

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

В этом разделе дается изложение теории основных циклов как двигателей внутреннего сгорания, так и авиационных реактивных.

При изучении теории термодинамических циклов следует усвоить, во-первых, сами циклы и их вид в $p\upsilon$ - и Ts - диаграммах, четко представлять себе, какие процессы образуют данный термодинамический цикл и в каких частях двигательной установки они совершаются. А во-вторых, надо понять, какие параметры цикла и как они влияют на величину термодинамического КПД цикла и уметь объяснить сущность этого влияния.

Все термодинамические циклы можно разделить на две основные группы:

1. Циклы тепловых двигателей - прямые циклы.
2. Циклы тепловых машин-орудий - обратные циклы.

Первая группа прямых циклов в результате их совершения дает положительную результирующую работу, которая может быть использована каким-либо потребителем, и для своего осуществления требует затраты тепла. Вторая группа обратных циклов тепловых машин-орудий требует для своего совершения затраты механической работы.

Будем рассматривать идеальные циклы, т.е. обратимые равновесные термодинамические циклы. В этих циклах встречаются только обратимые термодинамические процессы подвода или отвода тепла. Никакие процессы сгорания, наполнения, выпуска газов и прочие в подобных термодинамических циклах не рассматриваются, т.к. все это процессы реальных тепловых двигателей. Поэтому будем полагать, что все рассматриваемые циклы совершаются в идеальных тепловых машинах, в частности, прямые циклы в идеальных тепловых двигателях, в которых совершаются обратимые равновесные термодинамические процессы, следовательно, отсутствуют реальные потери на трение, теплопередачу и др. В качестве рабочего тела здесь принимают идеальный газ, процессы сжатия и расширения термодинамического рабочего тела (ТРТ) в цикле происходят по адиабате. В данном разделе будем рассматривать лишь газовые циклы.

1. Прямой газовый изохорный цикл неполного расширения

Будем полагать, что данный цикл совершается в тепловом двигателе с кривошипно-шатунным механизмом, основным элементом которого является цилиндр с поршнем.

На рис. 6.1 представлена схема четырехтактного теплового двигателя с внешним смесеобразованием, работающего по изохорному циклу неполного расширения и индикаторная диаграмма этого двигателя.

При работе двигателя поршень I совершает возвратно-поступательное движение в цилиндре II, на головке которого установлены всасывающий III и выпускной IV клапаны.

Процесс 1-a - процесс всасывания, поршень движется от верхней мерт-вой точки (ВМТ) до нижней мертвой точки (НМТ), при этом открывается всасывающий клапан и в цилиндр подается горючая смесь, состоящая из воздуха и топлива. В качестве топлива в таком типе двигателя применяются бензин, спирты, светильный или генераторный газ и др. («легкое топливо»).

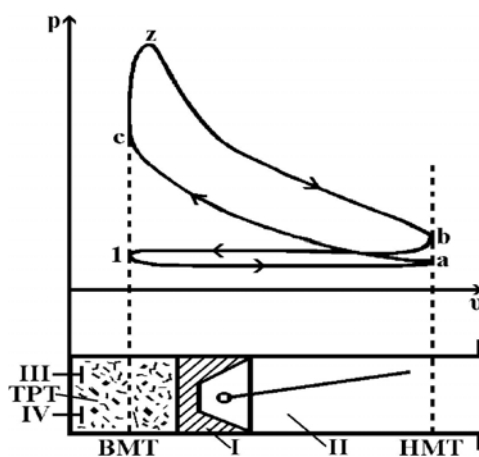


Рис. 6.1

Процесс a-c - процесс сжатия, поршень в этом процессе движется от НМТ до ВМТ, всасывающий клапан при этом закрывается, давление горючей смеси возрастает.

Процесс c-z - процесс сгорания смеси, который, считается, происходит мгновенно, т.е. без изменения объема (поршень не успевает переместиться). В этом процессе тепло подводится к рабочему телу, давление и температура повышаются.

Процесс z-b - процесс расширения продуктов сгорания, поршень при этом движется от ВМТ до НМТ, совершая работу расширения, давление и температура продуктов сгорания в этом процессе уменьшаются.

Процесс b-1 - процесс выталкивания продуктов сгорания из цилиндра в окружающую атмосферу, поршень при этом движется от НМТ до ВМТ, выпускной клапан IV открывается, и продукты сгорания выталкиваются из цилиндра.

Далее цикл повторяется - процесс 1-a - процесс всасывания горючей смеси и т.д.

Из рассмотрения индикаторной диаграммы реального поршневого двигателя внутреннего сгорания с внешним смесеобразованием видно, что реальный цикл такого двигателя является фактически незамкнутым, рабочее тело по окончании цикла выбрасывается в окружающую атмосферу.

Термодинамический анализ такого реального цикла весьма затруднен, поэтому на практике для анализа работы двигателя используют идеальные обратимые замкнутые термодинамические циклы, рабочим телом в которых является идеальный газ, причем будем полагать, что подвод тепла к рабочему телу осуществляется от внешних источников тепла, а не за счет сгорания топлива.

Идеальным циклом двигателя с внешним смесеобразованием является изохорный цикл неполного расширения, который изображен на рис. 6.2 в координатах $p-v$ и $T-s$.

