

М.М. Масленников

**Общий курс авиационных
двигателей легкого топлива**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 656
ББК 39.1
М11

М11 **М.М. Масленников**
Общий курс авиационных двигателей легкого топлива / М.М. Масленников –
М.: Книга по Требованию, 2015. – 590 с.

ISBN 978-5-458-38297-7

ISBN 978-5-458-38297-7

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2015

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2015

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.



Серия Книжный Ренессанс

www.samizday.ru/reprint

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий курс авиационных двигателей в основной части представляет собой переработанный материал лекций по авиационным двигателям, читаемый мной в настоящее время в Дирижаблестроительном институте, а ранее читавшийся в Московском авиационном институте на Самолетостроительном и Дирижаблестроительном факультетах. Таким образом предлагаемый курс предназначен для студентов авиационных вузов, не специализирующихся по авиационным двигателям, и знакомит их со всем спектром вопросов, связанных как с работой, так и с конструкцией двигателя. Вследствие этого, курс имеет в значительной степени энциклопедичный характер, что сильно затрудняет его изложение, особенно при ограниченности времени, которым располагают студенты для изучения курса.

При изложении курса было обращено большое внимание на объяснение физической сущности рассматриваемых явлений, так как без ясного понимания происходящих процессов нельзя иметь полного представления о работе двигателя. Фактический и расчетный материал приведен лишь в объеме, минимально необходимом для решения основных практических задач и для выполнения курсового проекта авиационного двигателя.

Из-за недостатка места некоторые специальные вопросы (расчет центробежного нагнетателя, расчет коленчатого вала на крутильные колебания, двухтактные двигатели и пр.) в курсе не рассмотрены. В курсе не освещены и вопросы, связанные с испытанием авиационных двигателей, так как они обычно рассматриваются при прохождении студентами лаборатории.

В курс не включены разделы, посвященные двигателям тяжелого топлива и моторным установкам. Двигатели тяжелого топлива представляют собой совершенно особую область авиационного моторостроения; вследствие этого рассмотрение подобных двигателей в данной работе привело бы к значительному увеличению ее объема, что при наличии других источников мало целе-

сообразно. То же самое относится к моторным установкам, тем более, что последние в некоторых втузах являются темой отдельного курса.

Настоящий курс должен дать студентам только основные знания из области двигателей легкого топлива. Для дальнейшего, более детального изучения отдельных вопросов, следует обращаться к специальной литературе.

К работе по составлению настоящего курса мною был привлечен преподаватель ДУК инж. К. А. Рудзкий, который совместно со мной разработал главы XVII; XVIII; XIX; XXI; XXII; XXIV курса и выполнил примеры.

Составление такого большого по объему и сложного по содержанию курса связано с рядом трудностей, тем более, что подробного курса на сегодняшний день не имеется. Поэтому приношу заранее благодарность всем товарищам, которые найдут возможным сообщить мне свои критические замечания по книге. Все замечания и отзывы прошу направлять по адресу: Москва, Тушино, Авиагород, Дирижаблестроительный учебный комбинат им. Циолковского, начальнику кафедры авиационных двигателей.

Выражаю благодарность доц. А. А. Добрынину за ряд ценных замечаний, сделанных им в процессе рецензирования настоящей работы.

М. Масленников

ГЛАВА I

ИДЕАЛЬНЫЙ ЦИКЛ

§ 1. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Двигатели внутреннего сгорания служат для преобразования тепла в механическую работу. Это преобразование осуществляется при помощи рабочих тел—газов, претерпевающих в цилиндре двигателя ряд изменений своего состояния. Совокупность этих изменений называется действительным циклом двигателя.

Отдельные процессы, образующие действительный цикл двигателя, в некоторых случаях значительно отличаются от соответствующих им простых термодинамических процессов. Однако для выяснения принципиальных особенностей действительного цикла целесообразно схематизировать действительные процессы в цилиндре двигателя, заменяя их более простыми, отражающими наиболее близко принципиальную сущность этих процессов. Получаемый при этом цикл, состоящий из простых термодинамических процессов, называется идеальным циклом.

Идеальный цикл позволяет судить о максимальной экономичности действительного цикла при идеальных условиях его протекания.

При этом идеальный цикл может рассматриваться либо с учетом физико-химических свойств применяемого рабочего тела полностью, либо же с упрощением этих свойств в целях получения более ясных принципиальных результатов.

Основными физико-химическими свойствами газов, влияющими на протекание идеального цикла, можно считать следующие:

- а) объемную, или молярную теплоемкость;
- б) изменение теплоемкости с температурой;
- в) диссоциацию, т. е. распадение молекул газа по мере возрастания его температуры;
- г) точность следования основным экспериментальным законам термодинамики, т. е. степень приближения к свойствам идеальных термодинамических газов.

