смеси. Такое рассмотрение проведено как для взрывных двигателей, так и для двигателей медленного горения, причем для тех и других дан способ непосредственного вычисления термического к. п. д. и показано влияние уменьшения энтропии на возрастание к. п. д.

В данном исследовании показано также весьма неблагоприятное влияние на к. п. д. принципа изотермического горения, что не противоречит, однако, принципу Карно, так как последний относится только к чисто физическим замкнутым процессам.

Непонимание этого обстоятельства побудило Дизеля, вместо примененного им изобарического процесса, стремиться к реализации изотермического горения, что являлось принципиальной ошибкой.

Наконец, в настоящем исследовании показана меньшая выгодность применения изобарического процесса к *газовым* двигателям, по сравнению с двигателями на жидком топливе (нефти) и, таким образом, дано объяснение тому факту, что в *газовых* двигателях (поршневых) на практике применяется исключительно взрывной принцип.

Использованная литература

1. Брилинг Н. Р. Двигатели внутреннего сгорания. ОНТИ, 1935.
2. Гриневецкий В. И. Приложение к русскому переводу книги Гюльднера, 1907.
3. Карпов В. П. Двигатели внутреннего сгорания. ОНТИ, 1933.
4. Мазинг Е. К. Тепловой процесс двигателей внутреннего сгорания. ОНТИ 1937.
5. Померанский А. Н. Основы теплотехники. Гослестехиздат, 1933.
6. Ястржембский А. С. Двигатели внутреннего сгорания. Трансжелдориздат, 1934.
7. Lorenz H. Lehrbuch der Technischen Physik, 1904, B. II, S. 433.
8. Stodola Z. D. VDI, 1898, S. 1045.
9. Schüle W. Technische Wärmemechanik, 1909.