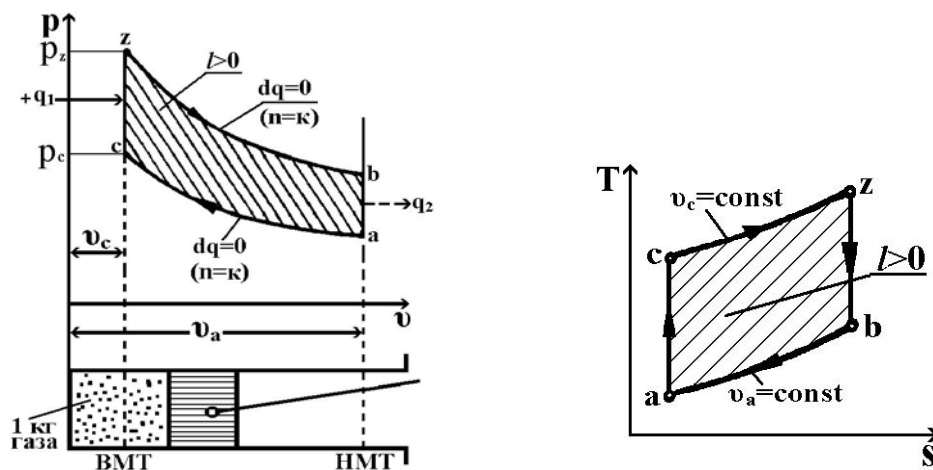


Рис. 6.2

Итак, прямой газовый изохорный цикл неполного расширения - это равновесный газовый цикл, состоящий из двух изохорных и двух адиабатных процессов при условии, что источник тепла по изохоре подогрева не имеет теплового сообщения с холодильником по изохоре охлаждения.

Данный цикл осуществляется следующим образом. 1 кг идеального газа с параметрами (p_a, T_a, v_a) сжимается по адиабате $a-c$, в результате чего давление и температура газа увеличиваются. Далее в изохорном процессе $c-z$, к газу извне от источника подводится некоторое количество тепла q_1 , при этом давление и температура газа увеличиваются. Затем газ расширяется по адиабате $z-b$, давление и температура газа в этом процессе уменьшаются. И, наконец, в изохорном процессе $b-a$ тепло q_2 отводится в холодильник, давление и температура газа уменьшаются, рабочее тело возвращается в начальное состояние. В результате совокупности этих процессов совершается прямой

замкнутый цикл с положительной результирующей работой ($l > 0$), которая в p - и T -координатах определяется площадью $aczb$. Эта работа и передается потребителю.

Итак, газовый изохорный цикл - это цикл, в котором процессы изменения объемов протекают без теплообмена с внешней средой, т.е. адиабатно, а процессы теплообмена - без изменения объема. Основными характеристиками цикла являются:

1. Степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_a}{v_c},$$

где v_a - объем газа в начале процесса сжатия; v_c - объем газа в конце процесса сжатия (объем камеры сжатия).

2. Степень повышения давления в процессе подвода тепла

$$\lambda = \frac{p_z}{p_c},$$

где p_z - давление газа в конце процесса подвода тепла; p_c - давление газа в начале процесса подвода тепла.

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Тепло q_1 в цикле подводится по изохоре, поэтому может быть определено по уравнению

$$q_1 = c_v(T_z - T_c).$$

Тепло q_2 в цикле отводится также по изохоре, поэтому может быть определено по уравнению

$$q_2 = c_v(T_b - T_a).$$

Подставляя значения q_1 и q_2 в выражение термического КПД цикла, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_b - T_a)}{c_v(T_z - T_c)} \quad \text{или} \quad \eta_t = 1 - \frac{T_a \left(\frac{T_b}{T_a} - 1 \right)}{T_c \left(\frac{T_z}{T_c} - 1 \right)}. \quad (\text{A})$$

Напишем соотношение параметров для адиабатных процессов z-b и a-c.

Для адиабаты a-c

$$\frac{T_c}{T_a} = \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1}; \quad T_c = T_a \varepsilon^{\kappa-1}. \quad (6.1)$$

Для адиабаты z-b

$$\frac{T_b}{T_z} = \left(\frac{v_z}{v_b} \right)^{\kappa-1} = \left(\frac{v_c}{v_a} \right)^{\kappa-1} = \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}. \quad (6.2)$$

Из уравнений (1) и (2) видно, что

$$\frac{T_c}{T_a} = \frac{T_z}{T_b} = \varepsilon^{\kappa-1};$$

тогда

$$\frac{T_b}{T_a} = \frac{T_z}{T_c}.$$

Следовательно, из (А) получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_a}{T_c}; \quad \eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}; \quad (6.3)$$

отсюда

$$\eta_t \sim f(\varepsilon).$$

Чем больше степень сжатия, тем больше и степень полезного расширения, тем больше результирующая работа цикла и тем больше его термический КПД. Кроме того, термический КПД такого цикла зависит от показателя адиабаты κ . С возрастанием значения κ КПД цикла увеличивается. Зависимость $\eta_t = f_1(\kappa)$ объясняется влиянием изменения рода рабочего тела, его теплоемкости. Так, одноатомный газ ($\kappa=1,66$) имеет минимальную теплоемкость и требует минимальной затраты тепла для заданного повышения температуры в процессе с-z, что обеспечивает максимальный термический КПД цикла. На рис. 6.3 и 6.4 представлены зависимости $\eta_t \sim f(\varepsilon)$ при $\kappa=\text{const}$ и $\eta_t \sim f_1(\kappa)$ при $\varepsilon=\text{const}$.

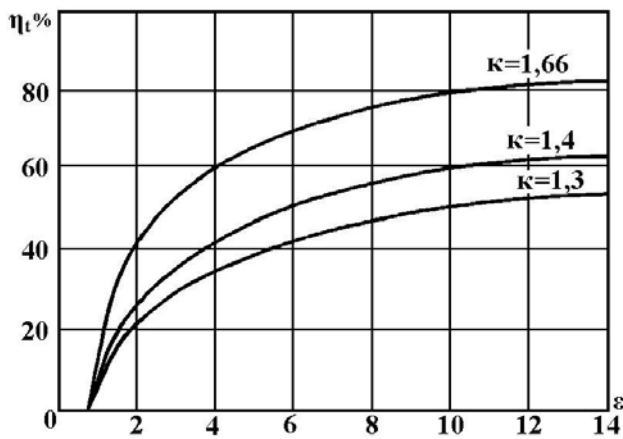


Рис. 6.3

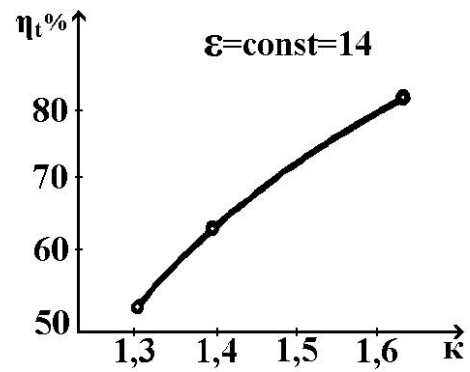


Рис. 6.4

6.2. Прямой газовый изобарный цикл неполного расширения

Изобарный цикл неполного расширения - это цикл, состоящий из изобарного, двух адиабатных и изохорного процессов при условии, что источник тепла по изобаре не имеет теплового сообщения с холодильником по изохоре. Этот цикл является идеальной схемой циклов компрессорных дизелей.

