

Основы теории тепловых процессов и машин

Часть II



БИНОМ

Лаборатория знаний

ТЕПЛОТЕХНИКА

Основы теории тепловых процессов и машин

Часть II

Под редакцией канд. техн. наук,
доцента, профессора Академии военных наук
Н. И. Прокопенко

3-е издание, исправленное

Допущено
Министерством образования Российской Федерации
в качестве учебного пособия для студентов
высших учебных заведений,
обучающихся по направлению
подготовки дипломированных специалистов
653200 «Транспортные машины и
транспортно-технологические комплексы»



Москва
БИНОМ. Лаборатория знаний
2009

УДК 62-84(075.8)+536.7(075.8)
ББК 31.36я73+22.317.1я73
О-75

Рецензенты:

доктор технических наук, профессор Ведрученко В. Р.
(Омский государственный университет путей сообщения);
доктор технических наук, профессор,
академик Академии проблем качества Российской Федерации Лазарев Е. А.
(Южно-Уральский государственный университет, г. Челябинск)

Авторы:

Н. Е. Александров, А. И. Богданов, К. И. Костин, В. С. Кукис,
Л. А. Олюнина, Н. И. Прокопенко, А. И. Сакович

ОСНОВЫ теории тепловых процессов и машин : в 2 частях. / [Н. Е. Александров, А. И. Богданов, К. И. Костин и др.]; под ред. Н. И. Прокопенко. — М. : БИНОМ. Лаборатория знаний.

ISBN 978-5-94774-379-1

Ч. II. — 571 с. : ил. — 3-изд., испр. — 2009.

ISBN 978-5-94774-448-4

Во второй части рассматривается второй закон термодинамики и его основополагающая роль в теории тепловых машин, включая ДВС. Значительное внимание уделено циклическим процессам. Приведены основы анализа эффективности работы тепловых машин с помощью эксергетического метода. Особое внимание обращено на идеализированные и действительные циклы ДВС, сгорание топлива в них. Рассматриваются принципы работы компрессоров различных типов и турбин. Изложены основы теории теплообмена и химической термодинамики. Даны описания теплоэнергетических установок, рассмотрены принципы работы поршневых, газотурбинных, реактивных и ракетных двигателей. Для студентов, обучающихся по направлению подготовки дипломированных специалистов 653200 «Транспортные машины и транспортно-технологические комплексы».

УДК 62-84(075.8)+536.7(075.8)
ББК 31.36я73+22.317.1я73

По вопросам приобретения обращаться:
«БИНОМ. Лаборатория знаний»
Телефон: (499) 157-5272
e-mail: binom@Lbz.ru, <http://www.Lbz.ru>

ISBN 978-5-94774-448-4 (Ч. II)
ISBN 978-5-94774-379-1

© БИНОМ. Лаборатория
знаний, 2009

ОГРАНИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОВЫХ МАШИН. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

8.1. ПОНЯТИЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА

Ранее были рассмотрены термодинамические процессы (изотермический, изохорный, изобарный, адиабатный и политропический), в которых происходит обмен энергией между термодинамической системой и окружающей средой в результате теплового или механического взаимодействия. В большинстве процессов такие взаимодействия сопровождаются преобразованием энергии из одной формы в другую. С технической точки зрения значительный интерес представляют процессы, в которых происходит преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму. Преобразование энергии в таких процессах происходит:

- вследствие подвода энергии к системе в тепловой форме Q ;
- вследствие изменения внутренней энергии U ;
- вследствие одновременного подвода энергии в тепловой форме Q и изменения внутренней энергии U .

Процесс преобразования энергии из тепловой формы в механическую можно осуществить с помощью рабочего тела (газа), помещенного в расширительную машину, представляющую собой цилиндр с подвижным поршнем (рис. 8.1). Термодинамическая система (газ) может энергетически взаимодействовать с окружающей средой (обменивается энергией в тепловой форме). В результате такого взаимодействия температура и давление газа (термодинамической системы) увеличиваются. Термодинамическая система (газ) прикладывает усилие P_r к поршню (рис. 8.2), относящемуся к окружающей среде. Это усилие равно

$$P_r = pS, \quad (8.1)$$

где p — давление газа; $S = \pi \cdot D^2/4$ — площадь поршня; D — диаметр цилиндра (поршня).

Со стороны окружающей среды к системе (газу) через поршень приложена внешняя сила $P_{вн}$. Если результирующая сила, приложенная к поршню, не равна нулю, он будет перемещаться. Если выполняется условие

$$P_{вн} - P_r = 0, \quad (8.2)$$

то поршень не будет перемещаться.

Так как при нагреве давление и температура газа увеличиваются, в некоторый момент времени условие (8.2) нарушится, и газ будет расши-

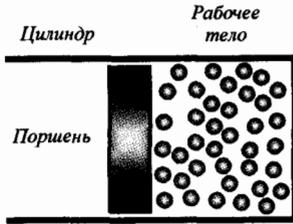


Рис. 8.1. Условная схема поршневой расширительной машины

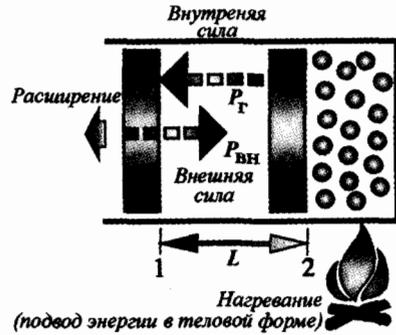


Рис. 8.2. Схема энергетического взаимодействия термодинамической системы и окружающей среды

ряться. Если сила давления газа P_r превысит внешнюю силу на бесконечно малую величину

$$P_r - P_{вн} \rightarrow +0, \quad (8.3)$$

то система (газ) будет расширяться. При расширении происходит механическое взаимодействие между системой и окружающей средой. Газ совершает работу над поршнем, относящимся к окружающей среде. В результате механического взаимодействия термодинамическая система и окружающая среда обмениваются энергией в механической форме, количество которой равно работе W , совершаемой системой над поршнем:

$$W = P_r L = p \frac{\pi D^2}{4} L = p(V_2 - V_1) = p\Delta V, \quad (8.4)$$

где L — перемещение поршня; V_2 — конечный объем газа в процессе расширения; V_1 — начальный объем газа; $\Delta V = V_2 - V_1 = (\pi \cdot D^2 / 4)L$ — изменение объема газа в процессе расширения 1-2 (рис. 8.2).

Таким образом, термодинамическая система (газ) энергетически взаимодействует с окружающей средой в двух формах — тепловой и механической. В результате такого взаимодействия происходит преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму. Действительно, от нагревателя (рис. 8.2) энергия в тепловой форме подводится к рабочему телу, а отводится — в механической форме.

Запишем выражение первого закона термодинамики и проанализируем его проявление в рассмотренном выше примере:

$$\left. \begin{aligned} \Delta U &= Q - W \\ m c_V (T_2 - T_1) &= Q - W \end{aligned} \right\}. \quad (8.5)$$

Если в процессе расширения 1-2 температура системы (газа) не изменяется ($T_2 = T_1 = idem$), то из выражения (8.5) получаем, что $Q = W$. Это означает, что при изотермическом подводе энергии к системе (газу) в тепловой форме она может быть полностью преобразована в механическую форму. Таким образом, первый закон не накладывает никаких ограничений на процессы преобразования энергии.

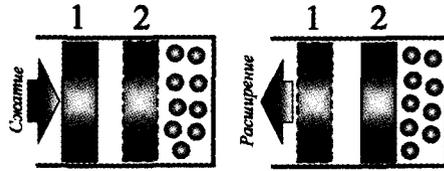


Рис. 8.3. Адиабатическое сжатие и расширение рабочего тела в цилиндре расширительной машины

Вместе с тем, чем больше требуется преобразовать энергии из тепловой формы в механическую форму, тем больше должно расширяться рабочее тело. Чем больше потребности в механической энергии W , тем больше энергии в тепловой форме Q необходимо сообщить рабочему телу. Но чем больше энергии в тепловой форме сообщается рабочему телу, тем больше оно должно расширяться, чтобы всю эту энергию преобразовать в механическую форму. Это обстоятельство требует построения расширительной машины очень больших размеров, что не приемлемо с технической точки зрения. Следовательно, при однократном расширении газа в цилиндре можно преобразовать лишь ограниченное количество энергии из тепловой формы в механическую форму.

Естественно, давно возникла идея создания расширительной машины приемлемых размеров, с помощью которой можно преобразовывать большое количество энергии из тепловой формы в механическую форму. Такая машина должна периодически воспроизводить процесс расширения рабочего тела. Для этого она должна быть способной периодически возвращать рабочее тело в исходное состояние. При этом рабочее тело в расширительной машине может возвращаться в исходное состояние непрерывно (как в газотурбинных двигателях) или периодически (как в поршневых двигателях).

Теоретически это можно сделать, если после процесса расширения произвести процесс сжатия рабочего тела (перевести его в первоначальное состояние). В этом случае рабочее тело в расширительной машине будет работать по замкнутому циклу (циклически). Выясним условия протекания такого цикла, для чего проведем ряд идеализированных экспериментов.

Пусть в цилиндре расширительной машины (рис. 8.3) находится некоторое количество рабочего тела. Осуществим процесс сжатия 1–2 рабочего тела. В процессе сжатия объем рабочего тела уменьшается, а давление — увеличивается. При сжатии затрачивается энергия в механической форме $W_{\text{сж}}$. Если энергия в тепловой форме от рабочего тела не отводится (процесс протекает адиабатически), то в соответствии с законом сохранения энергии (8.5) можно записать

$$\Delta U = -(-W_{\text{сж}}) = W_{\text{сж}}. \quad (8.6)$$

Выражение (8.6) записано с учетом правила знаков — подводимая к рабочему телу (изучаемой системе) энергия в механической форме записывается с отрицательным знаком.

Из выражения (8.6) видно, что $\Delta U > 0$. Следовательно, $U_2 > U_1$, т. е. температура рабочего тела при адиабатическом сжатии увеличивается, так

как $U = f(T)$. В процессе сжатия происходит преобразование энергии из механической формы в тепловую форму, поэтому внутренняя энергия рабочего тела увеличивается. Процесс сжатия $1-2$ будет происходить до тех пор, пока внешнее усилие, прикладываемое к поршню, будет превышать усилие, прикладываемое к поршню газом:

$$P_{\text{вн}} - P \rightarrow +0. \quad (8.7)$$

Так как в процессе сжатия давление рабочего тела увеличивается, увеличивается и усилие P , прикладываемое им к поршню. Поэтому для выполнения условия (8.7) необходимо в процессе сжатия увеличивать внешнюю силу $P_{\text{вн}}$, прикладываемую к поршню.

В конце процесса сжатия начнем плавно уменьшать усилие $P_{\text{вн}}$, прикладываемое к поршню. Теперь условие (8.7) изменится на противоположное:

$$P_{\text{вн}} - P \rightarrow -0. \quad (8.8)$$

Так как в этом случае усилие P , прикладываемое к поршню газом, превышает внешнее усилие $P_{\text{вн}}$, он будет расширяться. Поршень вернется из положения 2 в положение 1 . При этом газ совершит работу над поршнем, равную $W_{\text{расш}}$. В процессе расширения от рабочего тела отводится энергия в механической форме. Для процесса расширения $2-1$ с учетом правила знаков выражение (8.5) можно записать в виде

$$\Delta U = -(+W_{\text{расш}}) = -W_{\text{расш}}. \quad (8.9)$$

Внутренняя энергия рабочего тела в процессе адиабатического расширения понижается. Следовательно, в процессе расширения рабочего тела его температура уменьшается.

В процессе расширения $2-1$ рабочее тело возвращается в исходное состояние, так как проходит точно через те же состояния, что и в процессе сжатия $1-2$. Так как рабочее тело вернулось в исходное состояние, оно совершило некоторый циклический процесс $1-2-1$. Исследуем этот циклический процесс рабочего тела с помощью индикаторной диаграммы (рис. 8.4). Площадь под линией процесса $1-2$ численно равна энергии, затраченной в механической форме на сжатие рабочего тела. Площадь под линией $2-1$ численно равна энергии, полученной от рабочего тела в механической форме в процессе расширения. Эти площади равны. Следовательно, энергия, полученная от рабочего тела в процессе расширения $2-1$ равна энергии, затрачиваемой в механической форме на сжатие рабочего тела в процессе $1-2$. Температура рабочего тела в конце цикла равна температуре рабочего тела в начале цикла, так как оно вернулось в исходное состояние. Изменение внутренней энергии за цикл равно нулю $\Delta U_{1-2-1} = 0$, $[T_{\text{кон}} = T_{\text{нач}}]^1$.

Так как процессы сжатия $1-2$ и расширения $2-1$ происходят адиабатически $Q_{1-2} = Q_{2-1} = 0$. Следовательно, для рассматриваемого цикла выражение (8.5) можно представить в виде

$$0 = 0 - (-W_{\text{сж}}) - W_{\text{расш}} = W_{\text{сж}} - W_{\text{расш}}. \quad (8.10)$$

¹ Здесь и далее по тексту в квадратных скобках указаны условия, при которых данное выражение справедливо.

После преобразований выражение (8.10) примет вид

$$W_{\text{сж}} = W_{\text{расш}}. \quad (8.11)$$

Выражение (8.11) показывает, что в рассматриваемом цикле нет «прибыли» энергии в механической форме. Результирующая работа цикла равна нулю ($W_{\text{рез}} = W_{\text{расш}} - W_{\text{сж}} = 0$). Такой цикл можно назвать бесполезным, так как при его осуществлении от рабочего тела нельзя отобрать часть энергии в механической форме. «Бесполезный» цикл в дальнейшем рассматривать не будем, так как он не представляет интереса для науки и техники.

При рассмотрении процессов преобразования энергии мы использовали термин «цикл», не установив его физического смысла. Из приведенных выше примеров можно уже интуитивно выяснить его смысл. Термин «цикл» («циклический процесс») указывает на непрерывное изменение состояния рабочего тела, в результате которого оно возвращается в первоначальное состояние, из которого эти изменения начались. Графически циклический процесс (цикл) изображается в виде замкнутой линии. В термодинамике рассматривают циклы, состоящие из строго определенной последовательности некоторых простейших процессов (изотермического, изохорного, изобарного, адиабатного), в результате протекания которых рабочее тело возвращается в исходное состояние. Изображенный на рис. 8.4 бесполезный цикл начинается в точке 1 и заканчивается в этой же точке 1. При этом процесс расширения 2-1 проходит точно через те же состояния, что и процесс сжатия 1-2.

Циклы бывают обратимые и необратимые. Цикл, состоящий из равновесных и обратимых процессов, называют обратимым. Рабочее тело в таком цикле не должно подвергаться химическим изменениям. Если хоть один из процессов, входящих в состав цикла, является необратимым, то и весь цикл будет необратимым.

Чтобы бесполезный цикл, индикаторная диаграмма которого показана на рис. 8.4, стал полезным, необходимо, чтобы линия процесса расширения 2-1 была расположена выше линии сжатия 1-2. Такая индикаторная диаграмма показана на рис. 8.5. Линия 1-2-3 представляет процесс сжатия. В этом процессе на сжатие рабочего тела затрачивается энергия в механической форме $W_{\text{сж}}$, численно равная площади фигуры 1-2-3- V_3 - V_1 . Линия 3-4-1 изображает процесс расширения рабочего тела. В процессе расширения от рабочего тела в окружающую среду отводится энергия в механической форме $W_{\text{расш}}$, численно равная площади фигуры 3-4-1- V_1 - V_3 . Сравнение этих площадей показывает, что в процессе расширения от рабочего тела можно отвести больше энергии в механической форме, чем затратить в процессе сжатия. Тем не менее, часть энергии, отведенной от рабочего тела в процессе расширения, снова придется затратить на сжатие рабочего тела. Следовательно, в окружающую среду от рабочего тела можно отвести лишь следующее количество энергии в механической форме:

$$W_{\text{рез}} = W_{\text{расш}} - W_{\text{сж}} > 0. \quad (8.12)$$

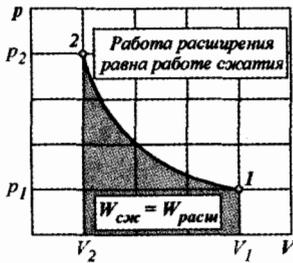


Рис. 8.4. Индикаторная диаграмма бесполезного цикла



Рис. 8.5. Условная схема протекания прямого цикла

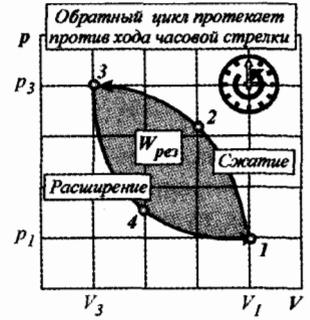


Рис. 8.6. Условная схема протекания обратного цикла



Рис. 8.7. Последовательность осуществления циклического процесса

Величину $W_{рез}$ называют *результатирующей работой* цикла. Это количество энергии в механической форме можно использовать для производственных нужд.

Условный цикл, изображенный на рис. 8.5, называют *прямым*, так как он протекает *по ходу часовой стрелки*. В прямом цикле энергия, получаемая в механической форме в процессе расширения 3-4-1, больше энергии, затрачиваемой в механической форме в процессе сжатия 1-2-3. В тепловых двигателях реализуются прямые циклы. Цикл называют *обратным*, если он протекает *против хода часовой стрелки* (рис. 8.6). В холодильных машинах и тепловых насосах реализуются обратные циклы.

Для осуществления прямого или обратного цикла недостаточно иметь только рабочее тело и расширительную машину, но это стало ясно не сразу. Неясность условий протекания прямого и обратного циклов в расширительной машине не позволяла выяснить технические принципы построения тепловых машин.

Определим конструктивную схему теплового двигателя, в котором можно реализовать прямой цикл. Для этого сожмем рабочее тело в расширительной машине (рис. 8.7). При сжатии рабочее тело перейдет из состояния 1 в состояние 2. Объем рабочего тела уменьшится, а давле-

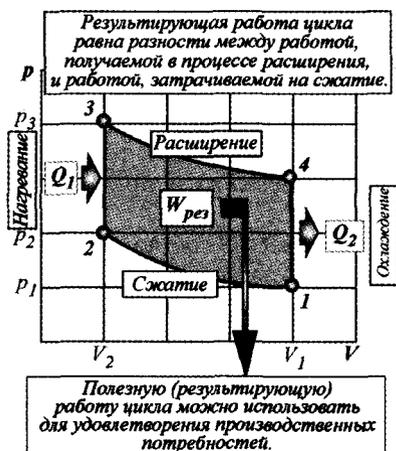


Рис. 8.8. Индикаторная диаграмма условного цикла

ние и температура — увеличатся. На индикаторной диаграмме (рис. 8.8) процесс адиабатического сжатия (предполагается, что стенки цилиндра и поршня расширительной машины являются идеальным теплоизолятором) изображен линией 1–2. В конце процесса сжатия (состояние 2; рис. 8.7) зафиксируем поршень и будем нагревать рабочее тело. В процессе нагрева окружающей средой будет передано рабочему телу некоторое количество энергии Q_1 в тепловой форме. Так как объем рабочего тела в процессе нагрева не изменяется ($V = idem$), будут увеличиваться его температура и давление.

Изменение параметров состояния рабочего тела в процессе нагрева на индикаторной диаграмме (рис. 8.8) изображено линией 2–3. Освободим поршень. Под действием силы давления рабочего тела поршень переместится, увеличив объем цилиндра. Рабочее тело перейдет в состояние 3 (рис. 8.7). Следовательно, рабочее тело расширится, отдав поршню часть своей энергии в механической форме. Благодаря процессу подвода к рабочему телу энергии в тепловой форме (состояние 2; рис. 8.7), линия расширения 3–4 (рис. 8.8) не совпадает с линией сжатия 1–2.

Как видно на рис. 8.8, площадь фигуры под линией процесса расширения 3–4 больше площади фигуры под линией процесса сжатия 1–2. Это означает, что в процессе расширения от рабочего тела можно отвести больше энергии в механической форме, чем затратить в процессе его сжатия. Избыток энергии в механической форме, определяемый выражением (8.12), можно использовать в окружающей среде.

На рис. 8.8 также видно, что с помощью процесса расширения 3–4 нельзя осуществить замыкание цикла (точка 4 не совпадает с точкой 1). Чтобы замкнуть цикл, зафиксируем поршень и охладим рабочее тело (состояние 4; рис. 8.7). В результате отвода от рабочего тела энергии в тепловой форме при неизменном объеме ($V = idem$) его температура и давление будут уменьшаться. Отведя некоторое количество энергии Q_2 в тепловой форме, цикл замкнем (процесс 4–1; рис. 8.8). Такой цикл можно

повторять многократно, преобразовывая, тем самым, большое количество энергии из тепловой формы в механическую форму.

Рассмотренный выше цикл показывает, что для его осуществления необходимо иметь расширительную машину (цилиндр с подвижным поршнем), газообразное рабочее тело, источник тепловой энергии (для передачи ее рабочему телу путем нагревания) и приемник тепловой энергии (для охлаждения рабочего тела).

Осознание этого факта сейчас не составляет никакой сложности, но еще несколько веков назад об этом даже не велось и речи. Термодинамика как наука была тогда в зачаточном состоянии. Неясно также было, можно ли всю энергию преобразовать в циклически работающей тепловой машине из тепловой формы в механическую форму. Открытый первый закон термодинамики (всеобщий закон сохранения энергии) никаких ограничений на такое преобразование не накладывал.

Циклический процесс в тепловой машине можно организовать по-разному. Какой из циклических процессов обладает максимальной эффективностью преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму? Каким критерием можно оценить эффективность преобразования энергии в расширительной машине? На эти вопросы пришлось отвечать ученым в течение последних нескольких веков.

8.2. ОГРАНИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛОВЫХ МАШИН.

ЦИКЛ КАРНО. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Заметим, что в ходе рассмотренного выше термодинамического цикла энергия в тепловой форме как подводилась к системе (газу), так и отводилась от нее. В этом случае результирующее количество энергии в тепловой форме Q , которой обмениваются термодинамическая система и окружающая среда в ходе циклического процесса, равно

$$Q = Q_{\text{подв}} - Q_{\text{отв}} = Q_1 - Q_2, \quad (8.13)$$

где $Q_{\text{подв}} = Q_1$ — количество энергии в тепловой форме, которое подводится из окружающей среды к системе в ходе процесса; $Q_{\text{отв}} = Q_2$ — количество энергии в тепловой форме, которое отводится от системы в окружающую среду в ходе процесса.

Подставляя выражения (8.12) и (8.13) в выражение (8.5), получим

$$\Delta U = (Q_1 - Q_2) - (W_{\text{расш}} - W_{\text{сж}}). \quad (8.14)$$

Так как в ходе циклического процесса рабочее тело возвращается в исходное состояние (точку 1; рис. 8.8), изменение его внутренней энергии за цикл равно нулю:

$$\Delta U = mc_V(T_{\text{кон}} - T_{\text{нач}}) = mc_V(T_1 - T_1) = 0, \quad [T_{\text{кон}} = T_{\text{нач}} = T_1],$$

где m — масса рабочего тела (газа); c_V — теплоемкость газа при постоянном объеме; $T_{\text{нач}} = T_1$ — температура рабочего тела в начале цикла; $T_{\text{кон}} = T_1$ — температура рабочего тела в конце цикла.

В этом случае выражение (8.14) можно представить в виде

$$\begin{aligned}(Q_1 - Q_2) &= (W_{\text{расш}} - W_{\text{сж}}); \\ Q_1 - Q_2 &= W_{\text{рез}}.\end{aligned}\tag{8.15}$$

Выражение (8.15) показывает, что результирующая работа цикла $W_{\text{рез}}$ равна разности между количеством энергии Q_1 , подведенной к рабочему телу в тепловой форме, и количеством энергии Q_2 , отведенным от рабочего тела в тепловой форме. На основании выражения (8.15) логически возникает вопрос: «Как организовать циклический процесс, чтобы при заданном количестве Q_1 подведенной к рабочему телу энергии в тепловой форме отвести от него максимальное количество энергии в механической форме $W_{\text{рез}}$?»:

$$Q_1 - Q_2 = W_{\text{рез}} \rightarrow \max, \quad [Q_1 = \text{idem}].$$

Организовать такой циклический процесс на протяжении более 18 веков не представлялось возможным. Дело было не в технической сложности организации циклического процесса, а в неясности условий, необходимых для его реализации.