При анализе протекания идеального цикла возможно использование одного из следующих трех вариантов:

- а) рассмотрение цикла при постоянной теплоемкости;
- б) рассмотрение цикла при переменной теплоемкости;
- в) рассмотрение цикла при переменной теплоемкости и диссоциации,

Максимально возможное упрощение протекания идеального цикла получается в том случае, когда учитывают лишь объемную теплоемкость рассматриваемых газов. При этом наиболее часто за рабочее тело идеального цикла принимают воздух с постоянной теплоемкостью. Этот цикл, называемый идеальным воздушным циклом, представляет собой наиболее простой случай рассмотрения идеального цикла авиационного двигателя.

При учете изменения теплоемкости газов с температурой характер протекания идеального цикла становится значительно более сложным. Подобный цикл называется идеальным циклом при переменной теплоемкости. Он приближается к действительному циклу двигателя в значительно большей степени, чем идеальный воздушный цикл.

Для еще большего приближения идеального цикла к действительному необходимо, кроме того, учитывать диссоциацию газа, происходящую при высокой температуре. Получаемый при этом идеальный цикл при переменной теплоемкости и диссоциации рабочего тела максимально приближается к действительному рабочему процессу, поскольку последнее свойство газов (степень приближения к идеальным газам) никогда не учитывается вследствие малого его значения и отсутствия достаточных опытных данных.

Таким образом различие между идеальным и действительным циклами может обуславливаться не только неодинаковым протеканием отдельных процессов, но и разницей в поведении рабочего тела. Можно считать, что идеальный цикл при переменной теплоемкости и диссоциации показывает предельные условия протекания действительного цикла при отсутствии всяких потерь, связанных с практическим осуществлением термодинамических процессов.

Тепловой процесс авиационного карбюраторного двигателя основан на идеальном цикле Отто, который может быть рассмотрен, как уже указывалось выше, в трех вариантах, обусловленных свойствами рабочего тела, участвующего в процессах, образующих цикл.

§ 2. ИДЕАЛЬНЫЙ ЦИКЛ ПРИ ПОСТОЯННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ

1. Протекание цикла и его коэффициента полезного действия. Как известно из термодинамики, идеальный цикл Отто (фиг. 1) состоит из четырех процессов:

- а) адиабаты сжатия ($a-c$);
- б) изоплеры с сообщением тепла ($c-z$);
- в) адиабаты расширения ($z-e$);
- г) изоплеры с отводом тепла ($e-a$).

Таким образом в этом цикле теплообмен с внешней средой происходит при постоянном объеме, а изменение объема, связанное с работой, происходит при полном отсутствии теплообмена с внешней средой.

При постоянной теплоемкости рабочего тела рассмотрение этого цикла может быть сделано чрезвычайно просто с помощью основных уравнений термодинамики.

Основной характеристикой любого цикла является степень совершенства преобразования сообщаемого за цикл тепла в механическую работу, т. е. так называемая тепловая экономичность цикла. Эта экономичность оценивается при помощи термического к. п. д. Термический к. п. д. показывает, какая доля сообщенного за идеальный цикл тепла превращается в механическую работу.

Таким образом термический к. п. д. может быть выражен следующим уравнением:

$$\eta_t = \frac{AL_t}{Q_1}, \quad (1)$$

где η_t — термический к. п. д.;

L_t — механическая работа, полученная за цикл и равная площади цикла;

Q_1 — сообщенное за цикл тепло;

A — термический эквивалент работы $\left(\frac{1}{427} \text{ Кал/кг} \cdot \text{м}\right)$.

Так как расширение и сжатие происходят адиабатически, то работа за цикл, выраженная в калориях, будет равна разности сообщенного и отнятого при постоянных объемах тепла, т. е.

$$AL_t = Q_1 - Q_2, \quad (2)$$

где Q_2 — тепло, отданное за цикл.