По-прежнему будем считать, что данный цикл совершается в поршневом двигателе с кривошипно-шатунным механизмом.

На рис. 6.5 изображен идеальный газовый изобарный цикл неполного расширения в координатах $p\nu$ и Ts . Данный цикл осуществляется следующим образом. 1 кг идеального газа с начальными параметрами (p_a, T_a, ν_a) сжимается по адиабате а-с, в результате чего давление и температура газа увеличивается. Затем в изобарном процессе с-z к газу подводится некоторое количество тепла q_1 от источника, температура и объем газа при этом увеличиваются. Далее газ расширяется по адиабате z-b, давление и температура газа в этом процессе уменьшаются, причем давление в конце процесса расширения больше, чем давление в начальной точке цикла $p_b > p_a$ (цикл неполного расширения). И, наконец, в изохорном процессе b-a происходит отвод тепла q_2 в холодильник, давление и температура газа при этом уменьшаются, рабочее тело возвращается в начальное состояние. В результате совокупности этих процессов, совершается цикл с положительной результирующей работой ($l > 0$), которая в $p\nu$ - и Ts -координатах определяется площадью асзба.

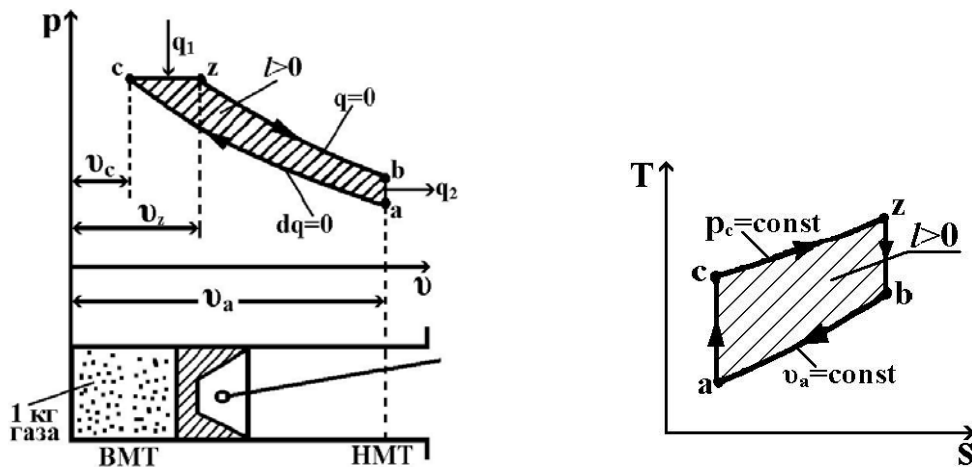


Рис. 6.5

Основные характеристики изобарного цикла

1. Степень сжатия

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

2. Степень предварительного (изобарного) расширения

$$\rho = \frac{v_z}{v_c} = \frac{T_z}{T_c}.$$

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Тепло q_1 , подводимое в цикле по изобаре, может быть определено по уравнению

$$q_1 = c_p(T_z - T_c).$$

Тепло q_2 , отводимое в цикле по изохоре, может быть определено по уравнению

$$q_2 = c_v(T_b - T_a).$$

Подставляя значения q_1 и q_2 в выражение термического КПД цикла, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_b - T_a)}{c_p(T_z - T_c)} \quad \text{или} \quad \eta_t = 1 - \frac{T_a \left(\frac{T_b}{T_a} - 1 \right)}{\kappa T_c \left(\frac{T_z}{T_c} - 1 \right)}.$$

По соотношению параметров адиабатного процесса получим для адиабаты сжатия

а-с

$$\frac{T_c}{T_a} = \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^{\kappa-1} = \varepsilon^{\kappa-1}, \quad (6.4)$$

для адиабаты расширения z-b

$$\frac{T_b}{T_z} = \left(\frac{v_z}{v_b} \right)^{\kappa-1}.$$

Тогда

$$\frac{T_c T_b}{T_a T_z} = \varepsilon^{\kappa-1} \left(\frac{v_z}{v_b} \right)^{\kappa-1} = \left(\frac{v_a v_z}{v_c v_b} \right)^{\kappa-1}$$

или

$$\frac{T_b}{T_a} = \frac{T_z}{T_c} \left(\frac{v_z}{v_c} \right)^{\kappa-1} = \rho \rho^{\kappa-1} = \rho^\kappa, \quad (6.5)$$

т.к. $\frac{T_z}{T_c} = \frac{v_z}{v_c}$, а $\frac{v_z}{v_c} = \rho$, следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^\kappa - 1}{k\varepsilon^{\kappa-1}(\rho - 1)}. \quad (6.6)$$

Термический КПД данного цикла является функцией степени сжатия ε и степени предварительного расширения ρ , при увеличении ε и уменьшении ρ термический КПД возрастает:

$$\eta_t \sim f\left(\varepsilon, \frac{1}{\rho}\right).$$

Уменьшение термического КПД данного цикла с ростом ρ объясняется тем, что с ростом ρ увеличение затраты подведенного тепла на линии с-z ($\Delta q'$) превышает увеличение полезной результирующей работы (Δl).