Впервые правильно поставил и решил эту задачу военный инженер Сади Карно (1796–1832 гг.) — сын военного министра при Наполеоне и дядя будущего президента Французской республики. Он прожил короткую, но яркую жизнь, оставив в науке глубокий след. За свою жизнь он опубликовал всего лишь ... одну книгу «*Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу*», вышедшую в 1824 г. Вначале эта работа осталась почти не замеченной в научных кругах. Она не оказала тогда влияния на развитие науки и техники. По достоинству работа Карно была оценена лишь после его смерти, когда была издана Б. Клапейроном в 1834 г. с его комментариями. Причиной такого запоздлого признания труда С. Карно явилось то, что большая часть приводимых в ней выводов была получена на основании материальной («теплородной») теории, доверие к которой в то время уже было сильно подорвано.

Карно был первооткрывателем одного из основных законов термодинамики — ее второго начала, определяющего возможность осуществления, направление и пределы развития термодинамических процессов.

Огромная заслуга Карно состоит и в том, что он был основателем теории циклов (циклических процессов).

Наблюдая действие паровой машины, Карно понял, что суть происходящих в ней процессов заключается в следующем. Некоторое количество воды попадает в котел, где она превращается в пар. Пар поступает в цилиндр, где расширяется, перемещая поршень. Затем пар выпускается в холодильник (конденсатор), где он снова превращается в жидкую воду (конденсируется).

Карно, прежде всего, осознал, что одно нагретое тело само по себе не может производить работу. Для того чтобы построить тепловой двигатель, необходимо, кроме нагретого тела (нагревателя), иметь еще и второе тело с температурой более низкой (холодильник).

В обычной паровой машине нагреватель — это котел, в котором вода превращается в пар (он является рабочим телом), а холодильник — конденсатор, в котором пар, совершивший работу (отдавший часть своей

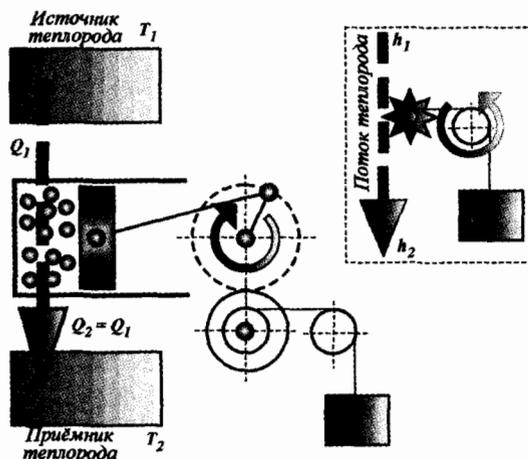


Рис. 8.9. Условная схема работы теплородной машины Карно

внутренней энергии в механической форме окружающей среде — поршню парового двигателя), конденсируется, снова превращаясь в воду. Как видим, кроме нагревателя и холодильника должно существовать некоторое рабочее тело — жидкость или газ, которое переносит тепловую энергию и «по дороге» совершает работу.

Карно сумел понять важный научный факт: чтобы паровая машина работала непрерывно (циклически), она должна отдавать тепло (энергию в тепловой форме) охлаждающей воде в конденсаторе, а не только поглощать тепло (энергию в тепловой форме) от топлива в котле. Иначе говоря, для непрерывного совершения работы необходима передача части тепловой энергии от высокотемпературного источника — огня к низкотемпературному стоку — охлаждающей воде.

Следует отметить, что Карно при конструировании своего цикла использовал метод аналогий, опираясь на *теплородную* теорию теплоты. Схема машины Карно показана на рис. 8.9. Поток теплорода Q_1 (ширина полосы соответствует ее количеству) «падает» с температуры T_1 («с высоты h_1 ») на более низкую температуру $T_2 < T_1$ («на высоту h_2 »). При этом производится работа W по поднятию груза. Нетрудно заметить, что такое объяснение работы тепловой машины возникло по аналогии с гидравлической машиной (например, водяной мельницей), только роль воды играет «теплород», а напора, обусловленного высотой падения воды $\Delta h = h_1 - h_2$ — разность температур $\Delta T = T_1 - T_2$. Количество воды G , как и количество теплорода Q_1 , не меняется — сколько входит, столько и выходит ($Q_2 = Q_1$). На первых порах такая теория была вполне приемлемой, тем более что из нее следовал правильный вывод: тепловая машина может работать только при наличии разности температур (как и водяная мельница — только при наличии разности высот воды). Если $\Delta T = 0$, то теплота будет «мертвой» (неработоспособной), как «мертвая вода» Леонардо да Винчи при $\Delta h = 0$.

Теплород можно уподобить зубчатой полосе (рис. 8.9), которая при падении с некоторой высоты h_1 на высоту h_2 вращает зубчатое колесо,

совершая работу. Если нет разности высот, то нет вращения зубчатого колеса, а поэтому нет и работы. Тем не менее, это всего лишь абстракции.

Сначала мы сами проведем некоторые обобщающие рассуждения с целью поиска такой схемы циклического процесса, при которой можно получить максимум полезной работы (энергии в механической форме). Под понятием «полезная работа» будем понимать ту часть положительной работы, которую можно использовать по своему усмотрению в окружающей среде.

Решение поставленной проблемы заключается в поиске такой совокупности и последовательности простейших термодинамических процессов (изохорного, изотермического, изобарного, адиабатного или политропического), которая обеспечивала бы максимальный КПД цикла. Выясним физический смысл, который закладывается в понятие «КПД цикла». Циклический процесс в расширительной машине осуществляется с целью преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму. Количество энергии $W_{\text{рез}}$, которое отводится от тепловой машины в окружающую среду в механической форме, представляет полезный эффект. В ходе циклического процесса к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме в количестве Q_1 . Вполне естественно, что на практике стремятся достичь такой эффективности работы тепловой машины, чтобы всю подводимую к рабочему телу энергию Q_1 преобразовать из тепловой формы в механическую форму ($W_{\text{рез}} = Q_1$).

Однако в ходе циклического процесса, как мы убедились ранее, часть подводимой энергии в тепловой форме Q_2 отводится от рабочего тела обратно в окружающую среду при замыкании цикла. Следовательно, не вся подводимая тепловая энергия Q_1 преобразуется в полезную работу¹ $W_{\text{рез}}$. КПД цикла в этом случае представляет собой отношение полезного эффекта $W_{\text{рез}}$ к желаемому ($W_{\text{рез}} = Q_1$):

$$\text{КПД} = \frac{\text{Полезный эффект}}{\text{Желаемый эффект}} = \frac{W_{\text{рез}}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (8.16)$$

С геометрической точки зрения работа (количество механической энергии) интерпретируется площадью под графиком процесса в V - p -координатах (индикаторная диаграмма). Для сжатия рабочего тела требуется подвод к поршню (рис. 8.1) энергии в механической форме извне. Эту работу по сжатию рабочего тела считают отрицательной величиной (знак указывает только на то, что работа совершается не рабочим телом, а окружающей средой над ним). Если рабочее тело расширяется, оно само совершает работу над поршнем, которую считают положительной. Следовательно, чтобы цикл имел максимально возможный КПД, необходимо получить максимум работы при расширении рабочего тела и затратить минимум работы при его сжатии.

С геометрической точки зрения на графике в V - p -координатах (рис. 8.5) линия процесса расширения 3-4-1 должна располагаться на максимально возможном удалении от оси V (максимальная положительная работа), а линия процесса сжатия 1-2-3 — на минимальном удалении от оси V

¹ См. выражение (8.15).

(минимальная отрицательная работы). Разность этих площадей представляет собой полезную (результатирующую) работу цикла $W_{\text{рез}}$. Чем больше разность этих площадей (фигура 1-2-3-4-1; рис. 8.5), тем больше полезная работа $W_{\text{рез}}$, которую можно использовать в окружающей среде (для привода автомобилей, танков, самолетов, станков и других устройств).

Следовательно, при организации в расширительной машине циклического процесса необходимо выбрать такую комбинацию ранее рассмотренных процессов, чтобы на индикаторной диаграмме площадь фигуры под линией расширения была максимальной, а под линией сжатия — минимальной.

Несмотря на ложность исходного положения о неуничтожимости теплорода, Карно приходит к правильным выводам о том, в каком направлении происходит процесс в тепловой машине и каково условие его наиболее выгодного использования.

Чтобы понять цикл Карно, необходимо глубже уяснить функциональное назначение тех устройств, которые в нем участвуют. К ним относятся (рис. 8.10):

1. Рабочий цилиндр с идеальным газом, закрытый идеально пригнанным, легко, без трения, движущимся поршнем. Поршень через шатун связан с кривошипным механизмом. Поршень совершенно не проводит тепла (идеализация). Стенки цилиндра являются идеальным проводником тепла. Эти стенки будем считать нематериальными, т. е. не имеющими толщины (идеализация), поэтому их теплоемкость равна нулю (не тратится тепловая энергия на их нагрев).
2. Нагреватель (высокотемпературный источник тепловой энергии), предназначенный для нагревания рабочего тела, обладает неограниченным запасом тепловой (внутренней) энергии. Это означает, сколько бы тепловой энергии мы не отобрали от него, его температура остается без изменения ($T_1 = \text{idem}$). Если температура нагревателя при отборе от него тепловой энергии в любом количестве не изменяется, запас внутренней энергии в нем бесконечно большой. Такие источники тепловой энергии называют тепловыми резервуарами или термостатами. Примером термостата может служить окружающая среда. Из нее можно отнимать тепловую энергию в любом количестве, не заметив изменения температуры. Эта энергия восполняется Вселенной.
3. Холодильник (низкотемпературный источник тепловой энергии), предназначенный для охлаждения рабочего тела и способный поглощать неограниченное количество энергии в тепловой форме без изменения своей температуры ($T_2 = \text{idem}$). Такой холодильник также называют тепловым резервуаром или термостатом. Примером термостата может служить окружающая среда в случае поглощения энергии в форме теплоты.

Пусть в цилиндре расширительной машины (рис. 8.11) находится рабочее тело (газ). Поршень находится в ВМТ, в результате чего рабочее тело максимально сжато. На индикаторной диаграмме, представленной на рис. 8.12, этому состоянию рабочего тела соответствует точка 1. Предоставим рабочему телу возможность расширяться и совершать при этом

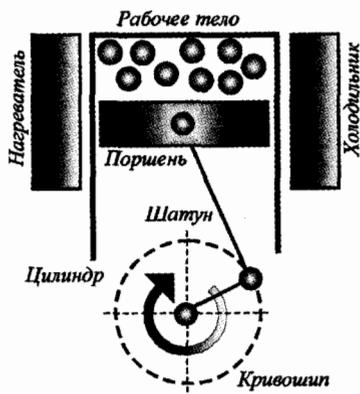


Рис. 8.10. Идеализированная схема теплового двигателя

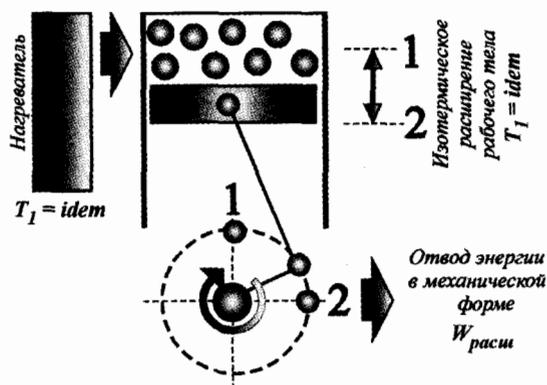


Рис. 8.11. Расширение рабочего тела в расширительной машине при постоянной температуре

положительную работу против действия внешних сил. Процесс расширения рабочего тела проведем в два этапа.

Первый этап расширения — от точки 1 до точки 2 по индикаторной диаграмме (рис. 8.12). На этом этапе рабочее тело через стенку цилиндра находится в постоянном контакте с нагревателем (рис. 8.11). При расширении внутренняя энергия газа преобразуется в механическую (кинетическую) энергию подвижных частей окружающей среды путем совершения работы, поэтому внутренняя энергия рабочего тела должна понижаться, и, следовательно, должна понижаться его температура. Однако за счет постоянного притока тепловой энергии от нагревателя с температурой T_1 на этом этапе расширения температура рабочего тела поддерживается постоянной и равной $T_1 = idem$ (изотермический процесс). На индикаторной диаграмме (рис. 8.12) изотермический процесс расширения рабочего тела при подводе тепловой энергии к нему изображается линией 1–2. Таким образом, в процессе 1–2 внутренняя энергия рабочего тела не изменяется ($\Delta U = 0$; $U_2 = U_1$).

Второй этап расширения — от точки 2 до точки 3 по индикаторной диаграмме (рис. 8.12). На этом этапе тепловое взаимодействие между рабочим телом и нагревателем отсутствует (рис. 8.13). На цилиндр как бы устанавливают тепловой изолятор. Рабочее тело продолжает расширяться без подвода тепловой энергии, совершая при этом работу по перемещению поршня (энергия передается поршню в механической форме). Такой процесс расширения называют адиабатическим. Внутренняя энергия тела уменьшается, поскольку она превращается в кинетическую энергию подвижных частей (окружающая среда) посредством работы (механического взаимодействия). Следовательно, температура рабочего тела уменьшается от T_1 до T_2 , соответствующей точке 3 на индикаторной диаграмме. Так как тепловая энергия не подводится к рабочему телу и не отводится от него, то процесс расширения адиабатический. На индикаторной диаграмме (рис. 8.12) он показан линией 2–3. Точка 3 на индикаторной диаграмме соответствует положению поршня в НМТ.

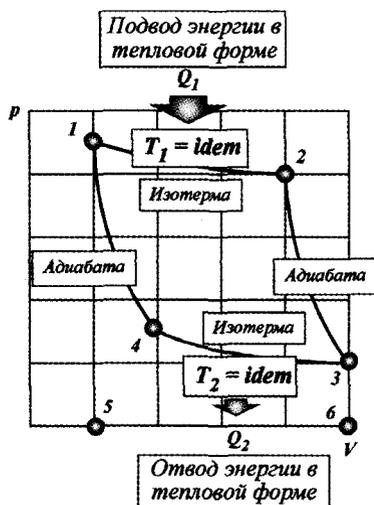


Рис. 8.12. Индикаторная диаграмма прямого цикла Карно

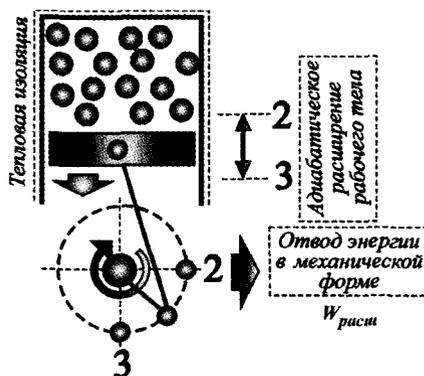


Рис. 8.13. Расширение рабочего тела в расширяющей машине без теплообмена с окружающей средой

Чем обусловлена именно такая последовательность проведения процесса расширения рабочего тела, сначала — изотермически, а затем адиабатически?

Первый этап расширения $1-2$ (рис. 8.12) должен проходить при условии расположения линии расширения на максимальном удалении от оси объемов, что позволит получить максимально возможную работу расширения. Этому условию больше всего удовлетворяет изотермический процесс. На индикаторной диаграмме изотерма проходит плавно (снижается мало). Второй этап расширения $2-3$ является конечным, поскольку поршень должен прийти в положение НМТ. Его необходимо провести так, чтобы конечная точка 3 процесса находилась на минимально возможном удалении от оси объемов, поскольку после полного расширения рабочего тела должен последовать процесс его сжатия с целью замыкания циклического процесса. Поэтому на втором этапе $2-3$ расширение рабочего тела необходимо провести так, чтобы совершалась положительная работа при резком падении давления. Этому условию удовлетворяет адиабатический процесс, так как адиабата проходит круче изотермы. Из индикаторной диаграммы видно, что изотерма $1-2$ проходит положе, чем адиабата $2-3$.

В процессе расширения рабочего тела $1-2-3$ от него отводится энергия в механической форме (путем совершения работы $W_{\text{расш}}$).

После завершения процесса расширения (точка 3) рабочее тело будет сжиматься из-за обратного движения поршня. Сжатие рабочего тела осуществляется также в два этапа.

Первый этап сжатия осуществляется от точки 3 до точки 4 (рис. 8.12). На этом этапе сжатия рабочее тело через нематериальную стенку цилиндра приводится в контакт с холодильником (рис. 8.14).

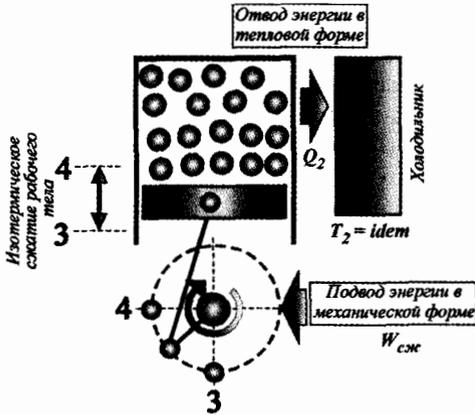


Рис. 8.14. Сжатие рабочего тела в расширительной машине при постоянной температуре

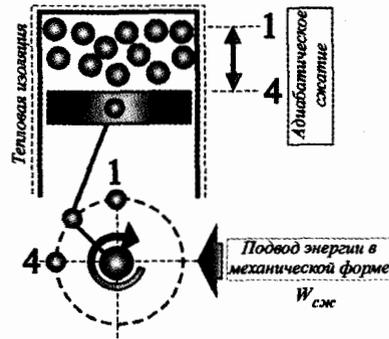


Рис. 8.15. Адиабатическое сжатие рабочего тела в расширительной машине без теплообмена с окружающей средой

При сжатии к рабочему телу подводится энергия извне в механической форме (путем совершения работы сжатия $W_{сж}$, которая отрицательна). Внешняя энергия посредством работы преобразуется во внутреннюю энергию рабочего тела. В процессе сжатия $3-4$ внутренняя энергия рабочего тела должна возрастать, поэтому должны возрастать его температура и давление. Чем круче проходит кривая сжатия, тем больше ее удаление от оси объемов, тем больше механической энергии (работы) затрачивается на сжатие рабочего тела. Необходимо, чтобы на начальном этапе сжатия кривая $3-4$ на индикаторной диаграмме (рис. 8.12) не поднималась круто, а была пологой. Как мы уже убедились ранее, этому условию удовлетворяет изотермический процесс ($T_2 = idem$). Именно поэтому на первом этапе сжатия рабочее тело приводят в контакт с холодильником, в который отводится энергия в тепловой форме. Таким образом, приведение рабочего тела в контакт с холодильником на первом этапе сжатия обеспечивает минимизацию энергетических затрат за счет протекания процесса по изотерме $3-4$.

Второй этап сжатия — от точки 4 до точки 1 (исходной точки) по индикаторной диаграмме (рис. 8.12). Для того чтобы замкнуть цикл, последний (второй) этап сжатия необходимо провести более круто (для замыкания цикла в точку 1). Нетрудно понять, что последний этап сжатия $4-1$ рабочего тела должен происходить без обмена энергией в тепловой форме с окружающей средой, т. е. быть *адиабатическим* (рис. 8.15), так как адиабата значительно круче изотермы.

Таким образом, в результате осуществления четырех процессов цикл Карно замыкается в точке 1 . Рабочее тело прошло полный замкнутый цикл, а поршень совершил два хода (такта). При этом следует заметить, что в цикле Карно рабочее тело не покидает пределов системы (не выбрасывается наружу), т. е. рассматриваемая термодинамическая система (рабочее тело) не обменивается веществом с окружающей средой (является закрытой).

Теперь оценим суммарный результат рассмотренного циклического процесса. Индикаторная диаграмма цикла Карно представлена на рис. 8.12. На этапах расширения $1-2$ и $2-3$ газ совершал положительную работу (энергия отводилась от рабочего тела в окружающую среду в механической форме); на этапах сжатия $3-4$ и $4-1$ работа совершалась над газом (ей приписывается знак «минус»). Следовательно в процессе расширения термодинамическая система (газ) совершает работу над окружающей средой (перемещает поршень, с которым может быть связан любой агрегат, устройство), а в процессе сжатия окружающая среда (поршень) совершает работу над термодинамической системой (газом). Площадь $1-2-3-6-5$ на индикаторной (рабочей) диаграмме эквивалентна энергии $W_{\text{расш}}$, отводимой от рабочего тела в окружающую среду в механической форме. Площадь $3-4-1-5-6$ эквивалентна энергии $W_{\text{сж}}$, подводимой к рабочему телу из окружающей среды в механической форме.

На рис. 8.12 видно, что разность между работой (площадь $1-2-3-6-5$), выполненной системой (газом) над окружающей средой (поршнем), и работой (площадь $3-4-1-5-6$), выполненной окружающей средой (поршнем) над системой (газом), равна результирующему количеству работы (энергии) $W_{\text{рез}}$, выполненной термодинамической системой за цикл. Эту результирующую работу $W_{\text{рез}}$ называют еще *полезной*, так как она может быть отведена в окружающую среду и больше в цикл не возвращена. Полезная работа цикла $W_{\text{рез}}$ численно равна площади фигуры, ограниченной замкнутой кривой $1-2-3-4-1$.

В соответствии с выражением (8.16), КПД рассмотренного цикла равен

$$\text{КПД цикла} = \frac{\text{Площадь } 1-2-3-4-1}{\text{Площадь } 1-2-3-6-5-1}.$$

Если внимательно посмотреть на рис. 8.12, можно заметить, что цикл может осуществляться в двух направлениях:

- первое направление — по ходу часовой стрелки (изотермическое расширение $1-2$; адиабатическое расширение $2-3$; изотермическое сжатие $3-4$; адиабатическое сжатие $4-1$);
- второе направление — против хода часовой стрелки (адиабатическое расширение $1-4$; изотермическое расширение $4-3$; адиабатическое сжатие $3-2$; изотермическое сжатие $2-1$).

В первом случае цикл называют прямым. Во втором случае цикл называется обратным.

Если совершается прямой цикл, то рабочее тело передает свою внутреннюю энергию окружающей среде в механической форме. Если цикл совершается в обратном направлении, то рабочее тело получает энергию из окружающей среды в механической форме. Как будет установлено в дальнейшем, рабочему телу для замыкания циклического процесса (как прямого, так и обратного) все же необходимо будет сбросить часть энергии в окружающую среду в тепловой форме.

Тепловая машина, работающая по прямому циклу, называется тепловым двигателем.

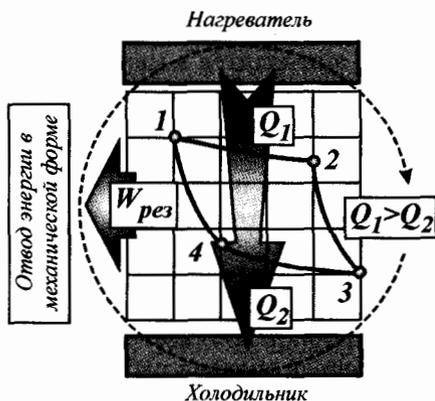


Рис. 8.16. Условная схема работы тепловой машины Карно по прямому циклу

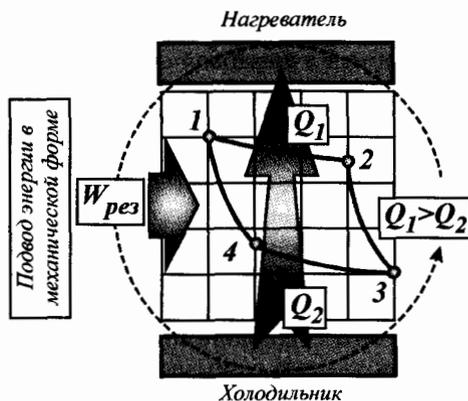


Рис. 8.17. Условная схема работы тепловой машины Карно по обратному циклу

Результат цикла, происходящего по ходу часовой стрелки, представлен на рис. 8.16 и заключается:

- в поглощении рабочим телом энергии Q_1 в тепловой форме от высокотемпературного источника (теплового резервуара);
- в отдаче рабочим телом энергии в форме теплоты Q_2 низкотемпературному источнику (тепловому резервуару);
- в отдаче рабочим телом части полученной в тепловой форме энергии Q_1 окружающей среде в механической форме $W_{рез}$.