Подставляя в уравнение (1) значение AL_t из уравнения (2), получаем:

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (3)$$

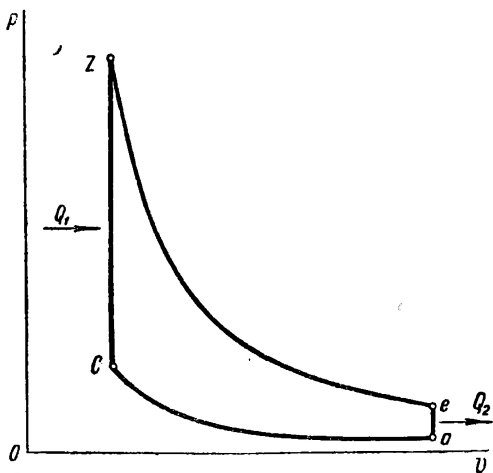
Последнее уравнение представляет собой наиболее общее выражение термического к. п. д. Его можно преобразовать, выражая сообщенное и отведенное тепло через температуры рассматриваемого цикла. Так как в данном случае теплообмен с внешней средой происходит при постоянном объеме, то имеем:

$$Q_1 = c_v (T_z - T_c)$$

и

$$Q_2 = c_v (T_e - T_d),$$

где c_v — теплоемкость рабочего тела, принимаемая постоянной.



Фиг. 1. Идеальный цикл Отто.

Таким образом термический к. п. д. выражается в зависимости от температуры цикла следующим уравнением:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_e - T_a)}{c_v(T_z - T_c)} = 1 - \frac{T_e - T_a}{T_z - T_c}. \quad (4)$$

Это уравнение не дает возможности исследовать зависимость экономичности цикла от характера его протекания, так как обусловленная процессами цикла связь между его температурами остается невыявленной. Для установления этой связи необходимо воспользоваться уравнениями термодинамических процессов, образующих цикл, и выразить все температуры цикла в зависимости от начальной температуры T_a .

Так как переход от температуры T_a к температуре T_c происходит адиабатически, то

$$T_a v_a^{k-1} = T_c v_c^{k-1}$$

или

$$T_c = T_a \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^{k-1}.$$

Отношение объема v_a к объему v_c называется степенью сжатия и обозначается ϵ , т. е.

$$\epsilon = \frac{v_a}{v_c}.$$

Таким образом степень сжатия представляет собой отвлеченное число, показывающее, во сколько раз уменьшается объем рабочего тела в процессе сжатия. Вводя это обозначение, получаем:

$$T_c = T_a \epsilon^{k-1}. \quad (5)$$

Повышение температуры при постоянном объеме связано с повышением давления следующим уравнением:

$$\frac{T_z}{T_c} = \frac{p_z}{p_c}.$$

Отношение давления p_z к давлению p_c называется степенью повышения давления λ . Таким образом степень повышения давления показывает, во сколько раз увеличивается давление конца сжатия в процессе сообщения тепла по изоплере. Вводя это обозначение и подставив значение T_c из уравнения (5), получаем:

$$T_z = T_c \frac{p_z}{p_c} = T_a \lambda \epsilon^{k-1}. \quad (6)$$

Температура конца расширения T_e может быть связана с температурой T_z , как в случае сжатия, уравнением адиабаты. Так как при этом происходит то же изменение объема, что и при сжатии, то получаем:

$$T_e = T_z \frac{1}{\epsilon^{k-1}}.$$

Подставляя значение T_z из уравнения (6), имеем:

$$T_e = T_a \lambda \epsilon^{k-1} \frac{1}{\epsilon^{k-1}} = T_a \lambda, \quad (7)$$

Подставляя в уравнение (4) значения температур T_c , T_z и T_a из уравнений (5), (6) и (7), получаем следующее выражение термического к. п. д.

$$\eta_t = 1 - \frac{T_a \lambda - T_a}{T_a \lambda^{k-1} - T_a^{k-1}} = 1 - \frac{1}{\lambda^{k-1}}. \quad (8)$$

2. Зависимость термического к. п. д. от основных факторов. Уравнение (8) показывает, что термический к. п. д. идеального цикла при постоянной теплоемкости зависит исключительно от степени сжатия и показателя адиабаты k . Степень повышения давления из окончательного выражения выпала. Это показывает, что термический к. п. д. от нее не зависит.

Однако степень повышения давления может быть выражена в зависимости от количества сообщенного тепла. Действительно:

$$\lambda = \frac{T_z}{T_c} = \frac{T_c + (T_z - T_c)}{T_c} = 1 + \frac{T_z - T_c}{T_c}.$$

При выводе уравнения (4) мы имели:

$$Q_1 = c_v (T_z - T_c),$$

откуда

$$T_z - T_c = \frac{Q_1}{c_v}.$$

Подставляя в выражение для λ значение $(T_z - T_c)$, а также значение T_c из уравнения (5), получаем окончательно:

$$\lambda = 1 + \frac{\frac{Q_1}{c_v}}{T_a^{k-1}} = 1 + \frac{Q_1}{c_v T_a^{k-1}}. \quad (9)$$

Так как теплоемкость c_v принята не зависящей от температуры, то при постоянной начальной температуре T_a и постоянной степени сжатия степень повышения давления зависит исключительно от количества сообщаемого тепла Q_1 .