6.3. Сравнение изохорного и изобарного циклов неполного расширения

1. Сравнение циклов проведем при условии, что работа, получаемая в обоих циклах, одинакова ($l_v = l_p = l$). Начальное состояние ТРТ в точках а и А₁ одинаково, и степень сжатия в циклах одинакова ($\varepsilon = \text{const}$). Изобразим эти циклы в p - v - и T - s -координатах (рис. 6.6). Сравнение циклов будем производить графическим методом при помощи диаграммы T - s методом сравнения площадей.

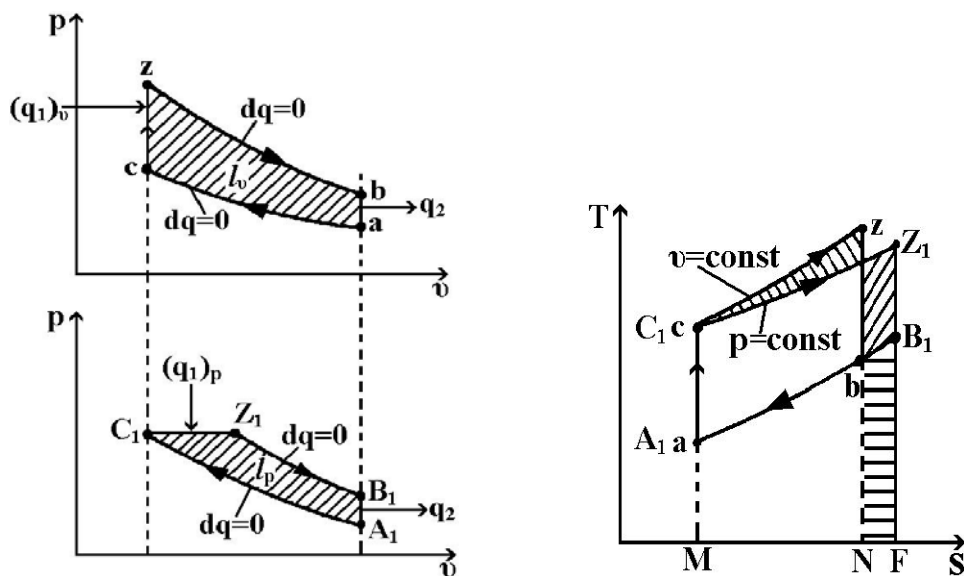


Рис. 6.6

Работа циклов равна по условию, следовательно, площадь $aszba$, изображающая работу изохорного цикла, должна быть равна площади $A_1C_1Z_1B_1A_1$, изображающей работу изобарного цикла. Так как в системе координат Ts линия $p=\text{const}$ располагается под линией $v=\text{const}$, то для равенства площадей $aszba$ и $A_1C_1Z_1B_1A_1$ необходимо, чтобы линия Z_1-B_1 лежала правее линии $z-b$. Из Ts - диаграммы видно, что в изобарном цикле количество подводимого тепла q_{1p} больше, нежели в изохорном цикле на величину, равную площади NbB_1FN , т.е. $q_{1p} > q_v$. Следовательно, $\eta_v > \eta_p$, т.к. $\eta_t = \frac{l}{q_1}$, т.е. изохорный цикл при этих условиях более экономичный, чем изобарный.

2. Сравнение изобарного и изохорного циклов проведем при одинаковых максимальных давлениях и одинаковой работе цикла $l_v = l_p = l$, начальное состояние ТРТ в точках a и A_1 одинаково. Рассмотрим эти циклы в $p-v$ - и Ts -координатах (рис. 6.7).



Рис. 6.7

Так как начальное состояние ТРТ одинаково и одинаковы максимальные давления в циклах, то степень сжатия в изобарном цикле должна быть больше, чем степень сжатия в изохорном цикле.

Площадь $aczba$, изображающая работу изохорного цикла, должна быть равна площади $A_1C_1Z_1B_1A_1$, изображающую работу изобарного цикла, чтобы соблюсти условие $l_v=l_p=l$.

Как видно из диаграммы Ts , количество подводимого тепла q_{1p} в цикле $p=\text{const}$ будет меньше, чем количество подводимого тепла q_{1v} в цикле $v=\text{const}$ на величину, равную площади BB_1bDB , т. е. $q_{1v} > q_{1p}$, следовательно, $\eta_{iv} < \eta_{ip}$, т.к. $\eta_t = \frac{l}{q_1}$, т.е. изобарный цикл при этих условиях более экономичный, чем изохорный.

4. Прямой газовый смешанный цикл неполного расширения

Смешанный цикл - это цикл, состоящий из изобарного, двух изохорных и двух адиабатных процессов при условии, что источники тепла по изохоре и изобаре не имеют теплового сообщения с холодильником по изохоре. Этот цикл является идеальной схемой циклов бескомпрессорных дизелей.