Для цикла, проходящего против хода часовой стрелки (рис. 8.17), результат состоит:

- в получении рабочим телом энергии в форме теплоты Q_2 от низкотемпературного источника;
- в получении рабочим телом энергии в механической форме из окружающей среды $W_{рез}$;
- в отдаче рабочим телом высокотемпературному источнику части энергии Q_1 в тепловой форме.

Сравним результирующий эффект циклов, происходящих в прямом и обратном направлениях между одними и теми же источниками тепловой энергии с температурами T_1 и T_2 .

В прямом цикле (рис. 8.16) в изотермическом процессе $1-2$ ($T_1 = idem$) от нагревателя к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме в количестве Q_1 . В этом же процессе от рабочего тела отводится энергия в механической форме W_{1-2} , численно равная площади фигуры под графиком процесса $1-2$. В процессе $2-3$ рабочее тело адиабатически расширяется (рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме), но от рабочего тела отводится в окружающую среду энергия W_{2-3} в механической форме, численно равная площади фигуры под графиком процесса $2-3$.

Если прямой $1-2-3-4-1$ (рис. 8.16) и обратный $1-4-3-2-1$ (рис. 8.17) циклы проходят по одному и тому же пути между одними и теми же источниками тепловой энергии (высокотемпературным T_1 и низкотемпературным T_2), то получаемая в них результирующая работа одинакова:

$$W_{\text{рез. прямого}} = W_{\text{рез. обратного}}.$$

Этот факт подтверждается тем, что площадь фигуры $1-2-3-4-1$ (рис. 8.16), численно равная результирующей работе прямого цикла, равна площади фигуры $1-4-3-2-1$ (рис. 8.17), численно равной результирующей работе обратного цикла.

Этот научный факт, вероятно, осознал Карно. Примерно по такому пути он строил свои рассуждения.

Существует достаточно много простейших циклов. Многие из них носят имена тех, кто первым их предложил, изучил или применил. В термодинамике известны циклы Отто (Бо де Роша), Дизеля, Брайтона, Эриксона, Стирлинга, Рэнкина. Но самый известный и исторически значительный из всех — это цикл, обоснованный и проанализированный С. Карно. В честь вклада Карно в термодинамику любой циклический процесс, состоящий из двух адиабатических и двух изотермических процессов (рис. 8.12), называют теперь циклом Карно.

Карно сделал очень важный вывод о том, что величина результирующей работы $W_{\text{рез}}$, которая может быть выполнена в цикле рабочим телом, зависит непосредственно от разности температур между высокотемпературным нагревателем и низкотемпературным холодильником.

На рис. 8.18 показаны два случая осуществления цикла Карно. В обоих случаях изотермическое расширение (линия $1-2$) осуществляется при температуре $T_1 = 800$ К. В первом случае (рис. 8.18, а) изотермическое сжатие (линия $3-4$) происходит при температуре $T_2 = 400$ К, что на 100 К больше, чем во втором случае (рис. 8.18, б).

Запишем уравнение состояния идеального газа:

$$pV = mR_0T.$$

Поскольку масса газа и удельная газовая постоянная в ходе циклического процесса не изменяются ($m = \text{idem}$; $R_0 = \text{const}$), произведение величин в правой части уравнения тем меньше, чем меньше температура T . Отсюда следует, что чем меньше температура рабочего тела T при одном и том же его объеме ($V = \text{idem}$), тем меньше его давление p . Следовательно, чем меньше температура холодильника T_2 , тем ниже на индикаторной диаграмме (рис. 8.18) располагается линия изотермического сжатия $3-4$. Так как результирующая работа $W_{\text{рез}}$ численно равна площади между линией расширения $1-2-3$ и линией сжатия $3-4-1$, то во втором случае (рис. 8.18, б) она больше, чем в первом (рис. 8.18, а). Можно заметить, что аналогичный факт будет иметь место, если повысить температуру T_1 высокотемпературного нагревателя (источника тепловой энергии) при неизменной температуре низкотемпературного приемника тепловой энергии (холодильника).

Из приведенных рассуждений можно заключить, что чем больше разность температур между нагревателем и холодильником ($\Delta T = T_1 - T_2$),

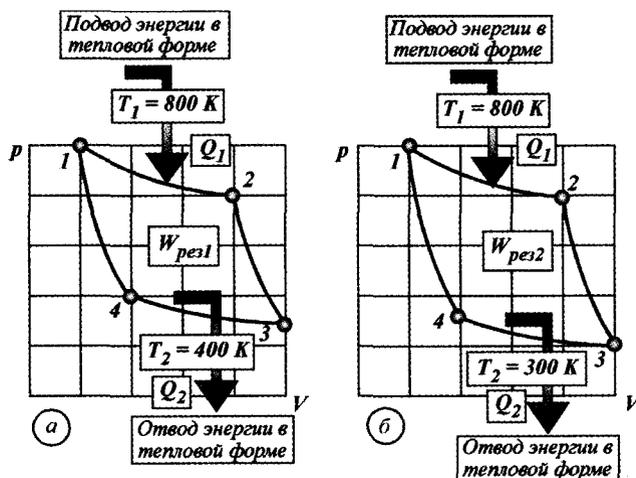


Рис. 8.18. Зависимость результирующей работы цикла Карно от температуры холодильника

тем больше полезной работы (энергии в механической форме) может быть получено в расчете на каждую единицу количества тепловой энергии Q_1 , полученной рабочим телом от источника с высокой температурой T_1 . Следовательно, КПД машины находится в прямой пропорциональной зависимости от разности температур, при которых энергия в форме теплоты поглощается рабочим телом из окружающей среды (T_1) и отдается окружающей среде (T_2). Смысл всего сказанного пока сводится к тому, что тепловая машина, работающая по замкнутому циклу, не может использовать всю энергию Q_1 , подведенную к рабочему телу от нагревателя в тепловой форме — часть тепловой энергии Q_2 должна быть отдана холодильнику.

Этот тезис составляет первый принцип Карно, заключающийся в следующем:

- для непрерывной работы теплового двигателя необходим источник тепловой энергии с высокой температурой и приемник тепловой энергии с низкой температурой.

Первый принцип Карно утверждает, что полностью превратить энергию из тепловой формы в механическую форму в циклическом процессе нельзя. Справедливо и обратное утверждение — превратить полностью энергию из механической формы в тепловую форму в циклическом процессе тоже нельзя.

Следует заметить, что в обычном (не циклическом) процессе можно полностью преобразовать энергию из тепловой формы в механическую форму и обратно. Например, сообщая газу некоторое количество энергии в тепловой форме и позволяя ему расширяться в расширительной машине при постоянной температуре ($T = idem$), можно полностью преобразовать энергию из тепловой формы в механическую форму. Аналогично, сжимая газ изотермически, можно полностью преобразовать энергию из механической формы в тепловую форму. В природе существует асимметрия между

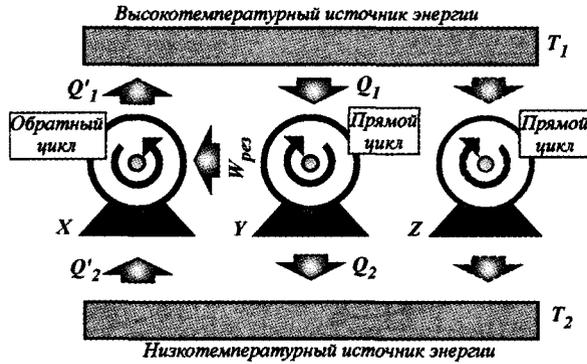


Рис. 8.19. Условная схема совместной работы тепловых машин Карно по прямому и обратному циклу

циклическими и нециклическими процессами во взаимном превращении энергии из тепловой формы в механическую форму и наоборот:

- в циклически работающей тепловой машине энергия не может быть полностью превращена из механической формы в тепловую форму и из тепловой формы в механическую форму.

Теорема Карно и ее доказательство относятся к числу самых красивых построений в физике. С этой теоремы учение о тепле, как о способе передачи энергии и ее количественной мере, присоединилось к числу точных наук.

В открытии Карно удивительно то, что он не использовал закон сохранения энергии (первый закон термодинамики), когда писал свой труд. Тем не менее, его труд свидетельствует о том, что он догадывался о существовании закона сохранения энергии. Карно не знал второго закона термодинамики¹, не умел вычислять работу в различных процессах, поэтому даже не мог определить КПД разработанного им цикла. Трудно сказать, есть ли в науке еще случаи, когда «незнание» двух законов природы (при этом первый закон термодинамики является всеобщим) помогло сделать великое открытие, пользуясь к тому же неверными представлениями о теплоте (теории теплорода).

Карно строил свои рассуждения примерно так. Пусть имеется тепловая машина, которая работает по описанному выше прямому циклу. Она работает между двумя тепловыми резервуарами — высокотемпературным (T_1) и низкотемпературным (T_2). Тепловая машина Y (рис. 8.19), работающая по прямому циклу, приводит в действие машину X , которая работает по обратному циклу. При работе тепловой машины Y по прямому циклу от рабочего тела отводится энергия в механической форме, численно равная результирующей работе $W_{рез}$. При этом к рабочему телу подводится тепловая энергия в количестве Q_1 , а отводится — Q_2 .

Выясним, что происходит при работе тепловой машины Y по прямому циклу. Из окружающей среды (высокотемпературного источника)

¹ Рассматривается в дальнейшем.

к рабочему телу подводится тепловая энергия в количестве Q_1 . Следовательно, внутренняя энергия высокотемпературного источника энергии должна уменьшиться на величину Q_1 , а внутренняя энергия рабочего тела должна увеличиться на эту же величину Q_1 . От рабочего тела в окружающую среду отводится энергия как в тепловой форме в количестве Q_2 , так и в механической форме в количестве $W_{\text{рез}}$. Внутренняя энергия низкотемпературного источника тепловой энергии (холодильника) должна увеличиться. Оба источника тепловой энергии относятся к окружающей среде. Следовательно, внутренняя энергия окружающей среды изменится (уменьшится) на величину $Q_{\text{рез}} = Q_1 - Q_2$ ($Q_1 > Q_2$). Так как в окружающую среду отводится энергия в механической форме, кинетическая или потенциальная энергия окружающей среды тоже должна измениться на величину $W_{\text{рез}}$. Ранее отмечалось, что в ходе циклического процесса рабочее тело возвращается в исходное состояние, поэтому за цикл его внутренняя энергия не изменяется. Следовательно, энергия в тепловой форме в рабочем теле не накапливается. В соответствии с законом сохранения энергии (см. выражение (8.17)) часть подведенной к рабочему телу энергии в тепловой форме $Q_{\text{рез}}$ преобразована в прямом цикле в механическую форму и отведена в окружающую среду, т. е.

$$W_{\text{рез}} = Q_{\text{рез}}. \quad (8.22)$$

Таким образом, в результате работы тепловой машины Карно по прямому циклу в окружающей среде происходит изменение внутренней и внешней (кинетической или потенциальной) энергии тел. Внутренняя энергия рабочего тела не изменяется.

Осуществим в тепловой машине Карно обратный цикл между теми же источниками тепловой энергии (нагревателем и холодильником). В результате работы тепловой машины X (рис. 8.19) по обратному циклу будет затрачиваться энергия в механической форме в количестве $W_{\text{рез}}$, которая получена в тепловой машине Y , работающей по прямому циклу. В результате осуществления обратного цикла энергия в тепловой форме будет отбираться рабочим телом от низкотемпературного источника энергии (холодильника) в количестве Q'_2 . Так как за цикл внутренняя энергия рабочего тела не изменяется (тело возвращается в исходное состояние), передаваемая ему в ходе обратного циклического процесса энергия в механической $W_{\text{рез}}$ и тепловой Q'_2 формах будет отводиться в окружающую среду (высокотемпературный источник энергии) в количестве Q'_1 . В ходе обратного циклического процесса внутренняя энергия рабочего тела также не изменяется. Запишем выражение первого закона термодинамики (закона сохранения энергии) для обратного циклического процесса

$$Q'_1 = Q'_2 - Q'_1 = W_{\text{рез}}. \quad (8.23)$$

Таким образом, в результате осуществления в тепловой машине Карно обратного цикла внутренняя энергия окружающей среды должна измениться (увеличиться) на величину $Q'_{\text{рез}}$.

Проанализируем совместный результат работы машины Карно по *прямому и обратному* циклу.

1. В результате работы машины Y (рис. 8.19) по прямому циклу внутренняя энергия окружающей среды уменьшается на величину $Q_{\text{рез}}$, а механическая энергия (кинетическая или потенциальная) увеличивается на величину $W_{\text{рез}}$.
2. В результате работы машины X по обратному циклу механическая (кинетическая или потенциальная) энергия окружающей среды уменьшается на величину $W_{\text{рез}}$, а внутренняя энергия увеличивается на величину $Q'_{\text{рез}}$.
3. В ходе протекания обоих циклов внутренняя энергия рабочего тела не изменяется ($U_{\text{прямого}} = U_{\text{обратного}} = \text{idem}$).
4. Так как механическая энергия окружающей среды при осуществлении прямого цикла увеличивается на величину $W_{\text{рез}}$, а при осуществлении обратного цикла уменьшается на эту же величину $W_{\text{рез}}$, суммарное изменение механической энергии окружающей среды равно нулю.
5. Сравнивая выражения (8.23) и (8.22), замечаем, что $Q'_{\text{рез}} = Q_{\text{рез}}$, т.е. при осуществлении прямого цикла внутренняя энергия окружающей среды уменьшается на величину $Q_{\text{рез}}$, а при осуществлении обратного цикла увеличивается на эту же величину $Q_{\text{рез}}$.
6. В результате осуществления прямого и обратного циклов Карно между одними и теми же источниками тепловой энергии (нагревателем и холодильником) суммарное изменение энергии окружающей среды равно нулю.

Заменяем машину Карно Y (рис. 8.19), работающую по прямому циклу, другой машиной Карно Z , работающей тоже по прямому циклу. Предположим, что в этой машине при том же количестве сообщенной рабочему телу тепловой энергии Q_1 от него отводится большее, чем в машине Y , количество механической энергии $W_{\text{рез}}^Z > W_{\text{рез}}^Y$. Если эту энергию $W_{\text{рез}}^Z$ затратить в тепловой машине X , работающей по обратному циклу, то она должна передать в окружающую среду большее количество тепловой энергии $Q'_{\text{рез}}$, чем машина Y :

$$(Q'_1 = W_{\text{рез}}^Z + Q'_2) > (Q_1 = W_{\text{рез}}^Y + Q_2), \quad Q'_1 > Q_1.$$

Напомним, что Карно строил свои рассуждения на основе теплородной теории теплоты. Теплород в его понимании представлялся некоторой неведомой субстанцией. Следовательно, при работе машины Z от нагревателя к холодильнику «падал» теплород в количестве Q_1 . При работе машины Z к нагревателю должен «восходить» поток теплорода в количестве $Q'_1 > Q_1$. Карно считал, что «восходящий» поток теплорода (теплоты) противоречит природе и поэтому невозможен. Он полагал, что полезный эффект от работы машины Z по прямому циклу не может превышать полезного эффекта от работы машины Y , а отсюда делал вывод, что описанные им прямой и обратный циклы, состоящие из двух изотерм и двух адиабат (рис. 8.12), обладают самым большим положительным эффектом.

Полезный эффект прямого цикла оценивается степенью преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму, а обратного цикла — степенью преобразования энергии из механической формы в тепловую.

Самым существенным в цикле Карно является его обратимость, так как он происходит без потерь энергии. Реальные циклические процессы протекают с потерями энергии, поэтому являются необратимыми. Правильнее было бы сформулировать вывод так:

1. КПД любого цикла не может быть больше КПД обратимого цикла, проводимого между двумя резервуарами с теми же температурами.
2. КПД любого обратимого цикла совпадает с КПД цикла Карно и зависит только от температуры нагревателя T_1 и температуры холодильника T_2 .

То, что цикл Карно (рис. 8.12) состоит из двух изотерм и двух адиабат, упрощает вычисление КПД (полезного эффекта). Если Карно теоретически доказал, что эффективность тепловой машины (двигателя) зависит только от температуры нагревателя и холодильника, то аналитически эту зависимость вывел Клаузиус, опираясь на всеобщий закон сохранения энергии (первый закон термодинамики), который выражается зависимостью (8.5).

Рассмотрим цикл Карно в свете первого начала термодинамики. Предположим, что термодинамическая система состоит из m кг идеального газа, состояние которого описывается уравнением $pV = mR_0T$. Цикл начинается в точке a (рис. 8.20) расширением газа вдоль изотермы $a-b$ ($T_1 = idem$). В процессе изотермического расширения рабочее тело находится в контакте с тепловым резервуаром (термостатом), имеющим температуру T_1 , который поддерживает температуру рабочего тела постоянной. На основании аналитического выражения первого закона термодинамики (8.5) определим работу, совершаемую рабочим телом над окружающей средой в процессе изотермического расширения $a-b$:

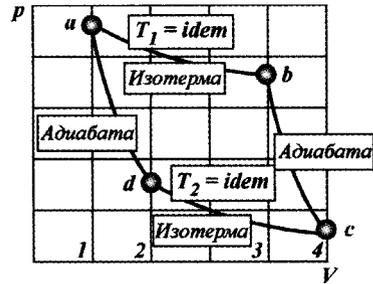


Рис. 8.20. Индикаторная диаграмма цикла Карно

$$Q_{a-b} = U_b - U_a + W_{a-b} = mc_V(T_b - T_a) + \int_{V_a}^{V_b} p dV. \quad (8.24)$$

Так как процесс $a-b$ является изотермическим, то $T_b = T_a$. Следовательно, в процессе $a-b$ внутренняя энергия рабочего тела не изменяется:

$$U_b - U_a = mc_V(T_b - T_a) = mc_V(T_a - T_a) = 0.$$

С учетом этого выражение (8.24) представим в виде

$$Q_{a-b} = W_{a-b} = \int_{V_a}^{V_b} p dV. \quad (8.25)$$

Выражение (8.25) нельзя проинтегрировать, так как при изменении объема рабочего тела изменяется его давление $p = f(V)$. Следовательно,

чтобы воспользоваться выражением (8.25), необходимо знать зависимость давления рабочего тела от его объема $p = f(V)$.

Из уравнения состояния идеального газа находим зависимость давления рабочего тела от его объема:

$$p = \frac{mR_0T_1}{V}. \quad (8.26)$$

Подставим выражение (8.26) в выражение (8.25) и проинтегрируем полученное выражение:

$$Q_{a-b} = W_{a-b} = \int_{V_a}^{V_b} \frac{mR_0T_1}{V} \cdot dV = mR_0T_1 \int_{V_a}^{V_b} \frac{dV}{V} = mR_0T_1 \ln \frac{V_b}{V_a}, \quad (8.27)$$

$$[m = idem; \quad R_0 = const; \quad T_1 = idem].$$

Учитывая выражение (8.25), выражение (8.27) можно представить в виде

$$W_{a-b} = Q_{a-b} = mR_0T_1 \ln \frac{V_b}{V_a}. \quad (8.28)$$

Так как $V_a > V_b$, то $W_{a-b} = Q_{a-b} > 0$. Выражение (8.28) показывает, что подводимая к рабочему телу в изотермическом процессе $a-b$ (рис. 8.20) энергия в тепловой форме Q_{a-b} полностью преобразуется в механическую форму W_{a-b} . Подводимая в тепловой форме энергия Q_{a-b} в соответствии с правилом термодинамических знаков является положительной величиной. Отводимая в механической форме энергия W_{a-b} в соответствии с правилом термодинамических знаков также является положительной величиной. Количество отведенной в механической форме энергии W_{a-b} численно равно площади фигуры $a-b-3-1$ (рис. 8.20).

В процессе расширения $b-c$ энергия в тепловой форме к рабочему телу не подводится и не отводится от него ($Q_{b-c} = 0$). Этот процесс является адиабатическим. Для адиабатического процесса $b-c$ выражение первого закона термодинамики (8.5) будет иметь вид

$$mc_V(T_c - T_b) = -W_{b-c}. \quad (8.29)$$

В адиабатическом процессе $b-c$ от рабочего тела отводится энергия в механической форме W_{b-c} , так как оно расширяется. Поскольку энергия в тепловой форме к рабочему телу не подводится и не отводится от него, отводимая в механической форме энергия W_{b-c} приводит к уменьшению его внутренней энергии $U_c < U_b$.

Преобразуем выражение (8.29):

$$-mc_V(T_c - T_b) = mc_V(T_b - T_c) = W_{b-c}^*. \quad (8.30)$$

Так как в процессе расширения $b-c$ энергия в механической форме отводится, в соответствии с правилом термодинамических знаков она положительна ($W_{b-c} > 0$). Из выражения (8.30) следует, что $mc_V(T_b - T_c) > 0$, т. е. $T_b > T_c$. Энергия W_{b-c} , отводимая от рабочего тела в механической форме в процессе расширения $b-c$, численно равна площади фигуры $b-c-4-3$. Таким образом, в адиабатическом процессе $b-c$ температура рабочего тела понижается от T_1 до T_2 (уменьшается его внутренняя энергия).

В процессе $c-d$ рабочее тело сжимается изотермически при температуре $T_2 = idem$, равной температуре низкотемпературного источника энергии (холодильника). Для изотермического процесса $c-d$ на основании выражения (8.5) можно записать

$$Q_{c-d} = U_d - U_c + W_{c-d} = mc_V(T_d - T_c) + \int_{V_c}^{V_d} p dV. \quad (8.31)$$

Так как процесс сжатия $c-d$ является изотермическим, то $T_d = T_c = T_2$, поэтому $mc_V(T_d - T_c) = 0$. В этом случае выражение (8.31) можно записать в виде

$$Q_{c-d} = W_{c-d} = \int_{V_c}^{V_d} p dV. \quad (8.32)$$

В процессе сжатия объем рабочего тела уменьшается ($V_d < V_c$), а давление увеличивается. Для интегрирования выражения (8.32) необходимо знать зависимость давления рабочего тела от его объема $p = f(V)$. На основании уравнения состояния идеального газа имеем

$$p = \frac{mR_0T_2}{V}. \quad (8.33)$$

Подставив выражение (8.33) в выражение (8.32) и проинтегрировав полученное выражение, получим

$$Q_{c-d} = W_{c-d} = \int_{V_c}^{V_d} \frac{mR_0T_2}{V} \cdot dV = mR_0T_2 \int_{V_c}^{V_d} \frac{dV}{V} = mR_0T_2 \ln \frac{V_d}{V_c}. \quad (8.34)$$

Так как $V_d < V_c$, то $\ln(V_d/V_c) < 0$. Отсюда следует, что

$$Q_{c-d} = W_{c-d} < 0.$$

Этот вывод соответствует правилу термодинамических знаков. В процессе сжатия энергия в механической форме W_{c-d} подводится к рабочему телу, поэтому ей приписывают знак минус¹. Отводимая в процессе сжатия энергия в тепловой форме Q_{c-d} в соответствии с правилом знаков также является отрицательной величиной². Выражение (8.34) показывает, что вся подводимая в процессе сжатия $c-d$ энергия в механической форме W_{c-d} полностью преобразуется в тепловую форму и отводится в окружающую среду в количестве $Q_2 = Q_{c-d} = W_{c-d}$.

¹ Работа — это энергия, передающаяся в результате механического взаимодействия тел. Энергия (работа) никогда не бывает отрицательной величиной. Объектом нашего изучения является рабочее тело (газ). Если в результате расчетов работа, совершаемая изучаемой системой, получается отрицательной величиной, это указывает на то, что работа выполняется не изучаемой системой (рабочим телом) над окружающей средой, а наоборот — окружающей средой над рабочим телом.

² Теплота — это тоже энергия, но передающаяся в результате теплового взаимодействия тел. Если в результате расчетов теплота получается с отрицательным знаком, это указывает на то, что она отводится от рабочего тела (изучаемой системы) в окружающую среду.

Энергия W_{c-d} , подводимая к рабочему телу в процессе сжатия $c-d$, численно равна площади фигуры $c-d-2-4$.