Таким образом уравнения (8) и (9) показывают, что термический к. п. д. не зависит от количества сообщаемого тепла.

Следует отметить, что постоянная величина термического к. п. д., т. е. экономичности цикла, не обуславливает постоянного количества работы, получаемой за цикл. Уравнение (1) показывает, что при увеличении Q_1 и постоянном термическом к. п. д. работа, получаемая за цикл, будет увеличиваться пропорционально количеству сообщенного тепла.

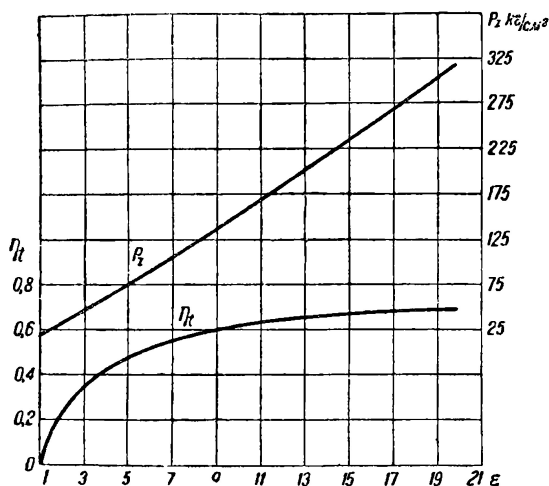
Из уравнения (9) видно, что повышение начальной температуры T_a цикла при прочих равных условиях сопровождается уменьшением степени повышения давления.

Так как термический к. п. д. не зависит от степени повышения давления, то, следовательно, он не будет зависеть и от начальной температуры цикла.

Влияние степени сжатия на термический к. п. д. цикла представлено графически на фиг. 2. Следует отметить, что основное влияние на степень использования тепла имеет не степень сжатия, а степень расширения газов после сообщения тепла, т. е. отвлеченное число, показывающее, во сколько раз увеличивается объем

газов при расширении. Всякое повышение степени расширения позволяет увеличивать работу, получаемую от газов после сообщения тепла, а следовательно, увеличивать и степень, использования тепла, т. е. экономичность цикла. В данном случае, вследствие выбранной формы цикла, степень расширения всегда равна степени сжатия; поэтому экономичность цикла и может выражаться в зависимости от последней. Однако в иностранной литературе довольно часто в качестве основного фактора сохраняют степень расширения, оттеняя тем самым ее основное значение.

Из рассмотрения фиг. 2 видно, что нулевое значение термического к. п. д. получается при степени сжатия, равной единице, т. е. в том случае, когда после сообщения тепла не осуществляется



Фиг. 2. Зависимость термического к. п. д. η_t и максимального давления p_2 воздушного цикла при постоянной теплоемкости от степени сжатия ϵ . Количество сообщенного тепла $Q_1 = 625 \text{ Кал/кг}$.

какое-либо расширение газов. В дальнейшем при повышении степени сжатия термический к. п. д. увеличивается замедленно, так что наибольшее его возрастание происходит при малых значениях степени сжатия. При больших значениях степени сжатия повышение термического к. п. д. становится все менее заметным, причем величина его при увеличении степени сжатия до бесконечности асимптотически приближается к единице.

Повышение степени сжатия сопровождается сильным возрастанием максимального давления цикла p_2 (фиг. 2). Величина этого давления может быть выражена следующим уравнением:

$$p_2 = p_c \lambda = p_c \left(1 + \frac{Q_1}{c_v T_a \epsilon^{k-1}} \right).$$

Из уравнения адиабаты имеем:

$$p_c = p_a \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^k = p_a \epsilon^k.$$

Тогда

$$p_2 = p_a \epsilon^k \left(1 + \frac{Q_1}{c_v T_a \epsilon^{k-1}} \right) = p_a \epsilon \left(\epsilon^{k-1} + \frac{Q_1}{c_v T_a} \right). \quad (10)$$

Последнее уравнение показывает, что максимальное давление цикла растет быстрее, чем степень сжатия. Графически эта зависимость показана на фиг. 2.

Таким образом повышение экономичности сопровождается быстрым увеличением максимального давления, которое ограничивает практическую целесообразность увеличения степени сжатия. Этот вопрос будет проанализирован более подробно при рассмотрении действительного цикла двигателя.