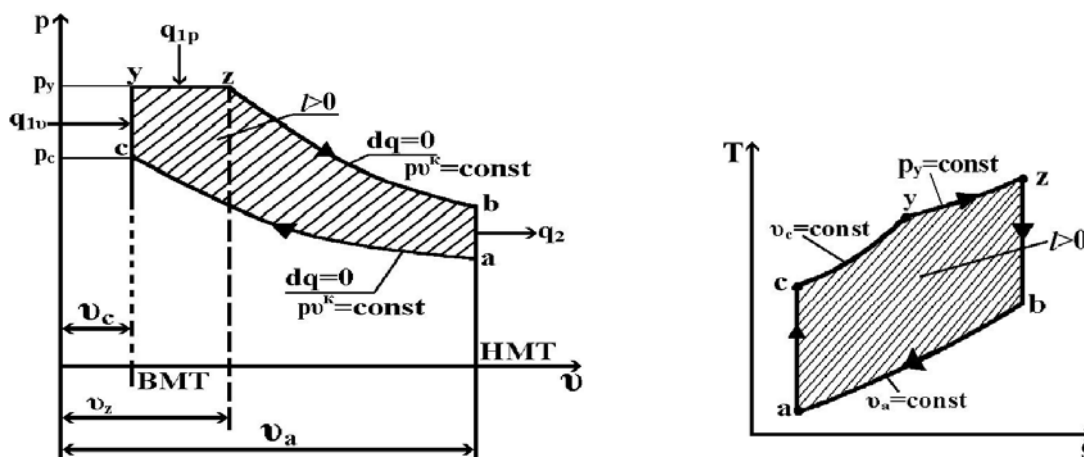


Рис. 6.8

На рис. 6.8 изображен идеальный газовый смешанный цикл неполного расширения в координатах pv и Ts . Цикл осуществляется следующим образом. 1 кг идеального газа с начальными параметрами (p_a, T_a, v_a) сжимается по адиабате $a-c$, давление и температура газа в этом процессе увеличиваются. Затем к газу подводится тепло, сначала в изохорном процессе $(c-y)$ - q_{1v} , потом в изобарном процессе $(y-z)$ - q_{1p} . Далее газ расширяется по адиабате $z-b$, давление и температура газа в этом процессе уменьшаются. Давление в конце процесса расширения больше, чем давление в начале процесса сжатия $p_b > p_a$ (цикл неполного расширения). Затем в изохорном процессе $b-a$ происходит отвод тепла в холодильник, давление и температура газа при этом уменьшаются, рабочее тело возвращается в начальное состояние. В результате совокупности этих процессов совершается цикл с положительной результирующей работой ($l > 0$), которая в pv - и Ts -

координатах определяется площадью асузба. Итак, в рассмотренном цикле тепло подводится по изохоре и по изобаре, поэтому этот цикл называется смешанным.

Основные характеристики смешанного цикла

1. Степень сжатия

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

2. Степень предварительного (изобарного) расширения

$$\rho = \frac{v_z}{v_c} = \frac{T_z}{T_y}.$$

3. Степень повышения давления

$$\lambda = \frac{p_z}{p_c} = \frac{T_y}{T_c}.$$

Термической КПД смешанного цикла

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

В цикле тепло подводится по изохоре и по изобаре, т.е. $q_1 = q_{1v} + q_{1p}$ и может быть определено по уравнениям

$$q_{1v} = c_v(T_y - T_c); \quad q_{1p} = c_p(T_z - T_y).$$

Тепло q_2 , отводимое в цикле, определяется по уравнению

$$q_2 = c_v(T_b - T_a).$$

Подставляя значение q_1 и q_2 в выражение термического КПД цикла, получаем

$$\eta_t = \frac{c_v(T_y - T_c) + c_p(T_z - T_y) - c_v(T_b - T_a)}{c_v(T_y - T_c) + c_p(T_z - T_y)}.$$

Заменяя по-прежнему в этом уравнении отношения соответствующих температур как функции ε , ρ и λ , после ряда преобразований получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^\kappa \lambda - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} [\lambda - 1 + \kappa \lambda (\rho - 1)]}. \quad (6.7)$$

Из полученной формулы следует, что термический КПД смешанного цикла есть функция трех параметров:

$$\eta_t \sim f\left(\varepsilon, \lambda, \frac{1}{\rho}\right),$$

η_t увеличивается с увеличением ε и λ и уменьшается с увеличением ρ . Это объясняется следующим. Чем больше степень сжатия ε , тем больше степень полезного рабочего расширения, следовательно, больше полезная результирующая работа цикла. Чем больше степень повышения давления λ при данном ε , тем больше цикл будет приближаться к изохорному, т.к. будет увеличиваться подвод тепла при $v=\text{const}$ и сокращаться подвод тепла при $p=\text{const}$ (рис. 6.9). Но при одной и той же степени сжатия ε изохорный цикл всегда экономичнее, чем изобарный цикл, как это было доказано ранее.

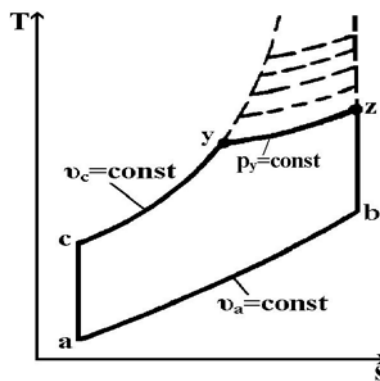


Рис. 6.9

Смешанный газовый цикл можно рассматривать как наиболее общий случай из всех трех рассмотренных прямых газовых циклов.

Легко показать, что выражение для термического КПД смешанного цикла содержит в себе как частные случаи выражения термических КПД изохорного и изобарного циклов неполного расширения.

Действительно, при $\lambda=1$, $p_z=p_c$ смешанный цикл превращается в изобарный, и КПД смешанного цикла соответственно превращается в КПД изобарного цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^\kappa \lambda - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} [\lambda - 1 + \kappa \lambda (\rho - 1)]} = 1 - \frac{\rho^\kappa - 1}{\kappa \varepsilon^{\kappa-1} (\rho - 1)}.$$

При $\rho=1$ имеет $v_z=v_c$ (изохорный цикл):

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^\kappa \lambda - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} [\lambda - 1 + \kappa \lambda (\rho - 1)]} = 1 - \frac{\lambda - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} (\lambda - 1)} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}.$$

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК И РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Существенным недостатком поршневых двигателей внутреннего сгорания без турбонаддува является их ограниченная мощность и невозможность полного адиабатного расширения рабочего тела до давления, равного давлению окружающей среды, т.е. во всех обычных поршневых двигателях внутреннего сгорания без турбонаддува осуществляются циклы неполного расширения.

Газотурбинные установки (ГТУ) и реактивные двигатели лишены этих недостатков, т.к. устройство и особенности работы обеспечивают им высокие удельные мощности и возможность полного адиабатного расширения рабочего тела до давления, равного давлению окружающей среды, т.е. в ГТУ и реактивных двигателях осуществляются термодинамические циклы полного расширения.