В процессе $d-a$ рабочее тело сжимается адиабатически ($Q_{d-a} = 0$). Для адиабатического процесса сжатия $d-a$ уравнение первого закона термодинамики будет иметь вид

$$mc_V(T_a - T_d) = -W_{d-a}; \quad (Q_{d-a} = 0). \quad (8.35)$$

Преобразуем выражение (8.35):

$$-mc_V(T_a - T_d) = mc_V(T_d - T_a) = W_{d-a}. \quad (8.36)$$

Так как $T_d = T_2 < T_a = T_1$, то из выражения (8.36) следует, что $W_{d-a} < 0$. Действительно, в процессе $d-a$ энергия подводится к рабочему телу в механической форме. В соответствии с правилом термодинамических знаков она отрицательна. Знак указывает на то, что в процессе $d-a$ работа совершается не изучаемой системой (рабочим телом) над окружающей средой, а наоборот — окружающей средой над рабочим телом.

Определим результирующую работу цикла Карно

$$W_{\text{рез}} = W_{a-b} + W_{b-c} + W_{c-d} + W_{d-a}. \quad (8.37)$$

Подставляя выражения (8.28), (8.30), (8.34) и (8.36) в выражение (8.37), получим

$$W_{\text{рез}} = mR_o T_1 \ln \frac{V_b}{V_a} + mc_V(T_b - T_c) + mR_o T_2 \ln \frac{V_d}{V_c} + mc_V(T_d - T_a).$$

Преобразуем последнее выражение, учитывая, что $T_a = T_b = T_1$ и $T_d = T_c = T_2$:

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= mR_o T_1 \ln \frac{V_b}{V_a} + mc_V(T_1 - T_2) + mR_o T_2 \ln \frac{V_d}{V_c} + mc_V(T_2 - T_1) = \\ &= mR_o T_1 \ln \frac{V_b}{V_a} + mc_V(T_1 - T_2) + mR_o T_2 \ln \frac{V_d}{V_c} - mc_V(T_1 - T_2). \end{aligned}$$

После сокращений получим

$$W_{\text{рез}} = mR_o T_1 \ln \frac{V_b}{V_a} + mR_o T_2 \ln \frac{V_d}{V_c}. \quad (8.38)$$

Подставив выражения (8.27) и (8.38) в выражение (8.16), получим выражение для определения КПД цикла Карно

$$\eta_{\text{к}} = \frac{mR_o T_1 \ln \frac{V_b}{V_a} + mR_o T_2 \ln \frac{V_d}{V_c}}{mR_o T_1 \ln \frac{V_b}{V_a}}. \quad (8.39)$$

Запишем уравнения адиабаты $b-c$ (рис. 8.20)

$$p_b V_b^k = p_c V_c^k. \quad (8.40)$$

Из уравнения состояния идеального газа определим давление рабочего тела в конечных точках адиабатического процесса $b-c$:

$$\left. \begin{aligned} p_b &= \frac{mR_o T_b}{V_b} = \frac{mR_o T_1}{V_b} \\ p_c &= \frac{mR_o T_c}{V_c} = \frac{mR_o T_2}{V_c} \end{aligned} \right\}. \quad (8.41)$$

Подставив выражения (8.41) в равенство (8.40), получим:

$$\frac{mR_o T_1}{V_b} V_b^k = \frac{mR_o T_2}{V_c} V_c^k; \quad \frac{T_1}{V_b} V_b^k = \frac{T_2}{V_c} V_c^k; \quad T_1 V_b^{k-1} = T_2 V_c^{k-1}.$$

Из последнего выражения следует, что

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{V_b^{k-1}}{V_c^{k-1}}. \quad (8.42)$$

Запишем уравнения адиабаты $d-a$ (рис. 8.20)

$$p_a V_a^k = p_d V_d^k. \quad (8.43)$$

Из уравнения состояния идеального газа определим давление рабочего тела в конечных точках адиабатического процесса $d-a$:

$$\left. \begin{aligned} p_d &= \frac{mR_o T_d}{V_d} = \frac{mR_o T_2}{V_d} \\ p_a &= \frac{mR_o T_a}{V_a} = \frac{mR_o T_1}{V_a} \end{aligned} \right\}. \quad (8.44)$$

Подставляя выражения (8.44) в равенство (8.43), получим:

$$\frac{mR_o T_1}{V_a} V_a^k = \frac{mR_o T_d}{V_d} V_d^k; \quad \frac{T_1}{V_a} V_a^k = \frac{T_2}{V_d} V_d^k; \quad T_1 V_a^{k-1} = T_2 V_d^{k-1}.$$

Из последнего выражения следует, что

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{V_a^{k-1}}{V_d^{k-1}}. \quad (8.45)$$

Объединяя выражения (8.42) и (8.45), получим

$$\frac{V_a^{k-1}}{V_d^{k-1}} = \frac{V_b^{k-1}}{V_c^{k-1}}. \quad (8.46)$$

Из выражения (8.46) следует, что

$$\frac{V_a}{V_d} = \frac{V_b}{V_c}; \quad \frac{V_b}{V_a} = \frac{V_c}{V_d}. \quad (8.47)$$

Подставляя выражение (8.47) в выражение (8.39), получим

$$\eta_{\text{к}} = \frac{mR_o T_1 \ln \frac{V_c}{V_d} + mR_o T_2 \ln \frac{V_d}{V_c}}{mR_o T_1 \ln \frac{V_c}{V_d}}. \quad (8.48)$$

После сокращений и преобразований выражение (8.48) примет вид

$$\eta_{\text{к}} = \frac{T_1 \ln \frac{V_c}{V_d} + T_2 \ln \frac{V_d}{V_c}}{T_1 \ln \frac{V_c}{V_d}} = \frac{T_1 \ln \frac{V_c}{V_d} - T_2 \ln \frac{V_c}{V_d}}{T_1 \ln \frac{V_c}{V_d}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (8.49)$$

Объединив выражения (8.16) и (8.49), получим

$$\eta_{\text{к}} = \frac{W_{\text{рез}}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (8.50)$$

Выражение (8.50) показывает, что КПД идеального цикла Карно прямо пропорционален отношению разности температур нагревателя (высокотемпературного источника тепловой энергии) и холодильника (низкотемпературного источника тепловой энергии) к температуре нагревателя.

Выражение (8.50) запишем в следующем виде:

$$W_{\text{рез}} = \eta_{\text{к}} Q_1 = \eta_{\text{к}} \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (8.51)$$

Зависимость (8.51) выведена Р. Клаузиусом и является математическим выражением принципа Карно. Она определяет условие преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму в циклическом процессе при заданных температурных условиях. Это условие можно сформулировать следующим образом:

- *в тепловой машине, работающей по прямому циклу, всю подведенную к рабочему телу энергию нельзя преобразовать из тепловой формы в механическую форму.*

Из принципа Карно можно сформулировать еще один вывод:

- *если температуры нагревателя и холодильника равны ($T_1 = T_2$), то в циклическом процессе вообще нельзя преобразовать энергию из тепловой формы в механическую форму.*

Этот вывод следует из выражения (8.51): если $T_2 = T_1$, то $W_{\text{рез}} = 0$.

Таким образом, наличие энергии в тепловой форме еще не означает возможности преобразования хотя бы ее части в механическую форму в циклическом процессе.

Выражение (8.50) позволяет определить максимально возможный КПД идеальной тепловой машины, в которой рабочее тело получает тепловую энергию от высокотемпературного источника при температуре T_1 и отдает ее низкотемпературному источнику при температуре T_2 .

КПД любой тепловой машины (даже идеальной) не может превышать величины, определяемой выражением (8.5). Так как температура холодильника (низкотемпературного источника тепловой энергии) всегда температуры нагревателя (высокотемпературного источника тепловой энергии), КПД любого цикла не может быть больше 1. Более того, КПД любого цикла не может быть даже равным 1.

Можно сформулировать ряд эквивалентных формулировок второго закона термодинамики:

- *энергия в тепловой форме не может самопроизвольно переходить от менее нагретого тела к более нагретому телу (формулировка Клаузиуса);*
- *не существует такого циклического процесса, единственным результатом которого является подвод к рабочему телу энергии в тепловой форме от нагревателя и отвод энергии от него в механической форме (формулировка Кельвина—Планка).*

Нетрудно заметить, что вторая формулировка была предвосхищена С. Карно.

Эти утверждения нельзя вывести из какого-либо общего принципа. Скорее, они отражают общую закономерность природы реального мира, выведенную из опыта. Они представляют собой аксиомы, которые, вполне обосновано, следует отнести к фундаментальным законам.

8.3. ОБРАТНЫЕ ЦИКЛЫ ТЕПЛОВЫХ МАШИН

8.3.1. Цикл холодильной машины Карно.

Принцип работы холодильника

Ранее отмечалось, что тепловая машина может работать и по обратному циклу Карно (рис. 8.17). Результатом такого цикла является то, что рабочее тело получает энергию в тепловой форме от низкотемпературного источника энергии (холодильника) и передает ее высокотемпературному источнику энергии (нагревателю). На первый взгляд это противоречит второму закону термодинамики, одна из формулировок которого гласит:

- *энергия в тепловой форме не может самопроизвольно переходить от менее нагретого тела к более нагретому телу.*

Из этой формулировки видно лишь то, что процесс не может быть самопроизвольным. Следовательно, принципиально второй закон термодинамики не запрещает переход теплоты от низкотемпературного резервуара (источника) к высокотемпературному. Из практики действительно известно, что при приведении в контакт двух тел энергия в форме теплоты будет самопроизвольно передаваться от более нагретого тела (имеющего большую температуру) к менее нагретому телу (имеющему меньшую температуру). В противоположном направлении переход энергии в тепловой форме от менее нагретого тела к более нагретому телу самопроизвольно невозможен. Тем не менее, этот процесс возможен при определенных условиях, которые должны быть созданы искусственно. Совершив цикл Карно в обратном направлении, можно целенаправленно вызвать переход энергии в тепловой форме от менее нагретого тела к более нагретому телу.

При совершении обратного цикла Карно затрачивается энергия в механической форме в количестве $W_{\text{рез}}$. Затрачиваемая энергия в механической форме имеет знак «минус». Это означает только то, что энергия в механической форме передается рабочему телу из окружающей среды. В соответствии с правилом термодинамических знаков, если энергия в механической форме отводится от рабочего тела в окружающую среду, она положительна. Структурная схема работы холодильной машины Карно показана на рис. 8.21.

В чем состоит идея холодильной машины Карно? Фактически это та же тепловая машина, но работающая по обратному циклу.

Пусть рабочее тело (газ) находится в цилиндре в сжатом состоянии (точка a на индикаторной диаграмме; рис. 8.22). Предоставим газу возможность расширяться адиабатически, т. е. без притока энергии извне¹.

¹ Процессы расширения и сжатия рабочего тела, подвода к нему и отвода от него энергии происходят относительно медленно, поэтому являются равновесными.

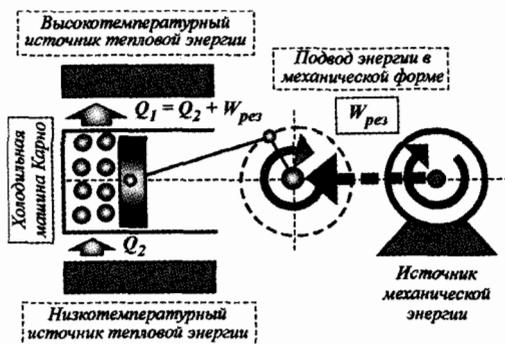


Рис. 8.21. Условная схема работы тепловой машины по обратному циклу Карно

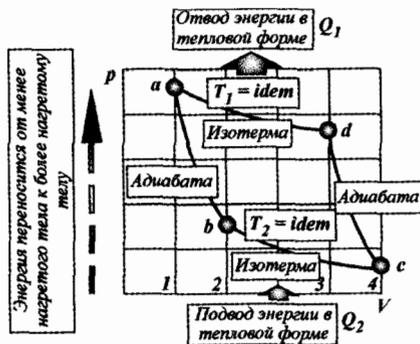


Рис. 8.22. Индикаторная диаграмма обратного цикла Карно

Процесс адиабатического расширения будет происходить по линии $a-b$. Объем газа увеличится. Рабочим телом (термодинамической системой) будет совершена положительная работа, численно равная площади фигуры $a-b-2-1$ под линией адиабатического расширения $a-b$. Так как в этом процессе энергия в форме теплоты к рабочему телу не подводится, но отводится в механической форме (путем совершения работы), внутренняя энергия рабочего тела будет уменьшаться:

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_b - U_a = Q_{a-b} - W_{a-b} = -W_{a-b}; \\ U_b - U_a &= -W_{a-b}; \quad U_a - U_b = W_{a-b}; \\ (Q_{a-b} &= 0); \quad W_{a-b} > 0 \rightarrow U_a > U_b \end{aligned}$$

Так как внутренняя энергия рабочего тела (газа) зависит только от его температуры [$U = f(T)$], в процессе $a-b$ его температура понижается, т. е. $T_b < T_a$.

Пусть в точке a температура рабочего тела равна температуре высокотемпературного источника тепловой энергии $T_a = T_1$. В точке b температура рабочего тела станет равной температуре низкотемпературного источника энергии $T_b = T_2$. В точке b индикаторной диаграммы (рис. 8.22) рабочее тело приводят в контакт с холодным телом (низкотемпературным источником тепловой энергии), которое необходимо охладить. Рабочее тело имеет температуру $T_b = T_2$, т. е. такую же, как и охлаждаемое тело. Низкотемпературным резервуаром может быть пространство внутри холодильника. Процесс расширения рабочего тела будет продолжаться по изотерме $b-c$. В этом процессе энергия от рабочего тела также отводится в механической форме W_{b-c} . Это должно происходить за счет убыли внутренней энергии рабочего тела. Следовательно, в процессе $b-c$ температура рабочего тела стремится уменьшиться (стать ниже температуры низкотемпературного источника энергии), но благодаря контакту рабочего тела с низкотемпературным источником энергии убыль его внутренней энергии восполняется ее притоком извне (от охлаждаемого тела).

Так как процесс расширения $b-c$ происходит относительно медленно, энергия в форме теплоты относительно медленно будет «перетекать» от охлаждаемого тела (низкотемпературного резервуара) к рабочему телу.

Этот процесс возможен, если температура рабочего тела будет меньше температуры охлаждаемого тела (низкотемпературного резервуара) на бесконечно малую величину:

$$T_{\text{раб. тела}} - T_2 \rightarrow -0.$$

Если низкотемпературный источник энергии (холодильник) обладает бесконечно большим количеством внутренней энергии, то она будет передаваться рабочему телу и этот процесс будет изотермическим ($T_2 = \text{idem}$). Это означает, что внутренняя энергия рабочего тела в этом процессе будет оставаться постоянной $U_{b-c} = \text{idem}$.

Известно, что тела обмениваются энергией в форме теплоты (между ними происходит тепловое взаимодействие) только тогда, когда их температуры различны. В рассматриваемом процессе $b-c$ расширение рабочего тела происходит так, что температура рабочего тела меньше температуры охлаждаемого тела (низкотемпературного резервуара), но только на бесконечно малую величину. Процесс расширения $b-c$ является равновесным, поэтому процесс передачи энергии от низкотемпературного источника к рабочему телу также является равновесным. В процессе изотермического расширения $b-c$ рабочему телу передается энергия в форме теплоты от низкотемпературного резервуара в количестве Q_2 (рис. 8.21). После достижения поршнем расширительной машины НМТ (точка c ; рис. 8.22) процесс расширения рабочего тела заканчивается и контакт между рабочим телом и низкотемпературным резервуаром прерывается.

Таким образом, в изотермическом процессе расширения $b-c$ к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме Q_2 и в механической форме W_{b-c} , численно равная площади фигуры $b-c-4-2$.

В дальнейшем рабочее тело сжимают, для чего поршень перемещают к ВМТ. Для сжатия рабочего тела к поршню должна подводиться энергия в механической форме (путем совершения работы). Этой работе предписывают знак «минус», поскольку она совершается не рабочим телом над окружающей средой, а окружающей средой над рабочим телом. Сжимать газ (перемещать поршень) можно с помощью электродвигателя, ДВС или другого устройства. В процессе $c-d$ сжатие осуществляют адиабатически (без теплообмена с окружающей средой). Из уравнения первого закона термодинамики, записанного применительно к процессу сжатия $c-d$

$$\begin{aligned} \Delta U &= U_d - U_c = Q_{c-d} - (-W_{c-d}) = W_{c-d}, \\ Q_{c-d} &= 0, \quad U_d - U_c = W_{c-d}, \quad U_d > U_c, \end{aligned}$$

можно заключить, что подводимая в адиабатическом процессе сжатия работа (энергия в механической форме) расходуется только на повышение внутренней энергии рабочего тела, так как $Q_{c-d} = 0$. Так как в процессе сжатия $c-d$ внутренняя энергия рабочего тела увеличивается, увеличивается и его температура ($T_d > T_c$).

В адиабатическом процессе сжатия к рабочему телу подводится энергия в механической форме W_{c-d} , численно равная площади фигуры $c-d-3-4$.

Таким образом, поступающая из окружающей среды энергия в механической форме в процессе адиабатического сжатия преобразуется во внутреннюю энергию рабочего тела. Возрастание внутренней энергии рабочего

тела означает, что его температура также увеличивается. В точке d , когда температура рабочего тела достигнет значения T_d , которое на бесконечно малую величину превышает температуру высокотемпературного источника тепловой энергии ($T_d - T_1 \rightarrow +0$), рабочее тело приводят в контакт с этим источником. Дальнейший процесс сжатия $d-a$ не вызывает роста температуры рабочего тела, поскольку из-за бесконечно малой разности температур рабочего тела и высокотемпературного источника энергии будет наблюдаться постоянный отток внутренней энергии в форме теплоты в этот источник (нагреватель).

Таким образом, процесс сжатия $d-a$ будет происходить изотермически ($T_1 = \text{idem}$). В точке a цикл замыкается. В процессе изотермического сжатия $d-a$ от рабочего тела в высокотемпературный источник энергии (нагреватель) будет отведена энергия в форме теплоты в количестве Q_1 . Поскольку обратный цикл Карно начался в точке a и закончился в ней, значения параметров рабочего тела в конце цикла равны их значениям в начале цикла, т. е.

$$\left. \begin{aligned} T_{\text{кон}} &= T_{\text{нач}} = T_a = T_1; \\ p_{\text{кон}} &= p_{\text{нач}} = p_a; \\ V_{\text{кон}} &= V_{\text{нач}} = V_a. \end{aligned} \right\}$$

Так как $T_{\text{кон}} = T_{\text{нач}}$, то изменение внутренней энергии рабочего тела за цикл $a-b-c-d-a$ равно нулю: $\Delta U_{a-b-c-d-a} = mc_V(T_{\text{кон}} - T_{\text{нач}}) = 0$.

В изотермическом процессе сжатия $d-a$ затрачивается энергия в механической форме в количестве W_{d-a} . Эта энергия (работа) численно равна площади фигуры $d-a-1-3$.

В обратном цикле к рабочему телу подводится энергия в форме теплоты Q_2 (в соответствии с правилом термодинамических знаков она имеет знак «плюс»), а отводится $-Q_1$ (имеет знак «минус»).

Сравнение площадей фигур $c-d-a-1-4$ и $a-b-c-4-1$ (рис. 8.22) позволяет заключить, что в ходе обратного цикла к рабочему телу подводится больше энергии в механической форме, чем отводится от него в такой же форме:

$$\text{площадь } c-d-a-1-4 > \text{площадь } a-b-c-4-1.$$

По этой причине результирующая работа цикла $W_{\text{рез}}$ будет отрицательной величиной. На основании выражения первого закона термодинамики (8.5) для обратного циклического процесса можно записать

$$\Delta U = Q_2 - Q_1 - (-W) = Q_2 - Q_1 + W_{\text{рез}} = 0. \quad (8.52)$$

Так как в ходе циклического процесса внутренняя энергия рабочего тела не изменяется ($\Delta U = 0$), выражение (8.52) можно записать в виде

$$Q_1 = Q_2 + W_{\text{рез}}. \quad (8.53)$$

Полученное выражение позволяет заключить, что высокотемпературному источнику передается больше энергии в форме теплоты, чем принимается от низкотемпературного источника.

В обратном цикле результирующая работа $W_{\text{рез}}$ является тем внешним фактором, который «заставляет» рабочее тело переносить тепловую энергию от низкотемпературного источника энергии к высокотемпературному

источнику. Так как к рабочему телу подводится энергия в механической форме из окружающей среды, то в ней (окружающей среде) происходят некоторые изменения (изменяется потенциальная или кинетическая энергия тел окружающей среды). Действительно, в процессе расширения $a-b-c$ от рабочего тела в окружающую среду отводится энергия в механической форме, количество которой равно $W_{a-c-d} = W_{a-c} + W_{c-d} > 0$. В процессе сжатия $c-d-a$ к рабочему телу подводится энергия в механической форме, количество которой равно $W_{c-d-a} = W_{c-d} + W_{d-a} < 0$. Таким образом, в ходе обратного циклического процесса к рабочему телу подводится больше энергии в механической форме, чем отводится от него.

Вместе с тем, термодинамическая система (газ) получает из окружающей среды энергию в тепловой форме и передает ее окружающей среде. При этом к рабочему телу подводится энергии в тепловой форме меньше, чем отводится от него $Q_2 = Q_{b-c} < Q_1 = Q_{d-a}$. Следовательно, внутренняя энергия окружающей среды также должна измениться.

Исходя из отмеченных выше фактов, можно сформулировать второй закон термодинамики в следующем виде:

- *если в термодинамической системе имеет место перенос энергии в тепловой форме от низкотемпературного источника к высокотемпературному источнику, то обязательно должны происходить изменения в окружающей среде¹.*

Какие же явления должны сопровождать несопроизвольные процессы, чтобы сделать их возможными. Тщательное и всестороннее изучение происходящих вокруг нас физических явлений показало, что несопроизвольные процессы только тогда возможны, когда они сопровождаются процессами самопроизвольными.

Самопроизвольный процесс может произойти «сам по себе», без каких-либо изменений в окружающей среде. Несампроизвольный процесс может произойти только вместе с самопроизвольным процессом. Так, переход энергии в тепловой форме от более нагретого тела к менее нагретому телу является самопроизвольным процессом. Обратный переход энергии в тепловой форме от менее нагретого тела к более нагретому телу является несопроизвольным процессом, поэтому сопровождается самопроизвольным процессом превращения энергии из механической формы в тепловую форму ($W_{\text{рез}} \rightarrow Q$).

В заключение рассмотрим одно полезное видоизменение формулы (8.50). Она получена для тепловой машины Карно, работающей по прямому циклу. Полезный эффект тепловой машины, работающей по прямому циклу, оценивается степенью преобразования энергии из тепловой в механическую форму. Этот факт является основополагающим в работе тепловой машины по прямому циклу.

Целевое предназначение тепловой машины, работающей по обратному циклу, состоит в отборе части внутренней энергии у низкотемпературного источника (холодильника) и передачи ее в тепловой форме высокотемпературному источнику (нагревателю). Эффективность такой тепловой

¹ Внутренняя, кинетическая и потенциальная энергии окружающей среды изменяются. Эти изменения происходят в соответствии с первым законом термодинамики.

машины оценивается относительной величиной отбора тепловой энергии от низкотемпературного источника энергии $Q_2/W_{\text{рез}}$.