Уравнение (8) показывает, что термический к. п. д. зависит от состава рабочего тела лишь постольку, поскольку последний влияет на величину показателя адиабаты k . Как известно из термодинамики, показатель адиабаты зависит исключительно от молярной (или объемной) теплоемкости, т. е. теплоемкости 1 моля газов, что видно из следующего соотношения:

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{mc_p}{mc_v} = \frac{mc_v + 1,99}{mc_v} = 1 + \frac{1,99}{mc_v},$$

где mc_v — молярная теплоемкость при постоянном объеме;
 c_p — теплоемкость при постоянном давлении.

Таким образом молекулярный вес m и весовая теплоемкость при постоянном объеме c_v могут влиять на термический к. п. д. лишь в том случае, когда их изменение связано с изменением молярной теплоемкости рабочего тела.

При этом увеличение молярной теплоемкости вызывает уменьшение показателя адиабаты, а следовательно, и уменьшение термического к. п. д.

Постоянная величина теплоемкости обычно берется равной ее истинному значению при 15° Ц. При этом в случае воздушного цикла показатель адиабаты становится равным около 1,4. Данные, приведенные на фиг. 2, относятся к этому циклу, причем величины p_x соответствуют количеству сообщенного тепла 625 Кал/кг.

Молярная теплоемкость газовой смеси, обычно работающей в двигателе, несколько больше, чем воздуха. Поэтому в том случае, когда за рабочее тело идеального цикла принимают эту смесь (с постоянной теплоемкостью), показатель адиабаты уменьшается и становится равным примерно 1,38, что вызывает некоторое понижение термического к. п. д. (приблизительно на 4—5%).

§ 3. ИДЕАЛЬНЫЙ ЦИКЛ ПРИ ПЕРЕМЕННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ

1. Рабочее тело цикла. Как уже указывалось, разница между идеальным и действительным циклами может происходить по двум причинам:

- а) из-за различного протекания процессов, образующих цикл, и
- б) вследствие разницы в поведении рабочего тела.

Различный характер процессов неизбежен, поскольку в идеальном цикле рассматриваются вместо действительных процессов простые термодинамические, в то время как разница в поведении рабочего тела зависит от его свойств в идеальном цикле. Для выяснения разницы между идеальным и действительным циклами, обусловленной только характером протекания образующих их

процессов, идеальный цикл следует рассматривать с рабочим телом, обладающим теми же свойствами, что и рабочее тело, в действительности присутствующее в цилиндре двигателя.

Первым приближением в этом направлении является рассмотрение рабочего тела с переменной теплоемкостью, так как известно, что теплоемкость всех реальных газов (за исключением одноатомных) возрастает при повышении температуры.

В этом случае химический состав рабочего тела приобретает большое значение, так как от состава зависит интенсивность возрастания теплоемкости. Поэтому для получения условий, сравнимых с действительным циклом, за рабочее тело идеального цикла всегда принимается рабочая смесь, действительно присутствующая в цилиндре двигателя.

В течение сжатия эта рабочая смесь состоит из остаточных газов и свежей смеси. Остаточные газы представляют собой продукты сгорания, оставшиеся в цилиндре от предыдущего цикла, а свежая смесь состоит из воздуха и топлива. Таким образом рабочая смесь состоит из трех компонентов: воздуха, остаточных газов и топлива. Весовое соотношение между ними определяется следующим образом.

Количество воздуха L , затрачиваемое для сгорания 1 кг топлива, выражается следующим уравнением:

$$L = \alpha L_0,$$

где L_0 — теоретически необходимое количество воздуха для полного сгорания 1 кг топлива¹;

α — коэффициент избытка воздуха, показывающий, во сколько раз действительно затрачиваемое количество воздуха больше теоретически необходимого L_0 .

Таким образом количество G_f свежей смеси, содержащей 1 кг топлива, выражается уравнением:

$$G_f = 1 + \alpha L_0.$$

Количество остаточных газов принято характеризовать коэффициентом остаточных газов γ , который представляет собой отношение числа молей остаточных газов M_r к числу молей свежей смеси M_f , т. е. выражается уравнением:

$$\gamma = \frac{M_r}{M_f}. \quad (11)$$

Следовательно, коэффициент остаточных газов дает объемное соотношение между остаточными газами и свежей смесью при одинаковом давлении и температуре. Его величина колеблется в пределах 0,07—0,12.

¹ Как известно из термодинамики, теоретически необходимое количество L_0 воздуха определяется на основе элементарного состава топлива по уравнению:

$$L_0 = \frac{8/3 \cdot C + 8H - O}{0,232} \text{ Кал/кг топлива,}$$

где C , H и O — весовые доли углерода, водорода и кислорода в топливе,