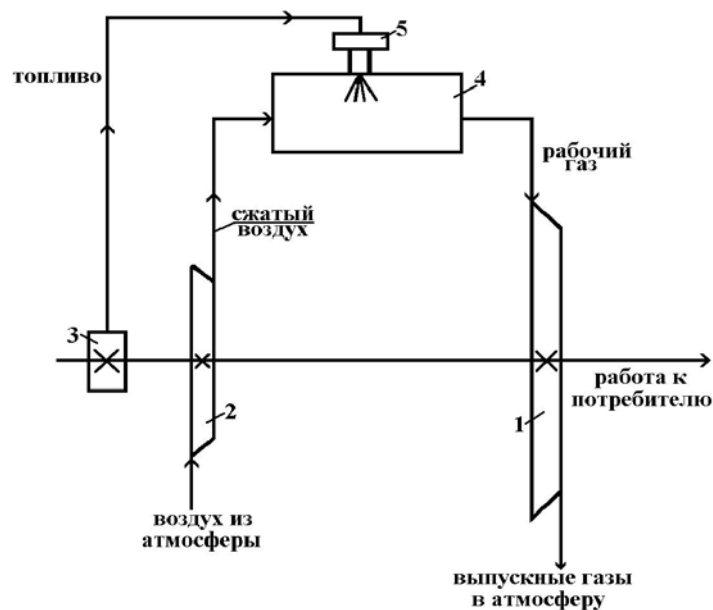


Рис. 7.1

Принципиальная схема газотурбинной установки показана на рис. 7.1. Воздух из окружающей атмосферы поступает в компрессор 2, который расположен на общем валу с газовой турбиной 1 и топливным насосом 3. В компрессоре воздух адиабатно сжимается, давление его увеличивается и затем сжатый воздух поступает в камеру сгорания 4. Туда же при помощи топливного насоса через форсунку 5 подается топливо. Сгорание топлива (подвод тепла к рабочему телу) в камере сгорания может происходить как при $p=\text{const}$, так и при $v=\text{const}$. Продукты сгорания с высокой температурой поступают в газовую турбину 1, где они адиабатно расширяясь, совершают полезную механическую работу (давление и температура газа при этом уменьшаются). Из турбины

отработавшие газы выбрасываются в окружающую атмосферу, где происходит их изобарное охлаждение.

На рис. 7.2 представлена схема турбореактивного двигателя (ТРД). Воздух из атмосферы поступает в диффузор 1, где происходит предварительное адиабатное сжатие его, давление и температура воздуха увеличиваются, затем воздух поступает в компрессор 2, где происходит дальнейшее адиабатное сжатие воздуха, дальнейший рост давления и температуры. Далее сжатый воздух поступает в камеру сгорания 3, куда через специальные форсунки подается топливо из топливных баков. В камере сгорания при постоянном давлении происходит процесс сгорания топлива, температура продуктов сгорания увеличивается. Затем продукты сгорания поступают в газовую турбину 4, где они адиабатно расширяясь, совершают механическую работу, давление и температура газа при этом уменьшаются. Пройдя газовую турбину, продукты сгорания попадают в сопло 5, где происходит их дальнейший адиабатный процесс расширения, и при давлении, равном давлению окружающей среды, продукты сгорания выбрасываются в окружающую атмосферу, где они изобарно охлаждаются.

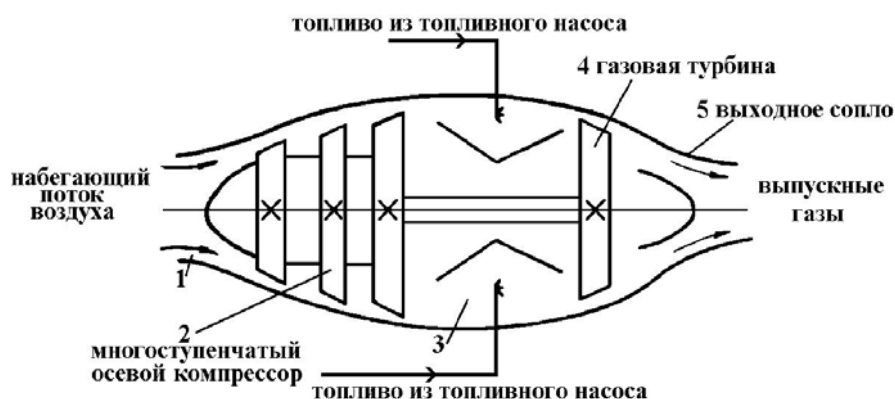


Рис. 7.2

7.1. Прямой газовый изобарный цикл полного расширения

Идеальным циклом современных ГТУ с изобарным подводом тепла и ТРД является прямой газовый изобарный цикл полного расширения. Это равновесный цикл, состоящий из двух адиабатных и двух изобарных процессов (рис. 7.3):

a-c - адиабатное сжатие воздуха в диффузоре и компрессоре;

c-z - изобарный подвод тепла в камере сгорания (процесс сгорания топлива);

z-b - адиабатное расширение продуктов сгорания на турбине и в выходном сопле;

b-a - изобарное охлаждение выпускных газов в окружающей среде.

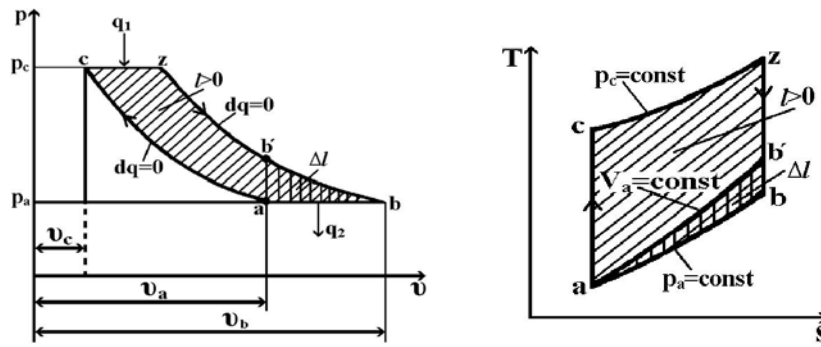


Рис. 7.3

В результате совокупности этих процессов совершается условно-замкнутый прямой цикл с положительной результирующей работой $l > 0$, которая в координатах p и v и T и s определяется площадью $aczb$.