Определим количество энергии Q_2 , которое отводится от низкотемпературного источника (рис. 8.22). Запишем уравнение первого закона термодинамики для процесса $b-c$:

$$\Delta U_{b-c} = Q_2 - W_{b-c}. \quad (8.54)$$

Внутренняя энергия рабочего тела в этом изотермическом процессе не изменяется:

$$\Delta U = U_c - U_b = mc_V(T_c - T_b) = mc_V(T_2 - T_2) = 0,$$

а поэтому для изотермического процесса $b-c$ выражение (8.54) будет иметь вид

$$Q_2 = W_{b-c} = \int_{V_b}^{V_c} p dV. \quad (8.55)$$

Чтобы проинтегрировать выражение (8.55), необходимо знать зависимость давления рабочего тела от его объема. Эту зависимость получим на основании уравнения состояния идеального газа

$$p = \frac{mR_0T_2}{V}. \quad (8.56)$$

Подставив выражение (8.56) в выражение (8.55), получим

$$Q_2 = W_{b-c} = \int_{V_b}^{V_c} \frac{mR_0T_2}{V} \cdot dV = mR_0T_2 \int_{V_b}^{V_c} \frac{dV}{V} = mR_0T_2 \ln \frac{V_c}{V_b}, \quad (8.57)$$

$$[m = \text{idem}; \quad R_0 = \text{const}; \quad T_2 = \text{idem}].$$

Запишем уравнение первого закона термодинамики для адиабатического процесса $a-b$:

$$\Delta U_{a-b} = U_b - U_a = Q_{a-b} - W_{a-b} = -W_{a-b}, \quad [Q_{a-b} = 0]. \quad (8.58)$$

Изменение внутренней энергии в процессе равно

$$\Delta U_{a-b} = mc_V(T_b - T_a) = mc_V(T_2 - T_1). \quad (8.59)$$

Подставляя выражение (8.59) в выражение (8.58), получим

$$W_{a-b} = -mc_V(T_2 - T_1). \quad (8.60)$$

Аналогичное выражение можно записать для адиабатического процесса $c-d$:

$$\begin{aligned} \Delta U_{c-d} &= U_d - U_c = Q_{c-d} - W_{c-d} = -W_{c-d}, \quad [Q_{c-d} = 0], \\ \Delta U_{c-d} &= mc_V(T_d - T_c) = mc_V(T_1 - T_2), \\ W_{c-d} &= -mc_V(T_1 - T_2). \end{aligned} \quad (8.61)$$

Для изотермического процесса $d-a$ можно записать выражение, аналогичное выражению (8.57):

$$Q_1 = W_{d-a} = \int_{V_d}^{V_a} \frac{mR_o T_1}{V} \cdot dV = mR_o T_1 \int_{V_d}^{V_a} \frac{dV}{V} = mR_o T_1 \ln \frac{V_a}{V_d}. \quad (8.62)$$

Определим результирующую работу обратного цикла (8.22):

$$W_{\text{рез}} = W_{a-b} + W_{b-c} + W_{c-d} + W_{d-a}. \quad (8.63)$$

Подставляя выражения (8.57), (8.60), (8.61) и (8.62) в выражение (8.63), получим:

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= -m c_V (T_2 - T_1) + m R_o T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} - m c_V (T_1 - T_2) + m R_o T_1 \ln \frac{V_a}{V_d} = \\ &= -m c_V (T_2 - T_1) + m R_o T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} + m c_V (T_2 - T_1) + m R_o T_1 \ln \frac{V_a}{V_d} = \\ &= m R_o T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} + m R_o T_1 \ln \frac{V_a}{V_d}. \end{aligned} \quad (8.64)$$

Запишем уравнение адиабаты $a-b$ (рис. 8.22):

$$p_a V_a^k = p_b V_b^k = \text{idem}. \quad (8.65)$$

Из уравнения состояния идеального газа получаем:

$$\left. \begin{aligned} p_a &= \frac{m R_o T_a}{V_a} = \frac{m R_o T_1}{V_a}; \\ p_b &= \frac{m R_o T_b}{V_b} = \frac{m R_o T_2}{V_b} \end{aligned} \right\}. \quad (8.66)$$

Подставляя зависимости (8.66) в равенство (8.65), получим:

$$\frac{T_1}{V_a} V_a^k = \frac{T_2}{V_b} V_b^k; \quad T_1 V_a^{k-1} = T_2 V_b^{k-1}; \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{V_b^{k-1}}{V_a^{k-1}}. \quad (8.67)$$

Аналогично запишем уравнение адиабаты $c-d$ (рис. 8.22):

$$p_c V_c^k = p_d V_d^k = \text{idem}. \quad (8.68)$$

Из уравнения состояния идеального газа получим:

$$\left. \begin{aligned} p_c &= \frac{m R_o T_c}{V_c} = \frac{m R_o T_2}{V_c}; \\ p_d &= \frac{m R_o T_d}{V_d} = \frac{m R_o T_1}{V_d} \end{aligned} \right\}. \quad (8.69)$$

Подставляя выражения (8.69) в равенство (8.68), получим:

$$\frac{T_1}{V_d} V_d^k = \frac{T_2}{V_c} V_c^k; \quad T_1 V_d^{k-1} = T_2 V_c^{k-1}; \quad \frac{T_1}{T_2} = \frac{V_c^{k-1}}{V_d^{k-1}}. \quad (8.70)$$

Сравнивая выражения (8.67) и (8.70), получим:

$$\frac{V_b^{k-1}}{V_a^{k-1}} = \frac{V_c^{k-1}}{V_d^{k-1}} \Leftrightarrow \frac{V_b}{V_a} = \frac{V_c}{V_d} \Leftrightarrow \frac{V_c}{V_b} = \frac{V_d}{V_a}. \quad (8.71)$$

Определим эффективность работы холодильной машины Карно:

$$\frac{Q_2}{W_{\text{рез}}} = \frac{mR_0 T_2 \ln \frac{V_c}{V_b}}{mR_0 T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} + mR_0 T_1 \ln \frac{V_a}{V_d}}. \quad (8.72)$$

Подставляя выражение (8.71) в выражение (8.72), получим

$$\frac{Q_2}{W_{\text{рез}}} = \frac{T_2 \ln \frac{V_c}{V_b}}{T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} + T_1 \ln \frac{V_b}{V_c}} = \frac{T_2 \ln \frac{V_c}{V_b}}{T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} - T_1 \ln \frac{V_c}{V_b}} = \frac{T_2}{T_2 - T_1}. \quad (8.73)$$

Величина $Q_2/W_{\text{рез}}$ характеризует эффективность отвода энергии в тепловой форме от холодильника. Она показывает, сколько энергии в тепловой форме отводится от низкотемпературного источника энергии при подводе единицы энергии к рабочему телу в механической форме. Эту величину называют холодильным коэффициентом:

$$\eta_{\text{хол}} = \frac{Q_2}{W_{\text{рез}}} = \left| \frac{T_2}{T_2 - T_1} \right|. \quad (8.74)$$

Так как $T_2 < T_1$, то отношение $T_2/(T_2 - T_1) < 0$, поэтому холодильный коэффициент тепловой машины определяют по модулю.

В общем случае могут иметь место следующие соотношения температур низкотемпературного и высокотемпературного источника тепловой энергии:

$$\left. \begin{aligned} T_2 &> T_1 - T_1; \\ T_2 &= T_1 - T_1; \\ T_2 &< T_1 - T_1 \end{aligned} \right\}.$$

Исходя из этих соотношений, на основании выражения (8.74) можно установить, что холодильный коэффициент $\eta_{\text{хол}}$ тепловой машины Карно может быть большим 1, равным 1 и меньшим 1.

Выражение (8.74) справедливо только для холодильной машины.

Из анализа зависимости (8.74) вытекает следующее:

- холодильный коэффициент цикла зависит от температур горячего и холодного источников и не зависит от природы рабочего тела;
- значение холодильного коэффициента цикла тем больше, чем меньше разность температур $(T_2 - T_1)$ холодного и горячего источников;
- значение холодильного коэффициента может изменяться от 0 до бесконечности;
- холодильный коэффициент обратного цикла Карно имеет максимальное значение в сравнении с другими циклами.

Циклы современных холодильных машин определяются назначением, глубиной охлаждения и свойствами используемого в них рабочего тела.

Проанализируем на качественном уровне изменения, которые происходят на нашей кухне при работе холодильника. В холодильнике встроена тепловая машина, работающая по некоторому обратному циклу. В результате работы этой тепловой машины по обратному циклу тепловая энергия отбирается из внутреннего пространства (холодильной камеры), являющегося

низкотемпературным источником теплоты, и передается воздуху на кухне с помощью теплообменника, расположенного снаружи на задней стенке холодильника. Многие из личного опыта знают, что задняя стенка (там, как правило, расположен теплообменник) холодильника всегда теплее, чем окружающий воздух. От теплообменника теплота передается воздуху. Если бы кухня не проветривалась, а ее стенки имели идеальную тепловую изоляцию, вскоре можно было бы заметить существенное повышение температуры воздуха. Как правило, эти условия не выполняются, поэтому заметить повышение температуры воздуха не представляется возможным.

Целевое предназначение тепловой машины, установленной в холодильнике, состоит в понижении температуры в камере (охлаждении морозильной камеры). Отсюда и происходит название — холодильник.

Несколько изменим планировку кухни. Поставим холодильник так, чтобы его двери открывались наружу квартиры (на улицу), а теплообменник (задняя стенка) находился внутри квартиры. Если включить холодильник и открыть его дверцу, то в холодильную камеру будет постоянно подводиться энергия в форме теплоты из окружающей среды (с улицы). Эта тепловая энергия через теплообменник будет переноситься внутрь квартиры. Если квартира имеет хорошую тепловую изоляцию, то температура воздуха в ней будет повышаться. При этом температура воздуха на улице не уменьшится ввиду значительных размеров окружающей среды. В этом случае тепловая машина, установленная в холодильнике, работает как тепловой насос, — повышает температуру воздуха в помещении за счет притока энергии в тепловой форме из окружающей среды (низкотемпературного источника тепловой энергии).

Если тепловая машина, работающая по обратному циклу, используется в качестве теплового насоса, ее эффективность оценивается с помощью отопительного коэффициента.

Отопительный коэффициент характеризует эффективность передачи энергии высокотемпературному источнику энергии. Он определяется по формуле

$$\eta_{\text{отоп}} = \frac{Q_1}{W_{\text{рез}}}. \quad (8.75)$$

Подставим выражения (8.62) и (8.64) в выражение (8.75), получим

$$\eta_{\text{отоп}} = \frac{mR_o T_1 \ln \frac{V_a}{V_d}}{mR_o T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} + mR_o T_1 \ln \frac{V_a}{V_d}}. \quad (8.76)$$

Учитывая соотношения (8.71), выражение (8.76) можно представить в виде

$$\eta_{\text{отоп}} = \frac{T_1 \ln \frac{V_a}{V_d}}{T_2 \ln \frac{V_c}{V_b} - T_1 \ln \frac{V_c}{V_b}} = \frac{T_1}{T_2 - T_1}.$$

Так как $T_2 < T_1$, то $(T_2 - T_1) < 0$, следовательно, отопительный коэффициент является отрицательной величиной. По этой причине в инженерных

расчетах его определяют по абсолютной величине:

$$\eta_{\text{отоп}} = \left| \frac{T_1}{T_2 - T_1} \right|. \quad (8.77)$$

Отопительный коэффициент всегда больше 1, так как $T_1 > T_2 - T_1$.

Холодильные установки и тепловые насосы работают по циклу, в котором осуществляется переход тепловой энергии от менее нагретых тел к более нагретым телам. Согласно второму закону термодинамики такой процесс возможен только при дополнительном компенсирующем процессе, в качестве которого используют переход энергии из механической формы в тепловую форму или переход энергии в форме теплоты от какого-нибудь горячего тела к холодному. В обоих случаях присутствуют затраты энергии, полученной извне по отношению к данной установке.

В зависимости от применяемого хладагента холодильные установки делятся на две основные группы:

- газовые (воздушные), в которых хладагент находится в состоянии, удаленном от состояния насыщения;
- паровые, в которых хладагент (пар) находится в состоянии, близком к состоянию насыщения.

В зависимости от температуры, которая должна быть достигнута при охлаждении, различают холодильные установки умеренного холода (температура до -70°C) и установки глубокого холода (температура до -200°C и ниже). Последние, как правило, используются для сжижения воздуха и других газов.

Установки, в которых энергия для получения холода затрачивается в виде механической работы на привод компрессора, называются компрессорными, а установки, в которых энергия затрачивается в форме теплоты на термохимическую компрессию, — абсорбционными.

В заданном интервале температур теоретически наиболее выгодным циклом холодильной установки является обратный цикл Карно, но из-за конструктивных трудностей и больших потерь на трение обратный цикл Карно реально неосуществим. Он служит некоторым эталоном, с которым сравнивают эффективность действительных циклов холодильных машин.

В промышленных масштабах холод впервые был получен с помощью воздушных компрессорных холодильных машин.

8.3.2. Цикл воздушной компрессорной холодильной установки

На рис. 8.23 показана схема воздушной холодильной установки. Если рабочее тело (воздух) считать идеальным газом, то идеальный цикл воздушной холодильной установки в V - p -координатах представляется фигурой 1-2-3-4-1 (рис. 8.24).

Машина работает следующим образом. Воздух (являющийся рабочим телом) из холодильной камеры (рис. 8.23) с параметрами, соответствующими точке 1, поступает в компрессор (лопаточную или поршневую машину). Здесь он сжимается (линия 1-2; рис. 8.24) до давления p_2 . Теоретически

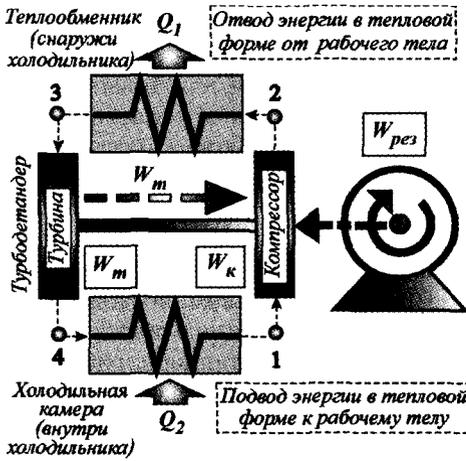


Рис. 8.23. Схема воздушной холодильной установки

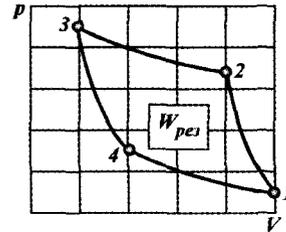


Рис. 8.24. Индикаторная диаграмма цикла воздушной холодильной машины

сжатие осуществляется адиабатически (линия $1-2$ — адиабата). В результате сжатия воздуха ему передается энергия $W_{рез}$ из окружающей среды в механической форме. Энергия из механической формы преобразуется в тепловую форму, в результате чего внутренняя энергия воздуха увеличивается. Увеличение внутренней энергии означает, что температура воздуха из-за сжатия увеличивается ($T_2 > T_1$).

После компрессора воздух, имеющий высокую температуру, поступает в теплообменник, где отдает окружающей среде энергию в тепловой форме в количестве Q_1 . В результате отдачи энергии Q_1 в тепловой форме воздух в теплообменнике охлаждается (его температура несколько уменьшается). Теоретически воздух охлаждается в теплообменнике при постоянном давлении ($p_2 = p_3 = idem$) до температуры, соответствующей точке 3, которая соответствует температуре окружающей среды (воздуха или воды, в зависимости от того, чем омывается теплообменник). С параметрами точки 3 рабочее тело (воздух) поступает в расширительную машину или детандер (поршневой или турбинный). В детандере воздух расширяется, совершая при этом работу над поршнем или турбиной. В детандере (поршневом или лопаточном) происходит преобразование энергии рабочего тела (воздуха) из тепловой формы в механическую форму и ее отдача окружающей среде. Внутренняя энергия рабочего тела при прохождении детандера уменьшается, поэтому температура воздуха также уменьшается.

При совершении работы в детандере температура рабочего тела понижается до температуры, соответствующей точке 4. Теоретически считают, что в детандере рабочее тело расширяется адиабатически по линии $3-4$ (без теплообмена с окружающей средой). В точке 4 (на входе в холодильную камеру) температура рабочего тела ниже, чем в холодильной камере. В холодильной камере (низкотемпературный источник тепловой энергии) рабочему телу (воздуху) будет сообщаться энергия в тепловой форме в

количестве Q_2 . Внутренняя энергия и температура рабочего тела при прохождении холодильной камеры будут увеличиваться.

Давление рабочего тела на входе в холодильную камеру и выходе из нее примерно одинаково ($p_4 = p_1 = idem$), следовательно, тепловая энергия Q_2 сообщается рабочему телу в холодильной камере в изобарном процессе 4-1. В точке 1 цикл замыкается и в дальнейшем повторяется.

Для привода компрессора необходимо затратить энергию в механической форме путем совершения работы W_k . Эту работу выполняет приводной электродвигатель. Так как работа W_k совершается окружающей средой (приводным электродвигателем) над термодинамической системой (рабочим телом), в соответствии с правилом термодинамических знаков она считается отрицательной. Расширяясь в турбодетандере, рабочее тело (термодинамическая система) отдает энергию в механической форме путем совершения работы W_T над турбиной (или поршнем). Эту механическую энергию можно затратить на привод компрессора. Результирующее количество энергии в механической форме, которое необходимо затратить для привода компрессора, равно

$$W_{рез} = W_T - W_k. \quad (8.78)$$

Поскольку $W_k > W_T$, то $W_{рез}$ будет отрицательной величиной (напомним, что знак «минус» означает только то, что работа затрачивается на сжатие рабочего тела).

Так как энергия в тепловой форме Q_2 в холодильной камере (рис. 8.23) подводится к рабочему телу в изобарном процессе 4-1 (рис. 8.24), ее можно определить по формуле

$$Q_2 = mc_p(T_1 - T_4), \quad (8.79)$$

где m — масса рабочего тела (воздуха); c_p — средняя изобарная теплоемкость рабочего тела; T_1, T_4 — температура рабочего тела соответственно на выходе и входе в холодильную камеру.

Количество энергии в тепловой форме Q_1 , отводимой в теплообменнике от рабочего тела в окружающую среду в изобарном процессе 2-3 (рис. 8.24), можно определить по формуле

$$Q_1 = mc_p(T_3 - T_2). \quad (8.80)$$

Так как $T_3 < T_2$ (в теплообменнике воздух охлаждается), величина Q_1 , определяемая по формуле (8.80), отрицательная. Данный факт соответствует правилу термодинамических знаков (отводимая в форме теплоты энергия считается отрицательной).

Суммарное количество энергии в тепловой форме, которым обмениваются рабочее тело и окружающая среда в цикле, равно

$$Q = Q_2 + Q_1 = mc_p(T_1 - T_4) + mc_p(T_3 - T_2). \quad (8.81)$$

В ходе циклического процесса рабочее тело (воздух) возвращается в исходное состояние, поэтому изменение его внутренней энергии за цикл равно нулю ($\Delta U = 0$). На основании первого закона термодинамики для циклического процесса 1-2-3-4-1 (рис. 8.24) можно записать

$$\Delta U = Q_2 + Q_1 - W_{рез} = 0.$$

С учетом зависимости (8.81) последнее выражение можно представить в виде

$$W_{\text{рез}} = mc_p(T_1 - T_4) + mc_p(T_3 - T_2). \quad (8.82)$$

По формуле (8.74) определим холодильный коэффициент воздушной компрессорной холодильной установки

$$\eta_{\text{хол}} = \frac{mc_p(T_1 - T_4)}{mc_p(T_1 - T_4) + mc_p(T_3 - T_2)} = \frac{T_1 - T_4}{T_1 - T_4 + T_3 - T_2}. \quad (8.83)$$

Запишем уравнения адиабат 1-2 и 3-4 (рис. 8.24):

$$\left. \begin{aligned} p_1 V_1^k &= p_2 V_2^k = \text{idem}; \\ p_3 V_3^k &= p_4 V_4^k = \text{idem} \end{aligned} \right\}. \quad (8.84)$$

Из уравнения состояния идеального газа определим давление рабочего тела (воздуха) в характерных точках цикла:

$$p_1 = \frac{mR_o T_1}{V_1}; \quad p_2 = \frac{mR_o T_2}{V_2}; \quad p_3 = \frac{mR_o T_3}{V_3}; \quad p_4 = \frac{mR_o T_4}{V_4}.$$

Подставляя эти выражения в систему уравнения (8.84), получим:

$$\frac{mR_o T_1}{V_1} V_1^k = \frac{mR_o T_2}{V_2} V_2^k; \quad \frac{mR_o T_3}{V_3} V_3^k = \frac{mR_o T_4}{V_4} V_4^k.$$

После сокращений получим:

$$T_1 V_1^{k-1} = T_2 V_2^{k-1}, \quad T_3 V_3^{k-1} = T_4 V_4^{k-1},$$

или:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{V_1^{k-1}}{V_2^{k-1}}; \quad \frac{T_3}{T_4} = \frac{V_4^{k-1}}{V_3^{k-1}}. \quad (8.85)$$

Система выражений (8.84) может быть представлена в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{V_1^k}{V_2^k} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k; \\ \frac{p_3}{p_4} &= \frac{V_4^k}{V_3^k} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^k \end{aligned} \right\}. \quad (8.86)$$

Преобразуем систему уравнений (8.85) к следующему виду:

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}; \quad \frac{V_4}{V_3} = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{1}{k}}. \quad (8.87)$$

Подставляя выражения (8.87) в выражения (8.85), получим:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (8.88)$$

Из рис. 8.24 видно, что $p_2 = p_3$, а $p_1 = p_4$ (линии 2-3 и 4-1 являются изобарами). Тогда на основании выражения (8.88) можно записать

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}. \quad (8.89)$$

Выражение (8.83) представим в виде

$$\eta_{\text{хол}} = \frac{1}{1 + \frac{T_3 - T_2}{T_1 - T_4}} = \frac{1}{1 - \frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4}}. \quad (8.90)$$

Преобразуем выражение (8.89) следующим образом:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} \Leftrightarrow \frac{T_2}{T_3} = \frac{T_1}{T_4}; \quad (8.91)$$

$$\frac{T_2}{T_3} - 1 = \frac{T_1}{T_4} - 1 \Leftrightarrow \frac{T_2 - T_3}{T_3} = \frac{T_1 - T_4}{T_4} \Leftrightarrow \frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_3}{T_4}. \quad (8.92)$$

Объединяя выражения (8.91) и (8.92), получим

$$\frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (8.93)$$

В результате подстановки (8.93) в (8.90) получим следующее выражение для определения холодильного коэффициента воздушной компрессорной холодильной установки:

$$\eta_{\text{хол}} = \frac{1}{1 - (T_2/T_1)} = \frac{T_1}{T_1 - T_2}. \quad (8.94)$$

Учитывая выражение (8.91), зависимость (8.94) можно представить в виде

$$\eta_{\text{хол}} = \frac{1}{1 - (T_3/T_4)} = \frac{T_4}{T_4 - T_3}, \quad \eta_{\text{хол}} = \left| \frac{T_4}{T_4 - T_3} \right|. \quad (8.95)$$

Уравнения (8.94) и (8.95) выражают холодильный коэффициент идеализированного цикла воздушной компрессорной холодильной установки.

Сравним холодильный коэффициент рассматриваемой воздушной компрессорной холодильной установки с холодильным коэффициентом установки, работающей по обратному циклу Карно.

В рассматриваемой установке температура в холодильной камере (рис. 8.23) должна поддерживаться равной T_1 (точка 1). Следовательно, энергия Q_2 должна отбираться от холодильной камеры при температуре T_1 . Энергия Q_1 должна отдаваться в окружающую среду (высокотемпературному источнику тепловой энергии) при температуре T_3 . Тогда холодильный коэффициент установки, работающей по обратному циклу Карно, согласно выражению (8.95), равен

$$\eta_{\text{хол}}^{\text{Карно}} = \frac{T_3}{T_1 - T_1}. \quad (8.96)$$

Обратный цикл Карно предполагает, что процессы подвода тепловой энергии Q_2 к рабочему телу от холодильной камеры и отвода тепловой энергии Q_1 от рабочего тела в окружающую среду происходят изотермически и обратимо. Это означает, что при поглощении тепловой энергии Q_2 в холодильной камере и отдаче тепловой энергии Q_1 в теплообменнике температура рабочего тела не изменяется и отличается от температуры теплоотдатчика (холодильной камеры) или теплоприемника (окружающей среды) на бесконечно малую величину. Чтобы процесс был обратимым, его необходимо проводить относительно медленно. Технически это реализовать не представляется возможным.

Для того чтобы отобрать энергию в форме теплоты Q_2 от холодильной камеры (рис. 8.23), приходится температуру рабочего тела T_4 на входе в нее понижать ниже температуры T_1 в самой холодильной камере ($T_4 < T_1$). Хладагент (воздух), двигаясь через холодильную камеру, отбирает от нее тепловую энергию Q_2 , вследствие чего его температура повышается до T_1 . Из-за значительной разности температур хладагента T_4 и холодильной камеры T_1 энергия в тепловой форме Q_2 от нее передается рабочему телу за относительно короткий промежуток времени. Соответственно, чтобы передать энергию в тепловой форме Q_1 от рабочего тела окружающей среде его температуру на входе в теплообменник повышают до температуры T_2 , большей, чем температура окружающей среды T_3 ($T_2 > T_3$). Из-за разности температур ($T_2 > T_3$) тепловая энергия Q_1 передается за конечное время от рабочего тела (воздуха) в окружающую среду.