Основные характеристики

1. Степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_a}{v_c}$$

или степень повышения давления $\pi = \frac{p_c}{p_a}$; $\pi = \varepsilon^\kappa$.

2. Степень предварительного (изобарного) расширения

$$\rho = \frac{v_z}{v_c}$$

Термический КПД данного цикла

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

Тепло q_1 , подводимое в цикле по изобаре, определяется по уравнению

$$q_1 = c_p(T_z - T_c).$$

Тепло q_2 , отводимое в цикле по изобаре, определяется по уравнению

$$q_2 = c_p(T_b - T_a).$$

Подставляя значение теплот в выражение термического КПД цикла, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_b - T_a)}{c_p(T_z - T_c)} = 1 - \frac{T_a \left(\frac{T_b}{T_a} - 1 \right)}{T_c \left(\frac{T_z}{T_c} - 1 \right)}$$

Выражение для η_t данного цикла получилось совершенно аналогично выражению для η_t изохорного цикла неполного расширения (см. А). Поэтому простые преобразования, подобные тем, которые были сделаны при выводе уравнения для η_t изохорного цикла неполного расширения, приводят к следующему окончательному выражению для термического КПД изобарного цикла полного расширения:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}}. \quad (7.1)$$

Если степень сжатия ε заменим степенью повышения давления в процессе сжатия $\pi = \frac{p_c}{p_a}$, то по соотношению параметров адиабатного процесса а-с получим

$$\pi = \frac{p_c}{p_a} = \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^\kappa \quad \text{или} \quad \varepsilon = \frac{v_a}{v_c} = \left(\frac{p_c}{p_a} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = \pi^{\frac{1}{\kappa}},$$

следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}. \quad (7.2)$$

Полученные выражения (7.1) и (7.2) показывают, что термический КПД прямого изобарного цикла полного расширения является прямой функцией степени повышения давления π в адиабатном процессе сжатия или прямой функцией степени сжатия ε :

$$\eta_t \sim f(\varepsilon) \quad \text{или} \quad \eta_t \sim f_1(\pi).$$

С увеличением степени сжатия ε или степени повышения давления в процессе сжатия π термический КПД цикла возрастает.

Сравнение изобарного цикла полного расширения а-с-z-b-a и изобарного цикла неполного расширения а-с-z-b'-а показывает, что результирующая работа цикла полного расширения больше работы цикла неполного расширения на величину Δl (площадь ab'b'a), при одинаковых степенях сжатия и одинаковой затрате тепла. Следовательно,

$$h_{t_{aczba}} > h_{t_{acz'b'a}}.$$

Отсюда вытекает основное термодинамическое преимущество ГТУ и реактивных двигателей - возможность осуществления более экономичного термодинамического прямого цикла полного расширения.

7.2. Прямой газовый изохорный цикл полного расширения

В технике встречаются также газотурбинные установки и реактивные двигатели, в которых подвод тепла осуществляется не при $p=\text{const}$, а при $v=\text{const}$. В этом случае идеальным циклом таких установок является прямой газовый изохорный цикл полного расширения, состоящий из изохорного, двух адиабатных и изобарного процессов (рис. 7.4):

a-c - адиабатное сжатие воздуха в компрессоре;

c-z - изохорный подвод тепла в камере сгорания;

z-b - адиабатное расширение продуктов сгорания на турбине и в выходном сопле;

b-a - изобарное охлаждение выпускных газов в окружающей среде.

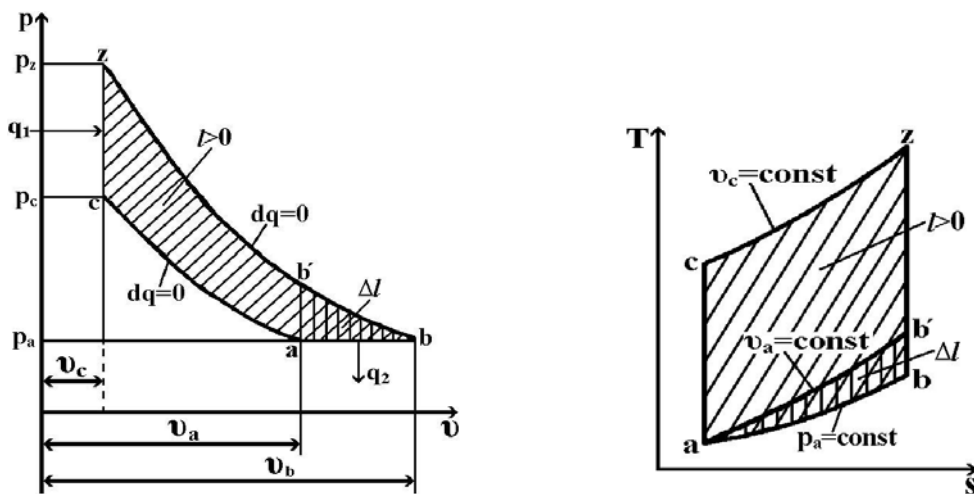


Рис. 7.4

Совокупность этих процессов образует прямой цикл с положительной результирующей работой ($l > 0$), которая в координатах pv - и Ts - координатах определяется площадью $aczba$.