Процессы передачи энергии в тепловой форме в реальной воздушной компрессорной установке происходят неравновесно, так как протекают при большой разности температур холодильника, рабочего тела, нагревателя и в течение относительно короткого промежутка времени.

Таким образом, холодильный коэффициент реальной воздушной компрессорной холодильной установки *меньше* холодильного коэффициента установки, работающей по обратному циклу Карно. Это обусловлено тем, что в цикле Карно все процессы происходят обратимо. Цикл воздушной холодильной установки является термодинамически несовершенным, а установка малоэкономична и громоздка. Причиной этого несовершенства является значительное отклонение реального цикла воздушной холодильной установки от обратного цикла Карно.

Ввиду того, что воздух имеет малую теплоемкость, для эффективной работы воздушной холодильной установки через ее замкнутый контур требуется пропускать в единицу времени большие массы воздуха. По этой причине в настоящее время воздушные холодильные установки применяются только для получения глубокого холода, т. е. для сжижения воздуха или других газов.

8.3.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки

Известно, что для повышения эффективности реальной холодильной машины необходимо ее цикл максимально приблизить к холодильному циклу Карно. Для этого требуется, чтобы процессы подвода тепловой энергии Q_2 к рабочему телу от холодильной камеры (низкотемпературного источника) и отвода тепловой энергии Q_1 от рабочего тела в окружающую среду (высокотемпературный источник) происходили изотермически. Действительно, такой циклический процесс можно осуществить, если в качестве рабочего тела (хладагента) использовать вещество, способное при определенных условиях, близких к естественным, существовать в двухфазном состоянии (жидкость — пар).

Некоторые вещества (аммиак, фреон, сернистый ангидрид и другие) при давлениях, близких к атмосферному давлению, легко кипят. При кипении

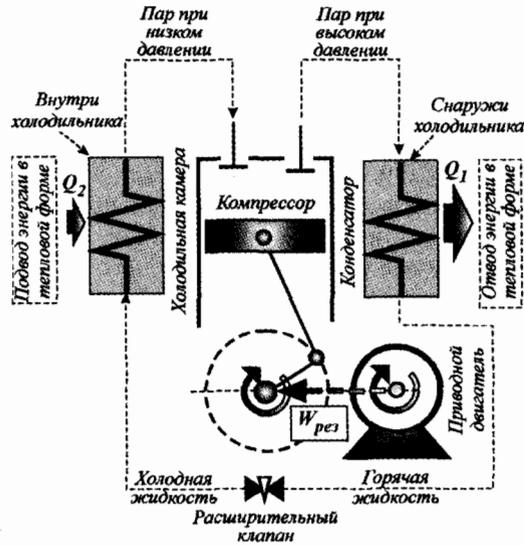


Рис. 8.25. Схема паровой компрессорной холодильной машины

жидкости образуется влажный пар. Процесс парообразования является одновременно изобарным ($p = idem$) и изотермическим ($T = idem$), что соответствует процессам фазовых превращений (подводимая в форме теплоты энергия затрачивается не на повышение температуры, а только на преодоление сил притяжения между молекулами и на работу расширения пара). Пока жидкость не будет полностью превращена в пар, ее температура во время кипения изменяться не будет (она остается всегда равной температуре кипения). Когда последняя капля жидкости испарится, то при дальнейшем подводе энергии в форме теплоты температура пара будет возрастать (пар будет становиться перегретым)¹.

В качестве рабочего тела (хладагента) во многих бытовых холодильниках (например, «Саратов», «ЗИЛ») применяют легко испаряющуюся жидкость фреон-12 (соединения фтора, хлора и углерода). При нормальном атмосферном давлении фреон-12 кипит при температуре $t_n = -30^\circ\text{C}$. Аммиак кипит при $t_n = -35^\circ\text{C}$, а хлористый метил — при $t_n = -23^\circ\text{C}$.

Основное достоинство цикла паровой компрессорной холодильной установки состоит в следующем. Теплообмен между теплоотдатчиком (холодильной камерой) и теплоприемником (окружающей средой) при осуществлении цикла будет происходить с рабочим телом, находящимся в двухфазном состоянии, поэтому изобарное протекание этих процессов для рабочего тела совпадает с изотермическим процессом. В этом случае холодильный цикл будет в большей степени приближен к обратному циклу Карно.

На рис. 8.25 показана условная схема паровой компрессорной холодильной установки.

Влажный пар хладагента из испарителя засасывается компрессором и адиабатно сжимается с затратой энергии в механической форме, под-

¹ Более подробно этот вопрос рассмотрен в гл. 6.

водимой из окружающей среды. В общем случае до начала сжатия пар находится во влажном насыщенном состоянии (двухфазное состояние пар-жидкость). При сжатии пара хладагента в компрессоре затрачивается энергия в механической форме $W_{\text{рез}}$. Температура хладагента при сжатии увеличивается, и пар последовательно переходит из влажного состояния в сухое насыщенное состояние. В дальнейшем он переходит в перегретое состояние. После компрессора рабочее тело (пар хладагента) под высоким давлением поступает в конденсатор (как правило, расположенный снаружи на задней стенке холодильника), где при постоянном давлении перегретый пар охлаждается (от него в окружающую среду отводится энергия в тепловой форме).

Дальнейший процесс отвода тепловой энергии Q_1 происходит не только изобарно, но и изотермически. Процесс происходит до тех пор, пока пары хладагента полностью не конденсируются, и он не перейдет в горячую жидкость.

Для снижения температуры рабочего тела до температуры T_2 , соответствующей температуре, поддерживаемой в холодильной камере, можно применить расширительную машину (детандер) поршневого или лопаточного типа.

Совершенно очевидно, что холодильный коэффициент рассмотренного цикла почти равен холодильному коэффициенту обратного цикла Карно.

Из-за сложности создания детандера поршневого или лопаточного типа, работающего на влажном паре, и малой величины получаемой работы в расширительной машине, ее (расширительную машину) заменяют регулирующим дроссельным вентилем (расширительным клапаном; рис. 8.25), в котором хладагент после конденсатора дросселируется с понижением давления и температуры.

Дросселирование пара всегда происходит с понижением температуры ($T_4 < T_3$), а энтальпия рабочего тела сохраняет прежнее значение ($H_4 = H_3$). Строго говоря, температура реального газа при дросселировании может уменьшаться, увеличиваться или не изменяться¹, но в качестве рабочего тела в холодильных установках применяют вещества, которые в данных условиях при дросселировании понижают свою температуру².

Понижение температуры хладагента в процессе дросселирования выбирается примерно на $9 \dots 10^\circ\text{C}$ ниже температуры в охлаждаемом помещении. Благодаря этому, становится возможной передача энергии в форме теплоты от охлаждаемых тел к пару хладагента, циркулирующего в трубах испарителя холодильной камеры.

Работает холодильник следующим образом. Компрессор (рис. 8.25) за счет подводимой из окружающей среды (электродвигателя) энергии в механической форме сжимает рабочее тело. При сжатии давление и температура рабочего тела увеличиваются. Через нагнетательный клапан рабочее тело поступает в конденсатор, находящийся на задней стенке холодильника. В конденсаторе происходит отвод энергии в тепловой форме от рабочего тела в окружающую среду, так как температура рабочего тела

¹ См. главу 7.

² Более подробно этот вопрос рассмотрен в специальной литературе.

больше температуры окружающей среды. При отводе тепловой энергии температура тела понижается. После конденсатора рабочее тело поступает в расширительный клапан, где дросселируется и его температура еще больше понижается. Температура рабочего тела становится ниже температуры тел, находящихся внутри холодильной камеры. После расширительного клапана рабочее тело поступает в испаритель, находящийся внутри холодильной камеры, от которого отбирает тепловую энергию. Температура рабочего тела увеличивается, а температура внутри холодильной камеры понижается. После испарителя рабочее тело снова поступает в компрессор, и цикл замыкается.

Механическая энергия, затраченная на осуществление цикла, определяется только работой компрессора, так как расширение происходит в дросселе (расширительном клапане или диафрагме) без подвода или отвода энергии в механической форме.

Напомним, что в процессе дросселирования работа не совершается. В обратном цикле Карно расширение хладагента происходит в детандере (поршневой или лопаточной расширительной машине), где от рабочего тела отводится энергия в механической форме (совершается полезная работа). Эта работа (энергия) затрачивается на привод компрессора и составляет только часть результирующей работы, затрачиваемой на привод компрессора, так как большая часть результирующей работы подводится к компрессору извне.

Если бы паровая компрессорная холодильная установка работала по обратному (идеальному) циклу Карно, то получаемой в детандере полезной работы было бы достаточно для привода компрессора. Однако, из-за неравновесности протекаемых процессов в паровой компрессорной холодильной установке реальные затраты механической энергии на привод компрессора больше, чем получаемая в детандере полезная работа. Следовательно, в обратном цикле Карно на привод компрессора затрачивается меньше механической энергии, чем в паровой компрессорной холодильной машине. По этой причине холодильный коэффициент паровой компрессорной холодильной установки меньше холодильного коэффициента установки Карно, работающей в том же интервале предельных температур.

Можно заключить, что парокомпрессорная холодильная установка по сравнению с воздушной компрессорной холодильной установкой более совершенна.

В отличие от холодильного коэффициента обратного цикла Карно, зависящего только от температуры отдачика и приемника энергии в тепловой форме, холодильный коэффициент цикла с дросселированием пара зависит дополнительно от физических свойств хладагента.

С целью повышения эффективности паровой компрессорной холодильной машины реализуют следующие мероприятия:

- цикл рассчитывают так, чтобы холодильный компрессор всасывал сухой насыщенный пар хладагента или, по крайней мере, влажный пар с высокой степенью сухости. В этом случае применяют термин «сухой ход» холодильного компрессора в отличие от влажного хода.

- применяют переохлаждение хладагента в холодильном конденсаторе, которое осуществляют посредством повторного прокачивания жидкого хладагента через холодильный конденсатор. Иногда для переохлаждения хладагента при проектировании предусматривают большую теплообменную поверхность холодильного конденсатора, чем это нужно для превращения пара в кипящую жидкость. При переохлаждении хладагента энергия, затрачиваемая на привод холодильного компрессора, не изменяется, а количество отводимой в тепловой форме энергии Q_2 увеличивается. В итоге холодильный коэффициент цикла увеличивается.

Многие проблемы можно решить, благодаря правильному выбору холодильного агента. Желательно, чтобы хладагент имел в холодильном испарителе давление p_2 , которое было бы чуть больше атмосферного. Большое давление p_2 приводит к утяжелению установки. Температура насыщения T_2 , соответствующая давлению p_2 , должна быть на $9 \dots 10^\circ\text{C}$ ниже температуры охлаждаемого объекта. Давление p_1 (на выходе из холодильного компрессора), соответствующее температуре конденсации, также не должно быть слишком большим. Это понятно, так как большие давления требуют утолщения стенок трубопроводов, утяжеляющего установку, а также больших затрат на привод холодильного компрессора. Чем меньше отношение давлений p_1/p_2 , тем меньше количество механической энергии затрачивается на привод холодильного компрессора.

Положительными свойствами хладагента являются невысокие значения его плотности в жидком и парообразном состояниях. Повышение плотности хладагента влечет за собой увеличенный расход энергии на обеспечение его циркуляции. Наиболее распространенным хладагентом является аммиак, обеспечивающий достаточно высокие холодильные коэффициенты и относительно невысокие давления в цикле. Из-за токсичности аммиака в последнее время широкое распространение получили фреоны, которые нетоксичны и невзрывоопасны, но в конце XX в. оказалось, что, по мнению многих ученых, фреоны разрушают озоновый слой вокруг Земли, а это может вызвать катастрофические последствия для человечества.

В настоящее время использование пароконденсаторных установок в области умеренных температур охлаждения наиболее эффективно. Такие установки широко применяются в технике и для бытовых нужд при получении и поддержании в течение длительного времени температуры тел в интервале $-150 \dots 0^\circ\text{C}$.

8.3.4. Принцип работы теплового насоса

Ранее в контексте описания обратного цикла Карно рассматривалась идея теплового насоса. Целевое предназначение холодильной машины состоит в понижении температуры некоторого тела (пространства). Для понижения температуры этого тела необходимо устройство, способное отбирать у него внутреннюю энергию. Именно таким устройством является тепловая машина, работающая по обратному циклу. Более того, оказалось, что машина, работающая по обратному циклу, может выполнять и другую роль, если ее использовать по иному целевому предназначению.

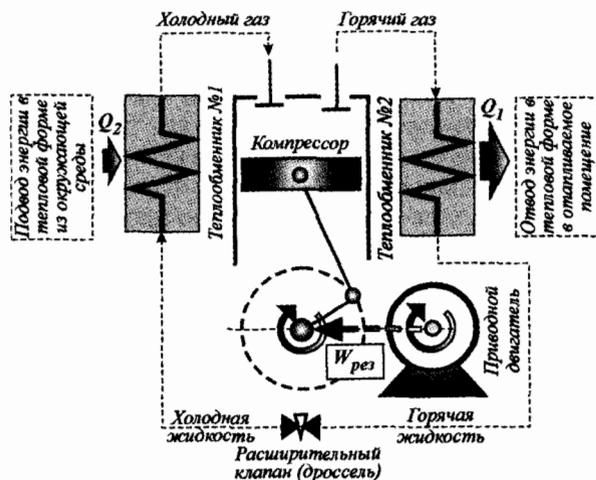


Рис. 8.26. Принципиальная схема теплового насоса

Тепловая машина, работающая по обратному циклу, отбирает тепловую энергию у низкотемпературного источника (холодильника) и отдает ее высокотемпературному источнику (нагревателю). Высокотемпературный источник тепловой энергии в данном случае является ее приемником, поэтому такую тепловую машину можно использовать не для охлаждения, а для нагревания некоторого тела. В этом случае машина будет выполнять функцию некоего «теплового насоса, перекачивающего тепловую энергию с низкого уровня на верхний уровень».

Еще английский физик Томсон отмечал, что вполне возможно использовать (и существуют опытные установки) для отопления помещений (жилищ) внутреннюю энергию окружающей среды. Независимо от типа и конструкции тепловой насос выполняет, как правило, одну функцию — отбирает энергию $Q_2 = Q_{o.c}$ в тепловой форме у окружающей среды (низкотемпературного источника) при температуре $T_2 = T_{o.c}$ и отдает ее в отапливаемое помещение при температуре T_1 ($T_1 > T_2$). При этом в помещение передается больше тепловой энергии Q_1 , чем отбирается от окружающей среды Q_2 ($Q_1 > Q_2$). Самопроизвольный переход энергии в тепловой форме от низкотемпературного источника к высокотемпературному запрещен вторым законом термодинамики. Несамостоятельный (вынужденный) переход тепловой энергии в таком направлении возможен. Для этого требуется затратить некоторое количество энергии $W_{рез}$ в механической форме.

Принципиальная схема наиболее простого (парокомпрессорного) теплового насоса показана на рис. 8.26.

Рабочее тело в парообразном состоянии сжимается компрессором (отсюда и название — парокомпрессорный тепловой насос). При сжатии пара в компрессоре к нему подводится энергия в механической форме $W_{рез}$ из окружающей среды (например, от электродвигателя). Эта энергия преобразуется из механической формы в тепловую форму. Пар нагревается, т. е. его температура увеличивается до T_1 . После компрессора пар поступает

в теплообменник № 2, где отдает часть своей внутренней энергии в форме теплоты Q_1 телу внешней среды (в данном случае промежуточному теплоносителю системы отопления помещения). Это происходит потому, что температура T_1 горячего пара после компрессора превышает температуру промежуточного теплоносителя. При отдаче энергии Q_1 в тепловой форме промежуточному теплоносителю в теплообменнике № 2 температура пара уменьшается, и он конденсируется (переходит в жидкое состояние). Горячий пар становится горячей жидкостью. Эта жидкость направляется в дроссель, где ее давление понижается. Чем ниже давление жидкости, тем быстрее она испаряется. В результате испарения температура жидкости понижается до $T_2 = T_{\text{о.с.}}$. Холодная жидкость поступает в теплообменник № 1 (испаритель). В этом теплообменнике холодной жидкостью отбирается энергия в тепловой форме в количестве Q_2 от поступающего извне теплоносителя (например, атмосферного воздуха). Получая в теплообменнике № 1 энергию в тепловой форме в количестве Q_2 , рабочее тело нагревается (увеличивается его температура) и испаряется. Интенсивное испарение нагреваемой в теплообменнике №1 жидкости происходит ввиду ее низкого давления. Холодная жидкость преобразуется в холодный пар, который из-за разрежения поступает в компрессор. Цикл повторяется снова.

Эффективность цикла теплового насоса оценивается отопительным коэффициентом, определяемым по формуле (8.75).

Определим количество энергии Q_1 , отдаваемой рабочим телом (термодинамической системой) в окружающую среду (отапливаемое помещение). Для рассматриваемого циклического процесса уравнение первого закона термодинамики будет иметь вид

$$\Delta U = Q_{\text{рез}} - W_{\text{рез}}, \quad (8.97)$$

где ΔU — изменение внутренней энергии рабочего тела за цикл; $Q_{\text{рез}}$ — результирующее тепловое взаимодействие термодинамической системы (рабочего тела) с окружающей средой; $W_{\text{рез}}$ — результирующее механическое взаимодействие термодинамической системы (рабочего тела) с окружающей средой.

Учитывая правило термодинамических знаков, выражение (8.97) можно представить в виде

$$\Delta U = Q_2 - Q_1 - (-W_{\text{рез}}). \quad (8.98)$$

Известно, что за цикл внутренняя энергия рабочего тела не изменяется ($\Delta U = 0$), так как оно возвращается в исходное состояние. В этом случае выражение (8.98) можно преобразовать к виду

$$Q_2 - Q_1 = -W_{\text{рез}}, \quad (8.99)$$

или

$$Q_1 = Q_2 + W_{\text{рез}}. \quad (8.100)$$

Подставляя выражение (8.100) в выражение (8.75), получим

$$\eta_{\text{отоп}} = \frac{Q_1}{W_{\text{рез}}} = \frac{Q_1 + W_{\text{рез}}}{W_{\text{рез}}} = \eta_{\text{хол}} + 1. \quad (8.101)$$

Из выражения (8.101) видно, что при холодильном коэффициенте $\eta_{\text{хол}} = 3 \dots 4$ потребитель получает в три-четыре раза больше тепловой энергии,

заимствованной у окружающей среды, чем при обычном электрообогреве с теми же затратами электроэнергии $W_{\text{рез}}$.

Использование теплового насоса тем эффективнее, чем ниже температура T_1 , при которой необходима потребителю энергия Q_1 . Чем ниже температура T_1 потребителя тепловой энергии, тем меньше требуется сжимать рабочее тело в компрессоре (меньше давление рабочего тела на выходе из него). Чем меньше сжатие рабочего тела в компрессоре, тем меньше затраты механической энергии $W_{\text{рез}}$ на его привод. Из зависимости (8.74) видим, что при уменьшении $W_{\text{рез}}$ и $Q_2 = idem$ холодильный коэффициент установки $\eta_{\text{хол}}$ увеличивается. В результате этого увеличивается отопительный коэффициент теплового насоса, определяемый по формуле (8.101).

Применение тепловых насосов в перспективе может быть значительным. Это обусловлено, в первую очередь, экологическими проблемами среды обитания человека, а также энергетическими проблемами. Тепловые насосы позволяют отобрать тепловую энергию от промышленных сточных вод и полезно ее использовать для бытовых нужд.

8.4. АБСОЛЮТНАЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКАЯ ШКАЛА ТЕМПЕРАТУРЫ

В процессе развития термометрии обнаружилась неприятная зависимость показаний жидкостных стеклянных термометров от физических свойств применяемых в них жидкостей. Показания спиртовых и ртутных термометров совпадают в реперных точках, а в промежуточных точках совпадения не наблюдается. Это противоречие было устранено путем перехода к газовому термометру. Действительно, при сверхнизких давлениях все газы дают одинаковые показания при любых температурах. Тем не менее, с течением времени у физиков возникли сомнения в правильности показаний таких термометров, появилось стремление выяснить, зависят ли показания термометра от свойств конкретного термометрического вещества.

Попробуем ответить на этот вопрос, опираясь на анализ работы тепловых машин, проделанный Карно. Оказывается, что выводы Карно дают основания для введения абсолютной шкалы температуры, совершенно независимой от вида термометрического вещества, применяемого для измерения.

Известно, что в циклическом процессе рабочее тело периодически возвращается в исходное состояние, поэтому изменение egq внутренней энергии равно нулю ($\Delta U = 0$). Для циклического процесса выражение первого закона термодинамики (8.5) будет иметь вид

$$Q = W. \quad (8.102)$$

Известно также (это доказал Карно), что тепловая машина работает между двумя источниками тепловой энергии — высокотемпературным и низкотемпературным. За цикл тепловая машина поглощает из окружающей среды (высокотемпературного источника) энергию в тепловой форме в количестве Q_1 и отдает ее окружающей среде (низкотемпературному

источнику) в количестве Q_2 . В соответствии с правилом знаков для любого обратимого циклического процесса справедливо выражение (8.50), на основании которого запишем

$$1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (8.103)$$

Температура T измеряется здесь по шкале газового термометра. Количество тепловой энергии Q_1 и Q_2 представляют собой тепловое взаимодействие термодинамической системы с окружающей средой, рассчитанное для цикла Карно, рабочим телом которого является идеальный газ.

Карно удалось показать, что любой действительно обратимый цикл, происходящий между нагревателем, имеющим температуру T_1 , и холодильником, имеющим температуру T_2 , будет обладать одним и тем же КПД независимо от природы рабочего тела. В противном случае нам пришлось бы предположить противоестественный самопроизвольный переход тепловой энергии от холодного тела к более теплому телу. Поскольку такой самопроизвольный переход невозможен, можно сделать вывод, что в обратимой тепловой машине при использовании в качестве рабочего тела любого вещества при условии наличия двух резервуаров тепловой энергии с температурами T_1 и T_2 по шкале газового термометра отношение Q_2 к Q_1 будет одним и тем же. Это и показывает приведенное выше уравнение.

Символ T мы используем для обозначения температуры по шкале газового термометра. Для обозначения температур нагревателя и холодильника в цикле Карно используем другой символ, например, Θ . С учетом этого обозначения последнее соотношение принимает вид

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\Theta_2}{\Theta_1}. \quad (8.104)$$

Шкала газового термометра была введена через отношение давлений при фиксированных объемах газа. Для цикла Карно, как видим, отношение температур нагревателя Θ_1 и холодильника Θ_2 можно определить через отношение наблюдаемых величин (в данном случае отношение количеств тепловых взаимодействий Q_1 и Q_2). Тепловые взаимодействия Q_1 и Q_2 можно предварительно определить. Следовательно, можно определить отношение температур Θ_1 и Θ_2 . Тем не менее, зная отношение Θ_2/Θ_1 , численные значения самих величин Θ_1 и Θ_2 мы не знаем. Действительно, если мы знаем, что $x/y = 5$, то еще неизвестно, чему равны x и y . Для определения одной из температур Θ_1 или Θ_2 нужно знать значение другой. Необходимо выбрать реперную точку, легко воспроизводимую в лабораторных условиях. Как и в случае шкалы газового термометра, Кельвин предложил в качестве реперной выбрать тройную точку воды, т. е. $\Theta_{tp} = 273.16$ К. Получившаяся шкала температур совпадает со шкалой газового термометра, поэтому можно записать, что $\Theta = T$.

Если осуществить цикл между теплоотдатчиком с температурой T_1 и теплоприемником, в который не отводится энергия в тепловой форме ($Q_2 = 0$), то $T_2 = 0$. Это следует из выражения (8.103). В этих условиях вся подводимая к рабочему телу энергия Q_1 превратилась бы из тепловой

формы в механическую форму (полезную работу $W_{\text{рез}}$), что видно из выражения (8.50)

$$W_{\text{рез}} = Q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1} = Q_1 \frac{T_1}{T_1} = Q_1, \quad [T_2 = 0].$$

КПД такого цикла, определяемый по формуле (8.50), равен единице. Отсюда следует, что абсолютный нуль температуры представляет собой низшую из всех возможных температур, когда КПД цикла Карно равен 1. Такая температура принимается за начальную точку абсолютной термодинамической шкалы. Эту шкалу называют еще шкалой Кельвина, который первым понял, что обратимая тепловая машина может служить основой для введения абсолютной шкалы температур.