Основные характеристики цикла

1. Степень сжатия

$$\varepsilon = \frac{v_a}{v_c}$$

или степень повышения давления в процессе сжатия

$$\pi = \frac{p_c}{p_a}$$

2. Степень повышения давления в процессе подвода тепла

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

Термический КПД данного цикла

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Тепло в данном цикле подводится по изохоре q_1 , а отводится по изобаре q_2 и может быть определено по следующим уравнениям:

$$q_1 = c_v(T_z - T_c); \quad q_2 = c_p(T_b - T_a).$$

Подставляя значения q_1 и q_2 в выражение термического КПД цикла, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_b - T_a)}{c_v(T_z - T_c)} = 1 - \kappa \frac{T_a \left(\frac{T_b}{T_a} - 1 \right)}{T_c \left(\frac{T_z}{T_c} - 1 \right)}.$$

Заменяя отношение температур соответствующими отношениями объемов и давлений (согласно соотношению параметров адиабатного процесса), получаем следующее выражение для термического КПД изохорного цикла полного расширения:

$$\eta_t = 1 - \kappa \frac{\lambda^{\frac{1}{\kappa}} - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} (\lambda - 1)} \quad (7.3)$$

или, заменяя степень сжатия ε на степень повышения давления в процессе сжатия π , получаем

$$\eta_t = 1 - \kappa \frac{\lambda^{\frac{1}{\kappa}} - 1}{\pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} (\lambda - 1)}. \quad (7.4)$$

Полученные выражения (7.3) и (7.4) показывают, что термический КПД изохорного цикла полного расширения является прямой функцией степени сжатия ε (или степени повышения давления в процессе сжатия π) и степени повышения давления в процессе подвода тепла λ :

$$\eta_t \sim f(\varepsilon, \lambda) \quad \text{или} \quad \eta_t \sim f_1(\pi, \lambda).$$

7.3. Термодинамический цикл жидкостного ракетного двигателя

Жидкостным ракетным двигателем (ЖРД) называется такой двигатель, который создает силу тяги за счет вытекания из его сопла газообразных продуктов сгорания жидкого топлива.

На рис. 7.5 изображена принципиальная схема ЖРД. Жидкое топливо (горючее и окислитель) при помощи турбонасосного агрегата (ТНА) 1 подается в камеру сгорания 2,

где происходит процесс горения при постоянном давлении. Затем продукты сгорания поступают в реактивное сопло 3, в котором происходит адиабатный процесс расширения газов до давления внешней среды, при этом скорость движения газов значительно увеличивается, за счет чего и создается сила тяги. Далее продукты сгорания выбрасываются в окружающую атмосферу и при постоянном давлении (давлении окружающей среды) отдают ей теплоту.

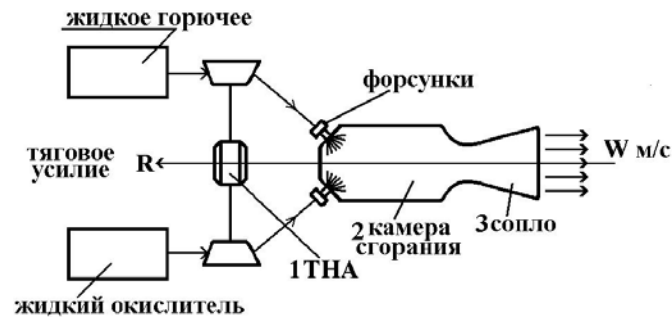


Рис. 7.5

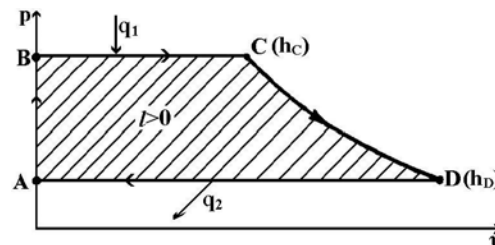


Рис 7.6

Идеальным циклом ЖРД является прямой газовый изобарный цикл полного расширения (рис. 7.6):

A-B - процесс сжатия и нагнетания жидких компонентов топливной смеси в камеру сгорания при помощи ТНА. Ввиду пренебрежимо малого объема жидкости по сравнению с объемом газообразных продуктов сгорания и малой сжимаемости жидкости, нагнетание можно считать изохорным процессом, совпадающим с осью координат (осью p);

B-C - изобарный процесс подвода тепла в камере сгорания;

C-D - адиабатное расширение продуктов сгорания в сопловом аппарате;

D-A - изобарный процесс отвода тепла в окружающей среде.

Совокупность этих процессов образует цикл с положительной результирующей работой ($l > 0$), которая определяется площадью ABCDA.

Результирующая работа цикла

$$l = q_1 - q_2.$$

Поскольку процессы подвода тепла В-С и отвода тепла D-A изобарные, то, следовательно, тепло, сообщенное q_1 или отнятое q_2 от рабочего тела в этих процессах, определяется соответствующими изменениями энтальпии:

$$q_1 = h_C - h_B; \quad q_2 = h_D - h_A.$$

Однако если пренебречь работой, затрачиваемой на привод насосов, подающих жидкие компоненты в камеру сгорания, то практически в процессе АВ можно полагать, что рабочему телу, т.е. жидким компонентам, никакой теплоты не сообщается, температура жидких компонентов не изменяется при этом и, следовательно, можно полагать, что $h_A = h_B$, т. е. $q_1 = h_C - h_A$. Результирующая работа цикла будет равна

$$\begin{aligned} l &= q_1 - q_2 = (h_C - h_A) - (h_D - h_A); \\ l &= h_C - h_D. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{h_C - h_D}{h_C - h_A}. \quad (7.6)$$

Из формулы следует, что при фиксированных значениях h_C и h_A , т.е. при заданной величине q_1 , термический КПД ЖРД будет тем большим, чем больше будет степень расширения в адиабатном процессе С-D, т.к. в этом случае увеличивается разность $h_C - h_D$, т.е. увеличивается полезная результирующая работа цикла. Учитывая, что результирующая работа цикла целиком идет на создание кинетической энергии струи, вытекающей из сопла продуктов сгорания со скоростью истечения W , то $l = \frac{W^2}{2}$.

Следовательно, термический КПД цикла можно выразить как

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{W^2}{2q_1} = \frac{W^2}{2(h_C - h_A)}. \quad (7.7)$$