8.5. ЭНТРОПИЯ И ВТОРОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

Известно, что Карно при рассмотрении цикла тепловой машины исходил из теплородной теории, полагая, что энергию в форме теплоты переносит некоторое невесомое вещество (нематериальная субстанция), называемое теплородом. Карно считал, что при работе тепловой машины теплород как бы падает с температуры T_1 на более низкую температуру T_2 ($T_2 < T_1$), при этом от машины отводится энергия в механической форме $W_{\text{рез}}$ (теплород как бы производит работу). Карно полагал, сколько теплорода входит в машину при температуре T_1 , столько же выходит из нее при температуре T_2 , т. е. $Q = Q_1 = Q_2$. Это было его ошибочной абстракцией, хотя выводы им были сделаны правильные. Когда была установлена механическая теория тепловых явлений (механический эквивалент теплоты), теплородная теория передачи энергии в тепловой форме была отвергнута. Тем не менее, как это часто бывает, такая абстракция с теплородом имеет некоторое рациональное зерно — через двигатель что-то проходит (Карно считал, что это теплород) и не меняет своего значения. Поскольку глубокая теория вырабатывается не только на основе экспериментальных данных, но и формируется на основе умозаключений ученых, это «нечто сохраняющееся» может облегчить или даже ускорить поиск нужных решений.

Вникнем немного глубже в уравнение (8.50), отражающее принцип Карно:

$$\frac{W_{\text{рез}}}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (8.105)$$

Так как в ходе циклического процесса рабочее тело возвращается в исходное состояние с теми же значениями параметров, изменение его внутренней энергии за цикл равно нулю, т. е. $\Delta U = U_{\text{кон}} - U_{\text{нач}} = 0$ ($U_{\text{кон}} = U_{\text{нач}}$). В соответствии с первым законом термодинамики и с учетом правила термодинамических знаков запишем

$$Q_1 - Q_2 - W_{\text{рез}} = 0; \quad Q_1 - Q_2 = W_{\text{рез}}. \quad (8.106)$$

Объединяя соотношения (8.105) и (8.106), получим

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

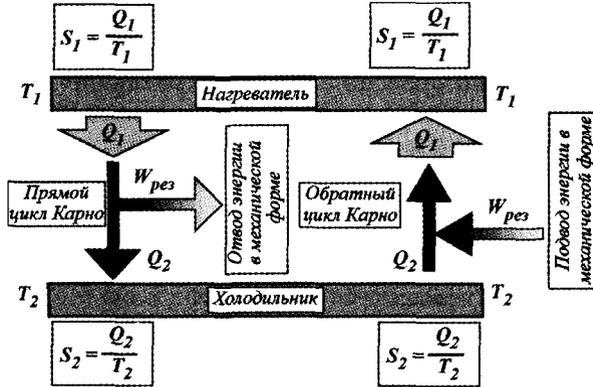


Рис. 8.27. Схема потоков энергии и энтропии в прямом и обратном циклах Карно

или после упрощений

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}. \quad (8.107)$$

Из выражения (8.107) видно, что для обратимого цикла Карно отношение количества тепловой энергии Q_1 , отданного рабочему телу от высокотемпературного источника, к температуре T_1 этого источника, равно отношению количества тепловой энергии Q_2 , полученной низкотемпературным источником от рабочего тела, к температуре T_2 этого источника. Таким образом, действительно, есть некоторая относительная тепловая величина Q/T , отличающаяся от «просто» тепловой величины Q тем, что для теплового двигателя, работающего по циклу Карно, ее значение в процессах преобразования и передачи энергии остается неизменным.

Замечательное свойство величины Q/T сохраняется и в другом важном случае. Мы уже знаем, что двигатель, работающий по циклу Карно, является идеальным, т. е., работает без потерь. Это означает, что работа $W_{\text{рез}}$ (энергия в механической форме), получаемая от него, максимальна при данном количестве тепловой энергии Q_1 , полученной рабочим телом от нагревателя, и соответствующих температурах нагревателя T_1 и холодильника T_2 . Если использовать полученную результирующую работу, то цикл может быть пущен и в обратном направлении. Понятие такой обращенной тепловой машины введено Карно в его знаменитой книге «*Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу*». При таком «обращении» идеального цикла все количественные соотношения между величинами, определяющими его работу, останутся прежними. Только вместо переноса «теплорода» с высокого уровня температуры на низкий уровень будет происходить обратный процесс — перенос его с низкого уровня температуры на высокий уровень. Для того, чтобы все вернулось в исходное состояние потребуется ровно столько же работы $W_{\text{рез}}$ (механической энергии), сколько ее было получено. Другими словами, такой цикл обладает свойством обратимости. На рис. 8.27 показаны оба случая с потоками энергии. Отношения Q/T в обоих случаях остаются одинаковыми при подводе тепловой энергии к рабочему телу и отводе ее от него.

Таким образом, тепловой двигатель превратился в холодильную машину или тепловой насос, перекачивающий «теплород» с низкого уровня температуры на высокий уровень с затратой механической энергии $W_{\text{рез}}$. Поток приведенной тепловой энергии (относительной величины Q/T) подобно потоку «теплорода» и здесь проходит неизменным через машину, но не «сверху вниз», как в двигателе, а «снизу вверх», как в холодильнике или тепловом насосе. Это замечательное свойство относительной величины Q/T оставаться неизменной при всех идеальных (обратимых) взаимных преобразованиях энергии из тепловой формы в механическую и обратно заставило ученых обратить на себя внимание.

Первым, кто придал величине Q/T самостоятельное значение, был Р. Клаузиус. Он назвал ее энтропией. Обозначается энтропия символом S .

Посмотрим на энтропию в свете второго закона термодинамики. Начнем с того, что энтропия имеет еще одно важное свойство, роднящее ее с «теплородом». Так, если к некоторому телу подводить энергию в форме теплоты, она сразу же будет исчезать, превращаясь во внутреннюю энергию. Энтропия тела при подводе тепловой энергии никуда не исчезает, а как бы «накапливается» в теле. При отводе тепловой энергии энтропия тела убывает. Таким образом, энтропия может подводиться к телу с теплотой, отводиться от него, и, в отличие от теплоты, накапливаться в нем.

При работе двигателя Карно или холодильной машины (теплого насоса) энтропия, как мы видели (рис. 8.27), «протекает» через них. Сколько ее входит, столько ее выходит.

Таким образом, энтропия может, как содержаться в телах, так и посредством теплоты передаваться от одного тела к другому. Изменение энтропии рабочего тела в каком-либо процессе означает, что в этом процессе подводится или отводится энергия в форме теплоты.

Напомним, что передача энергии в форме теплоты может происходить только в результате теплового взаимодействия тел. Если такого взаимодействия нет, то нет и передачи энергии в форме теплоты. По этой причине изменение энтропии тела возможно только в результате теплового взаимодействия. Следовательно, по изменению энтропии можно судить о тепловом взаимодействии тела с другими телами. Таким образом, для количественного описания теплового взаимодействия тела с другими телами необходимо знать только изменение энтропии в том или ином процессе. Например, если требуется определить расстояние между городами Омск и Челябинск по железной дороге, то можно поступить следующим образом:

1. Измерить расстояния от Новосибирска до Челябинска и от Новосибирска до Омска. После этого из первого результата вычесть второй результат. Полученная разница и будет искомым расстоянием между Омском и Челябинском.
2. Непосредственно измерить расстояние от Омска до Челябинска.

Оба результата должны совпадать. Первый вариант означает, что система координат установлена в Новосибирске, второй вариант — она установлена в Омске. Как видим, при изменении места установки системы координат искомым результатом не изменяется.

Можно вообще упростить ситуацию с определением расстояний между городами. Выбрать в качестве базового один из городов страны. От этого города теперь можно указать расстояния, например, по железной дороге до всех городов. Далее, используя атлас железных дорог, можно путем сложения или вычитания определить расстояние между любым городом¹.

Аналогично можно поступить при определении результата теплового взаимодействия.

Если температура всех тел окружающей среды равна нулю, то между ними нет теплового взаимодействия, их внутренняя энергия равна нулю. Для такого случая можно положить, что энтропия тел равна нулю ($S_{исх} = 0$; $T = 0$). Тогда изменение энтропии тела в ходе любого процесса равно

$$\Delta S = S_{кон} - S_{исх} = S_{кон} = \frac{Q}{T}.$$

Рассмотрим изменение энтропии рабочего тела в прямом и обратном циклах Карно. Напомним, что цикл Карно является обратимым, т. е. происходящим без потерь (не следует путать с понятием обратного цикла).

Определим количество тепловой энергии Q_1 , подведенной к рабочему телу от высокотемпературного источника теплоты с температурой T_1 в прямом цикле Карно (рис. 8.28). Будем полагать, что рабочее тело в исходном состоянии (точка 1) обладает некоторой энтропией S_1 . При подводе энергии Q_1 к рабочему телу в форме теплоты его энтропия увеличивается от S_1 до S_2 (точка 2). При этом температура нагревателя и рабочего тела в изотермическом процессе 1–2 не изменяется. Процесс 1–2 подвода тепловой энергии Q_1 в цикле Карно является равновесным (обратимым).

На основании определения энтропии запишем

$$Q_1 = T_1 \cdot \Delta S_{1-2} = T_1(S_2 - S_1). \quad (8.108)$$

В адиабатном процессе 2–3 энергия в форме теплоты не подводится к рабочему телу и не отводится от него, поэтому в процессе 2–3 энтропия рабочего тела не изменяется ($\Delta S_{2-3} = 0$). Процессы, в которых энтропия тела не изменяется, называются изоэнтропийными.

Аналогично определим количество тепловой энергии Q_2 , отведенной от рабочего тела к холодильнику (низкотемпературному источнику теплоты) в изотермическом процессе 3–4:

$$Q_2 = T_2 \cdot \Delta S_{3-4} = T_2(S_4 - S_3) = T_2(S_1 - S_2). \quad (8.109)$$

Так как $S_4 < S_3$ и $T_2 > 0$, то величина Q_2 , определяемая соотношением (8.109), отрицательна. Энергия не может быть отрицательной величиной и знак в данном случае лишь указывает, что энергия в тепловой форме отводится от рабочего тела, что соответствует правилу термодинамических знаков.

В адиабатном процессе 4–1 рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме. Следовательно, в процессе 4–1 энтропия рабочего тела не изменяется ($\Delta S_{4-1} = 0$). Процесс 4–1 является изоэнтропийным. В точке 1 цикл замыкается.

¹ Описанный способ определения расстояний может быть не совсем удобный, но верный.

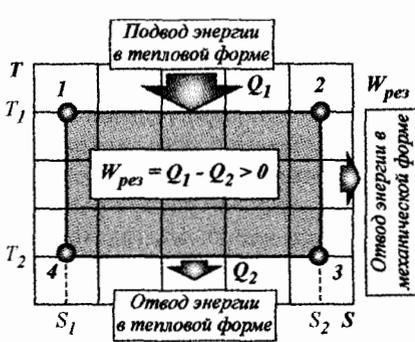


Рис. 8.28. Тепловая (энтропийная) диаграмма прямого цикла Карно

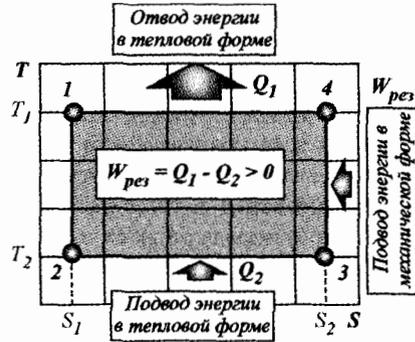


Рис. 8.29. Тепловая (энтропийная) диаграмма обратного цикла Карно

Поскольку в ходе циклического процесса 1-2-3-4-1 рабочее тело (газ) возвращается в исходное состояние (внутренняя энергия газа за цикл не меняется: $\Delta U = U_{\text{кон}} - U_{\text{исх}} = U_{\text{исх}} - U_{\text{исх}} = 0$; $U_{\text{кон}} = U_{\text{исх}}$), на основании первого закона термодинамики (8.5) запишем (с учетом правила термодинамических знаков)

$$Q_1 - Q_2 - W_{\text{рез}} = 0.$$

Последнее уравнение преобразуем к виду

$$Q_1 - Q_2 = W_{\text{рез}}. \tag{8.110}$$

Определим по формуле (8.50) КПД прямого цикла Карно, учитывая выражения (8.108), (8.109) и (8.110):

$$\eta_{\text{к}} = \frac{T_1 \cdot \Delta S_{1-2} - T_2 \Delta S_{3-4}}{T_1 \cdot \Delta S_{1-2}}. \tag{8.111}$$

Так как в идеальном цикле Карно изменение энтропии рабочего тела в изотермическом процессе 1-2 (подвод энергии Q_1) равно изменению его энтропии в изотермическом процессе 3-4 (отвод энергии Q_2) т.е. $\Delta S_{1-2} = \Delta S_{3-4}$, то выражение (8.111) можно записать в виде

$$\eta_{\text{к}} = \frac{T_1 \cdot \Delta S_{1-2} - T_2 \Delta S_{1-2}}{T_1 \cdot \Delta S_{1-2}} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \tag{8.112}$$

Заметим, что выражение (8.112) совпадает с выражением (8.50).

Определим изменение энтропии рабочего тела в цикле Карно. Пусть в начале цикла рабочее тело имело энтропию S_1 . По завершении циклического процесса рабочее тело возвращается в исходное состояние с энтропией S_1 . Очевидно, что за цикл изменение энтропии равно нулю, т.е. $\Delta S = 0$. Тело возвратилось в состояние с той же энтропией S_1 (рис. 8.28). Это видно из соотношения (8.107), если преобразовать его к виду:

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

Рассуждая аналогично, можно получить выражение для определения холодильного коэффициента машины, работающей по обратному циклу Карно (рис. 8.29):

$$\left. \begin{aligned} Q_2 &= T_2 \cdot \Delta S_{2-3} = T_2(S_3 - S_2) = T_2(S_2 - S_1); \\ Q_1 &= T_1 \cdot \Delta S_{4-1} = T_1(S_1 - S_4) = T_1(S_1 - S_2) \end{aligned} \right\}. \quad (8.113)$$

Подставляя выражения (8.113) в выражение (8.75), получим

$$\eta_{\text{хол}} = \frac{Q_2}{W_{\text{рез}}} = \left| \frac{Q_2}{Q_2 - Q_1} \right| = \left| \frac{T_2}{T_2 - T_1} \right|. \quad (8.114)$$

Выражения (8.75) и (8.114) совпадают.

Соотношением Q/T можно пользоваться лишь тогда, когда в процессе теплового взаимодействия температура тела не изменяется ($T = idem$). На практике температура тела в процессе подвода или отвода тепловой энергии Q изменяется и это изменение тем больше, чем больше подвод (отвод) энергии в тепловой форме. При малом количестве подводимой (отводимой) энергии в форме теплоты δQ можно полагать, что температура рабочего тела в процессе теплового взаимодействия не изменяется ($T = idem$). Для каждой малой порции энергии в форме теплоты δQ температура будет уже другой, поэтому энтропию подсчитывают для каждой такой порции тепловой энергии отдельно в виде $dS_i = \delta Q_i/T_i$, а затем суммируют порции энтропии dS_i . В целом изменение энтропии ΔS будет равно сумме малых изменений dS_i

$$\Delta S = \sum_{i=1}^n \frac{\delta Q_i}{T_i},$$

а при переходе к бесконечно малым величинам

$$\Delta S = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\delta Q}{T}.$$

Поскольку в ходе циклического процесса рабочее тело возвращается в исходное состояние (точка 1; рис. 8.28, 8.29), то изменение энтропии рабочего тела за цикл равно нулю:

$$\Delta S = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (8.115)$$

Выражение (8.115) носит название интеграла Клаузиуса. Из этого выражения видно, что для любого обратимого цикла интеграл Клаузиуса равен нулю.

Уравнение (8.115) является одним из наиболее точных и простых аналитических выражений второго закона термодинамики.

В обратимом (идеальном) циклическом процессе энтропия непрерывно отдается теплоприемнику в том же количестве, что и поступает от теплоотдатчика. Поэтому круговой процесс (цикл) может повторяться сколько угодно раз.

Так как в обратимом циклическом процессе энтропия рабочего тела (термодинамической системы) не меняется, такую закономерность еще называют принципом существования и постоянства энтропии.

8.6. ЭКСЕРГИЯ

8.6.1. Энергия и ее превращение в различные формы

В процессах преобразования энергии, определяющих действие технических систем, может участвовать энергия различных видов¹. Известно, что, несмотря на их общность, определяемую первым законом термодинамики, существуют и определенные ограничения на превращение одних видов энергии в другие. Рассмотрим этот факт на конкретном примере.

Ранее обсуждался обратимый² прямой цикл Карно, как частный случай кругового процесса теплового двигателя. В этом цикле энергия Q_1 , подводимая от нагревателя к рабочему телу в форме теплоты, преобразуется в полезную (результатирующую) работу $W_{\text{рез}}$ лишь частично. Другая же часть энергии Q_2 в тепловой форме отводится к некоторому теплоприемнику, в качестве которого можно рассматривать окружающую среду. Это обусловлено тем, что окружающая среда обладает самой низкой температурой в естественных условиях. Чтобы понизить температуру любого тела до значения меньше чем температура окружающей среды, необходимо затратить энергию в механической форме (это обсуждалось при изучении холодильных машин). Естественно, что окружающую среду можно использовать в качестве естественного холодильника с наименьшей температурой.

КПД идеального цикла (тепловой машины) Карно определяется по формуле (8.50). В качестве рабочего тела используется идеальный газ, хотя выражение (8.50) справедливо и при использовании в качестве рабочего тела в тепловой машине Карно любого другого вещества.

Если в качестве холодильника (приемника тепловой энергии) использовать окружающую среду, выражение (8.50) можно записать в виде

$$\eta_{\text{к}} = \frac{T_{\text{max}} - T_{\text{min}}}{T_{\text{max}}} = 1 - \frac{T_{\text{min}}}{T_{\text{max}}}. \quad (8.116)$$

Из этой формулы видно, что термический КПД цикла Карно никогда не может достигнуть значения, равного единицы (вся подведенная к рабочему телу энергия никогда не может быть превращена из тепловой формы в механическую форму). Этот вывод основан на том, что температура рабочего тела в процессе подвода энергии Q_1 в тепловой форме не может быть бесконечно большой ($T_1 < \infty$), а при отводе энергии Q_2 не может быть ниже температуры окружающей среды ($T_2 > 0$).

Известно, что в цикле Карно соотношение между полученной полезной работой $W_{\text{рез}}$ и подведенной к рабочему телу энергией Q_1 в тепловой форме (термический КПД) наибольшее по сравнению с любыми другими прямыми циклами, совершающимися в тех же температурных границах

¹ Деление энергии на виды является лишь научной абстракцией, позволяющей систематизировать знания.

² Обратимый не означает обратный цикл.

($T_{\min} \dots T_{\max}$). Следовательно, в других обратимых прямых циклах в работу будет превращаться еще меньшая часть сообщенной рабочему телу энергии в форме теплоты.

В обычном (разомкнутом) процессе можно всю энергию, подводимую к рабочему телу в тепловой форме, преобразовать в механическую форму. Например, можно нагревать газ так, что он будет расширяться изотермически ($T = idem$). Изотермический процесс можно осуществить и в обратном направлении. Сжимая изотермически газ в цилиндре с подвижным поршнем, можно всю подводимую в механической форме энергию преобразовать в тепловую форму и отвести ее в окружающую среду.

Так, механическая (кинетическая) энергия движущегося автомобиля при торможении полностью превращается в тепловую форму, которая затем рассеивается в окружающем пространстве.

В циклических (замкнутых процессах) преобразовать полностью энергию из тепловой формы в механическую форму (и наоборот) невозможно. В этом и состоит суть асимметрии между замкнутыми (циклическими) и разомкнутыми процессами.

Изучая процессы передачи и преобразования энергии, условно разделяют ее на ряд видов (форм):

- тепловую (внутреннюю);
- механическую;
- электрическую;
- химическую;
- ядерную.

Часть из них нами уже изучалась. В электрическом аккумуляторе при разряде происходит преобразование химической энергии электролита в электрическую энергию, которая передается в окружающую среду. В дальнейшем с помощью электродвигателя электроэнергия преобразуется в механическую форму. При заряде аккумулятора энергия из электрической формы преобразуется в химическую форму. В генераторе энергия из механической формы преобразуется в электрическую форму.

Таким образом, в естественных условиях обитания человек использует много технических средств, в которых происходит передача и преобразование одних видов энергии в другие. Количество энергии в одной форме может уменьшаться, а в другой форме — увеличиваться, но суммарное количество энергии сохраняется. На этот факт указывает первый закон термодинамики, являющийся всеобщим законом природы.

Можно сказать, что в природе процессы преобразования энергии происходят по «замкнутому кругу» (циклически). Если суммарная энергия системы не изменяется, то в процессах преобразования энергии она возвращается в исходное состояние.

Природа распорядилась так, что фундаментальными являются процессы преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму и обратно. Без этих процессов невозможно поддержание энергетического баланса в природе.

Например, круговорот воды в природе невозможен без тепловой энергии, поступающей от Солнца. За счет солнечной энергии происходит

движение воздушных масс (энергия преобразуется из тепловой формы в механическую). Таким образом, в природе происходят процессы преобразования энергии в различных направлениях.

В связи с этим возникает вопрос: «Все ли виды энергии эквивалентны по степени преобразования в ходе циклического процесса?» Оказалось, что в ходе циклического процесса один вид энергии можно полностью преобразовать в другой вид. С другими видами энергии этого сделать нельзя. Отсюда возникает следующий вопрос: «Какова степень преобразования энергии из одного вида в другой?»

Например, в идеальном генераторе можно полностью преобразовать энергию из механической формы в электрическую, а в тепловой машине Карно (какой бы идеальной она не была) нельзя полностью преобразовать энергию из тепловой формы в механическую форму.

Механическую энергию также условно разделяют на две формы — кинетическую и потенциальную. Из курса физики известно, что кинетическую энергию в идеальном случае можно полностью преобразовать в потенциальную энергию и наоборот. В принципе можно считать, что механическую энергию можно полностью преобразовать в механическую энергию, хотя, строго говоря, это нельзя считать преобразованием.

Электрическая и механическая энергии также в принципе полностью взаимно преобразуемы, например, с помощью обратимо работающего электрического генератора (механическая энергия преобразуется в электрическую) и обратимо работающего электродвигателя (электрическая энергия преобразуется в механическую).

Приведенные примеры свидетельствуют о том, что с точки зрения превращаемости одних видов энергии в другие все виды энергии могут быть разделены на две группы.

К *первой* относятся формы энергии, полностью превращаемые в любые другие формы энергии. Ко *второй* — те, которые не могут быть полностью преобразованы в любую другую форму энергии; возможности их превращения определяются как параметрами этой энергии или рабочего тела, так и параметрами окружающей среды.

В табл. 8.1. показаны возможные преобразования одних видов энергии в другие. Белые квадраты означают возможность полного преобразования форм энергии, черные — только неполного.

При сравнении видов энергии с позиции их превращения следует обратить внимание на одно важное обстоятельство — влияние параметров окружающей среды на энергетические преобразования. Все виды энергии, относящиеся к первой группе, при взаимных преобразованиях остаются полностью превращаемыми совершенно независимо от параметров состояния окружающей среды. Однако, как только участие в преобразованиях принимает любой вид энергии второй группы — дело меняется в принципе, и не только потому, что возможности преобразования ограничены. Сами границы, условия преобразования энергии становятся зависимыми не только от ее параметров, но и параметров окружающей среды. Чем меньше разность параметров рабочего тела и окружающей среды, тем меньшая часть энергии может быть преобразована. В пределе при равенстве параметров

Таблица 8.1

Возможности взаимного преобразования различных видов энергии

Вид энергии		№ п/п	1	2	3	4	6	7
Механическая энергия		1	<input type="checkbox"/>					
Электрическая энергия		2	<input type="checkbox"/>					
Внутренняя энергия	молекулярная	3	■	■	<input type="checkbox"/>	■	<input type="checkbox"/>	■
	химическая	4	■	■	<input type="checkbox"/>	■	<input type="checkbox"/>	■
	ядерная	5	<input type="checkbox"/>					
Энергия в переходе	теплота	6	■	■	<input type="checkbox"/>	■	■	■
	работа	7	<input type="checkbox"/>					

рабочего тела и окружающей среды техническая ценность энергии любого вида, относящегося ко второй группе, становится равной нулю.

Все сказанное выше показывает, что непосредственное суммирование и сопоставление качественно различных видов энергии второй группы недопустимо (естественно, за исключением тех случаев, когда речь идет об энергетических балансах, где имеет значение только количество энергии), так как они не обладают в полной мере свойством аддитивности. Между тем, обсуждаемый факт, заключающийся в том, что не всякая энергия и не при всяких условиях может быть полностью пригодна для технического использования, необходимо учитывать при решении инженерных задач в области энергетических превращений.

Для того, чтобы сделать сопоставимыми самые различные формы энергии, нужна некоторая единая мера, позволяющая количественно оценить и измерить энергию с учетом ее качественных характеристик.

Такая мера технической ценности энергии любого вида была названа *эксергией*. Ее использование позволяет, в конечном счете, свести оценку любого вида энергии второй группы с различной степенью превращаемости к определенному количеству энергии полностью превращаемой, т. е. относящейся к первой группе. Тем самым создается возможность сопоставления, приведения к единой мере всех без исключения видов энергии.

8.6.2. Эксергия и ее виды

Суммируя все сказанное выше, можно дать общее определение эксергии. *Эксергия* — это свойство термодинамической системы или потока энергии, определяемое (характеризуемое) количеством работы (механической энергии), которое может быть получено внешним приемником энергии при обратимом их взаимодействии с окружающей средой до установления полного равновесия.

Термин «эксергия» был введен в 1956 г. З. Рантом. Он состоит из двух частей: греческого слова «erg(on)» — «работа, сила» и приставки «ex», означающей «из», «вне».

Часть энергии, которая не является эксергией, называют *анергией*. Термин «анергия» также предложен З. Рантом в 1962 г. Приставка «ан» в переводе с греческого означает «не», «нет».

Использование понятий эксергия и анергия позволяет по-новому говорить о неограниченно и ограниченно превратимых формах энергии. Ограниченно превратимые формы энергии можно преобразовать в эксергию только частично. Остаток энергии в эксергию в этом случае не превратим. Поэтому такие формы энергии представляются состоящими из эксергии и анергии. Каждая из этих составляющих, в общем случае, может равняться нулю. Так, например, анергия электрической энергии равна нулю, тогда как для энергии, содержащейся в окружающей среде, нулю равна ее эксергия.

Таким образом, для всех форм энергии справедливо следующее общее соотношение:

$$\text{Энергия} = \text{Эксергия} + \text{Анергия}.$$

В соответствии с первым законом термодинамики во всех процессах сумма эксергии и анергии остается неизменной.

Необходимо подчеркнуть, что сказанное справедливо только для суммы эксергии и анергии (т. е., только для энергии), но не для эксергии и анергии по отдельности.

Поведение эксергии и анергии можно сформулировать так:

1. При протекании обратимых процессов эксергия остается неизменной.
2. В ходе необратимых процессов эксергия теряется и превращается в анергию.
3. Анергию в эксергию превратить невозможно.

Здесь следует обратить внимание на понятие «теряется». Термины «потеря энергии» и «потеря эксергии» имеют принципиально различное содержание. Потеря энергии, по существу, означает потерю не вообще (энергия исчезать, как известно, не может), а потерю для данного тела или данной системы. Потеря эксергии означает, напротив, ее полное исчезновение, уничтожение, связанное с превращением в анергию.

В связи со всем изложенным можно дать сводку особенностей (табл. 8.2), определяющих различие между общим, фундаментальным понятием «энергия» и частным понятием «эксергия», отражающих одну из ее сторон — превращаемость в определенных условиях.

Для изучения свойств эксергии и правильного ее использования необходимо провести классификацию составляющих эксергии. Поскольку эксергия характеризует одну из сторон, граней жизни, такая классификация, прежде всего, связана с видами энергии. С этой точки зрения необходимо отделить эксергию, связанную с энергией первой группы (видами энергии, полностью превратимыми в другие виды энергии), от второй, включающей энергию второй группы (ограниченно превратимой в другие виды). Классификация видов эксергии представлена в табл. 8.3.

В первой группе эксергия просто равна энергии (в соответствии с табл. 8.1 это механическая, электрическая и ядерная энергия).

Таблица 8.2

Особенности энергии и эксергии

Энергия	Эксергия
Зависит только от параметров вещества или потока энергии и не зависит от параметров окружающей среды.	Зависит от параметров как системы, так и окружающей среды.
Всегда имеет значение, отличное от нуля.	Может иметь значение, равное нулю (в нулевом состоянии — полное равновесие с окружающей средой).
Подчиняется закону сохранения в любых процессах и уничтожаться не может.	Подчиняется закону сохранения при обратимых процессах; в реальных, необратимых процессах частично или полностью уничтожается.
Превратимость одних видов в другие ограничена по условиям второго начала термодинамики для всех процессов, в том числе обратимых.	Превратимость одних составляющих в другие не ограничена для обратимых процессов по условиям второго начала термодинамики.

Таблица 8.3

Классификация видов эксергии

Эксергия видов энергии, полностью превратимых в другие виды энергии	Эксергия видов энергии, не полностью превратимых в другие виды энергии						
$E = W$	Термомеханическая (физическая)	Химическая (нулевая)	Теплового потока	Излучения	Термомеханическая	Нулевая	Излучения
	Эксергия потока вещества		Эксергия потока энергии		Эксергия в объеме вещества		
	$E \neq W$						

Ко второй группе принадлежат все те виды эксергии, каждый из которых вычисляется по характерным только для него зависимостям, а поэтому нуждается в специальном рассмотрении. Это эксергия потока вещества, эксергия вещества в объеме и эксергия потока энергии.

Эксергия потока вещества состоит из двух слагаемых. Первое из них — термомеханическая (или физическая) эксергия связана с различием термических ΔT и механических Δp параметров вещества и среды. Она измеряется количеством работы (механической энергии), которое может быть получено в обратимом процессе установления равновесия потока

вещества со средой путем энергетического взаимодействия, но без обмена материей (веществом). При этом $T \rightarrow T_0$ и $p \rightarrow p_0$.

Вторая — нулевая (или химическая) эксергия связана с установлением равенства химических потенциалов между соответствующими компонентами рабочего тела и окружающей среды. Она измеряется количеством работы, которое может быть получено в обратимом процессе установления равновесия компонентов рабочего тела с соответствующими компонентами среды при p_0 и T_0 . Поскольку термомеханические параметры рабочего тела находятся в равновесии с параметрами среды (вещество находится в так называемом нулевом состоянии), то химическую эксергию иногда называют нулевой. Этим подчеркивается, что ее величина подсчитывается при нулевом состоянии.

Эксергия теплового потока определяется количеством работы, которая может быть получена в обратимом процессе снижения температуры до T_0 .

Эксергия излучения определяется количеством работы, которая может быть получена при температуре окружающей среды T_0 за счет использования в обратимом процессе энергии данного излучения.

Энергия вещества в замкнутом объеме характеризуется максимальным количеством работы, которая может быть получена при взаимодействии с окружающей средой вещества, заключенного в непроницаемую (для него) оболочку, способную деформироваться и проводить теплоту. Взаимодействие в этом случае может происходить только по двум потенциалам — температуре и давлению.

8.6.3. Определение эксергии

8.6.3.1. ЭКСЕРГИЯ ПОТОКА ЭНЕРГИИ, ПЕРЕДАВАЕМОЙ В ФОРМЕ ТЕПЛОТЫ

Определение количества эксергии того или иного вида энергии, относящегося ко второй группе, проведем в объеме и последовательности, соответствующей ее значимости в рамках настоящего курса.

Эксергия теплоты Ex_Q — это та часть энергии, передаваемой в форме теплоты, которая может быть превращена в работу (превращена из тепловой формы в механическую форму). Оставшаяся часть представляет собой анергию теплоты B_Q . Таким образом

$$Q = Ex_Q + B_Q. \quad (8.117)$$

Для определения Ex_Q рассмотрим термодинамическую систему, в которой реализуется прямой обратимый цикл Карно (рис. 8.30), позволяющий обеспечить при заданной температуре источника тепловой энергии $T_{ист}$ максимальный термический КПД. Из выражения (8.50) видно, что для достижения максимального КПД цикла Карно температура холодильника должна быть минимально возможной T_{min} . В естественных условиях самой минимальной температурой обладает окружающая среда, поэтому ее можно использовать в качестве естественного холодильника. В этом случае можно записать, что $T_{min} = T_0$.

Используя известные формулы, можно записать, что

$$\eta_{\max} = \frac{W_{\text{рез}}^{\max}}{Q_1} = 1 - \frac{T_0}{T_{\text{ист}}}. \quad (8.118)$$

Из выражения (8.118) получаем

$$W_{\text{рез}}^{\max} = Q_1 \left(1 - \frac{T_0}{T_{\text{ист}}} \right) = Q_1 - T_0 \frac{Q_1}{T_{\text{ист}}} = Q_1 - T_0 \cdot \Delta S_{\text{ист}}. \quad (8.119)$$

Это максимальное количество работы (энергии в механической форме), которое может быть получено из энергии в тепловой форме Q_1 , и есть эксергия последней. Следовательно, выражение (8.119) можно представить в виде

$$Ex_Q = Q_1 - B_Q, \quad (8.120)$$

где $Ex_Q = W_{\text{рез}}^{\max}$ — эксергия подводимой к рабочему телу энергии в тепловой форме Q_1 ; $B_Q = T_0 \cdot \Delta S$ — энергия подводимой к рабочему телу энергии в тепловой форме Q_1 .

Учитывая, что $Ex_Q = W_{\text{рез}}^{\max}$, выражение (8.118) можно представить в виде

$$\frac{Ex_Q}{Q_1} = 1 - \frac{T_0}{T_{\text{ист}}}$$

или, в общем виде:

$$\frac{Ex_Q}{Q} = 1 - \frac{T_0}{T}. \quad (8.121)$$

Из выражения (8.121) определим эксергию потока энергии в тепловой форме

$$Ex_Q = Q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right). \quad (8.122)$$

Величину

$$\tau_e = 1 - \frac{T_0}{T} \quad (8.123)$$

называют *коэффициентом Карно*.

Выражение (8.122) можно записать теперь в виде

$$Ex_Q = Q \cdot \tau_e. \quad (8.124)$$

Если тепловая энергия Q_{1-2} воспринимается или отдается рабочим телом в любом термодинамическом процессе 1-2 (не круговом) в определенном температурном интервале (рис. 8.31), то ее эксергия определяется путем интегрирования выражения

$$Ex_{Q,1-2} = \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T} \right) \cdot \delta Q = Q_{1-2} - T_0 \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (8.125)$$

Сравнивая выражения (8.120) и (8.125), получаем, что

$$B_{Q,1-2} = T_0 \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (8.126)$$

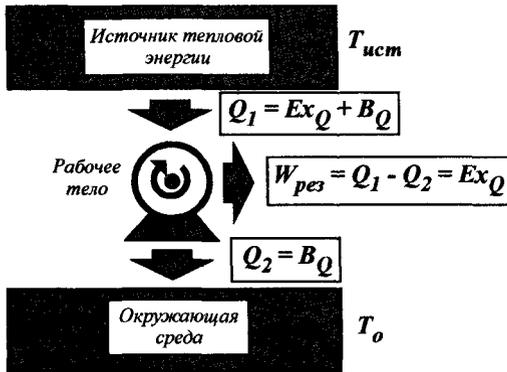


Рис. 8.30. Принципиальная схема реализации прямого цикла Карно при минимально возможных потерях тепловой энергии

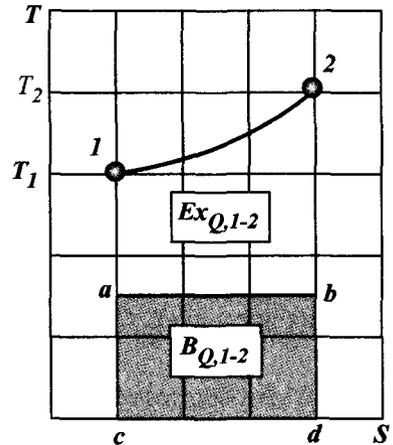


Рис. 8.31. Эксергия и анергия потока тепловой энергии

Используя известные свойства интеграла, величины $Ex_{Q,1-2}$ и $B_{Q,1-2}$ в координатах $T - S$ (рис. 8.31) можно изобразить соответствующими площадями. Площадь фигуры $1-2-d-c$ численно равна количеству энергии Q_1 , переданной источником рабочему телу в тепловой форме. Площадь фигуры $1-2-b-a$ численно равна эксергии потока энергии в тепловой форме. Анергия потока энергии в тепловой форме численно равна площади фигуры $a-b-c-d$.

Возвращаясь к формулам (8.125) и (8.126), напомним, что прямой обратимый цикл Карно обеспечивает возможность достижения максимальной величины термического КПД. Тем не менее, КПД никогда не может быть равным единице, так как по второму закону термодинамики часть энергии, взятой от теплоисточника в тепловой форме, должна быть передана некоторому теплоприемнику также в тепловой форме. В лучшем случае эта отданная теплоприемнику теплота может быть равна анергии взятой от теплоисточника тепловой энергии. Именно этот случай характерен для цикла Карно, в котором $T_{min} = T_o$.

Так как эксергия потока энергии в форме теплоты зависит только от температуры окружающей среды и температурного уровня процесса ее подвода к рабочему телу, все обратимые циклы при одинаковых максимальной и минимальной температурах будут иметь одинаковую эффективность, независимо от вида рабочего тела и частных особенностей обратимого кругового термодинамического процесса.

На рис. 8.32 приведена диаграмма потоков эксергии и анергии для теплосиловых установок, в которых совершается обратимый термодинамический цикл с максимальным термическим КПД.

Если процессы, протекающие в машине, будут необратимы, то характер диаграммы изменяется (рис. 8.33). Так, часть эксергии подведенной теплоты уже переданная рабочему органу (например, поршню в поршневом ДВС) может быть затрачена на преодоление сил трения (например, между

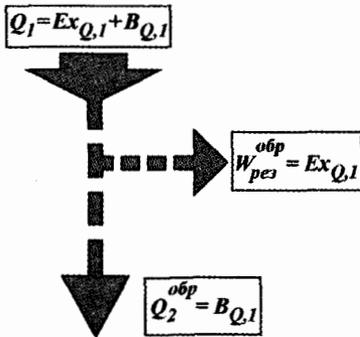


Рис. 8.32. Диаграмма потока эксергии и анергии в обратимом термодинамическом цикле

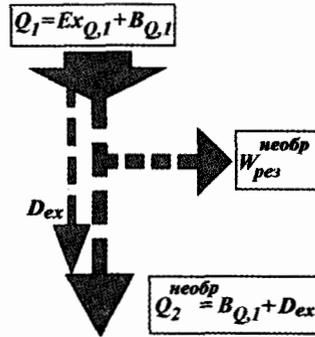


Рис. 8.33. Диаграмма потока эксергии и анергии в необратимом термодинамическом цикле

юбкой поршня и гильзой цилиндра). Эта часть эксергии превратится в теплоту и рассеется в окружающую среду через элементы системы охлаждения двигателя и его поверхность. Произойдет потеря этой части эксергии, ее полное уничтожение, связанное с диссипацией эксергии и превращением ее в анергию. В результате этого количество тепловой энергии, переданной окружающей среде, увеличится, а величина полезной работы $W_{рез}$ уменьшится.

Учитывая сказанное, можно утверждать, что термический КПД цикла, определяемый по формуле (8.50), обладает ограниченными возможностями в смысле оценки эффективности цикла теплового двигателя. Несомненно, он отражает его экономичность, так как показывает, какая часть использованной в форме теплоты энергии была превращена в полезную работу (механическую энергию). Тем не менее, термический КПД не показывает, полностью ли использована представленная природой возможность превращения энергии из тепловой формы в механическую форму. Другими словами, вся ли эксергия теплового потока Q_1 была преобразована в полезную работу. Такая оценка возможна лишь с помощью так называемого эксергетического КПД, определяемого выражением

$$\eta_{ex} = \frac{W_{рез}}{Ex_{Q,1}}. \quad (8.127)$$

Выражение (8.127) показывает, что эксергетический КПД представляет собой отношение достигнутого в рассматриваемом цикле положительного эффекта (результатирующей энергии в механической форме) к предельно возможному положительному эффекту (эксергии использованной тепловой энергии).

Поясним смысл эксергетического КПД на качественном уровне. Если подойти к выпускной трубе ДВС, то можно убедиться, что выходящие отработавшие газы имеют высокую температуру. Наше ощущение обусловлено наличием теплового потока между нами и отработавшими газами. Если нам становится тепло, это означает, что температура отработавших газов больше температуры нашего тела. В этом случае поток тепловой энергии направлен от отработавших газов к нам. Если мы ощущаем холод, то

тепловой поток направлен от нас к отработавшим газам. Если температура отработавших газов равна температуре нашего тела, никаких ощущений у нас не возникает.

Естественно, многие из личного опыта знают, что при работе ДВС имеет место первый из рассмотренных выше случаев. Это указывает на то, что температура отработавших газов превышает температуру нашего тела. В то же время, температура нашего тела превышает температуру окружающей среды. Отсюда можно сделать вывод, что температура отработавших газов значительно превышает температуру окружающей среды.

Пусть температура отработавших газов равна T_r , а окружающей среды T_o . В результате сгорания топлива к рабочему телу подведена энергия Q_1 в тепловой форме при температуре T . При расширении внутренняя энергия рабочего тела преобразуется в механическую форму. Часть механической энергии в количестве $W_{рез}$ отводится в окружающую среду.

Максимальный положительный эффект преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму оценим по формуле (8.122):

$$W_{рез}^{max} = Ex_{Q,1} = Q_1 \left(1 - \frac{T_o}{T} \right).$$

В действительности рабочее тело (отработавшие газы) покидают цилиндр ДВС не при температуре окружающей среды T_o , а при температуре T_r (причем $T_r > T_o$). Реальный эффект преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму равен

$$W_{рез}^{реально} = Q_1 \left(1 - \frac{T_r}{T} \right).$$

Так как $T_r > T_o$, то $W_{рез}^{реально} < W_{рез}^{max}$. Для того, чтобы выполнялось условие $W_{рез}^{реально} = W_{рез}^{max}$, отработавшие газы необходимо выпускать из цилиндра двигателя при температуре T_r . Выполнить это условие с технической точки зрения можно, но с экономической точки зрения и ряда возникающих существенных отрицательных факторов не совсем оправдано.

Таким образом, термический КПД цикла η_t позволяет оценить степень преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму, но не указывает на возможность повышения эффективности тепловой машины.

Для прямого обратимого термодинамического цикла эксергетический КПД равен единице ($\eta_{ex} = 1$), а для необратимого он меньше единицы ($\eta_{ex} < 1$) (рис. 8.32, 8.33). Отклонение величины η_{ex} от единицы показывает наличие принципиально устранимых потерь эксергии, уменьшение которых возможно при более рациональном проведении процессов и использовании более совершенного оборудования. В результате открывается возможность инженерного поиска путей и технических решений в области совершенствования тепловых машин, так как «высвечиваются» подлинные потери эксергии, которые с помощью технических мероприятий могут быть уменьшены и в предельном (идеальном) случае полностью устранены.

8.6.3.2. ЭКСЕРГИЯ ВЕЩЕСТВА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

Как отмечалось выше, эксергия вещества в замкнутом объеме характеризуется максимальным количеством механической энергии (работы), которая может быть получена при взаимодействии вещества с окружающей средой при наличии разницы потенциалов теплового ΔT или механического Δp взаимодействия. Взаимодействие между рассматриваемым веществом и окружающей средой может происходить только в форме работы (механического взаимодействия). Именно такой случай имеет место в ДВС в процессе расширения газов после того, как закончилось сгорание топлива.

Определим, какая полезная работа может быть получена при каждом из этих видов взаимодействий (рис. 8.34).

При обратимом преобразовании тепловой энергии в механическую с помощью вспомогательной системы от вещества на каждом элементарном участке процесса может быть получена энергия в механической форме

$$\delta W'' = \delta Q \left(1 - \frac{T_0}{T}\right). \quad (8.128)$$

При изменении объема системой будет выполняться работа непосредственно. Обозначим эту работу через δW . Однако, в отличие от $\delta W''$, не вся энергия δW может быть передана внешнему объекту, находящемуся в окружающей среде. Часть ее ($\delta W'''$) будет затрачена на преодоление сопротивления окружающей среды с давлением p_0 , поэтому полезно может быть использована только часть $\delta W'$ работы δW , равная $\delta W - \delta W'''$, т. е.

$$\delta W' = \delta W - p_0 dV. \quad (8.129)$$

Таким образом, общее количество механической энергии (работы), отдаваемой системой внешнему объекту (эксергия вещества в объеме E_{xV}) составит

$$dE_{xV} = \delta W' + \delta W'' = \delta Q \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) + \delta W - p_0 dV. \quad (8.130)$$

По первому закону термодинамики величины δQ и δW связаны с внутренней энергией соотношением $dU = \delta Q - \delta W$ или $\delta Q = dU + \delta W$,

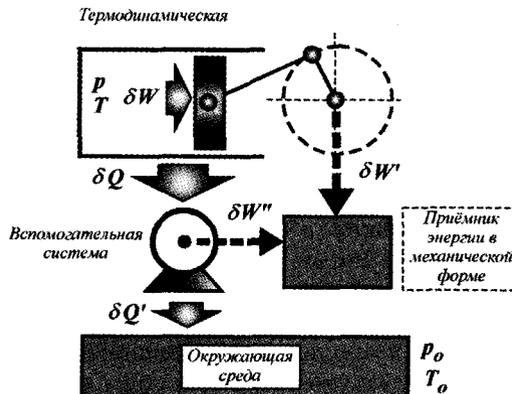


Рис. 8.34. К определению эксергии рабочего тела в замкнутом объеме

а величина $\delta Q/T$ для обратимых процессов равна dS . Подставляя эти соотношения в уравнение (8.130), получим

$$dEx_V = dU - T \cdot dS + p_0 dV. \quad (8.131)$$

Отсюда следует, что для процесса, завершающегося выравниванием соответствующих параметров вещества и окружающей среды, справедливо выражение

$$Ex_V = (U - U_0) - T_0(S - S_0) + p_0(V - V_0). \quad (8.132)$$

При расчетах, связанных с определением разности величин Ex_V в двух состояниях вещества (т. е. в результате совершения процесса 1-2)

$$\Delta Ex_V = \Delta U - T_0 \Delta S + p_0 \Delta V. \quad (8.133)$$

8.6.3.3. ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКАЯ (ФИЗИЧЕСКАЯ) ЭКСЕРГИЯ ПОТОКА ВЕЩЕСТВА

Из данного выше определения физической эксергии потока вещества следует, что она отличается от эксергии вещества в объеме количеством работы (механической энергии), затраченной на перемещение вещества (работы проталкивания¹). Напомним, что эксергия вещества в объеме определяется выражением: $W_{\text{прот}} = V(p - p_0)$.

Тогда, с учетом формулы (8.132), получим

$$Ex_{\text{пот}} = Ex_V + V(p - p_0) = (U - U_0) - T_0(S - S_0) + p_0(V - V_0) + V(p - p_0).$$

Учитывая, что $U + pV = H$, последнее выражение легко привести к виду

$$Ex_{\text{пот}} = (H - H_0) - T_0(S - S_0). \quad (8.134)$$

При расчетах, связанных с определением разности величин $Ex_{\text{пот}}$ в результате совершения процесса 1-2, можно использовать выражение

$$\Delta Ex_{\text{пот}} = \Delta H - T_0 \cdot \Delta S. \quad (8.135)$$

8.6.3.4. ХИМИЧЕСКАЯ (НУЛЕВАЯ) ЭКСЕРГИЯ

Выше отмечалось что химическая (нулевая) эксергия измеряется количеством работы (энергии в механической форме), которое может быть получено в обратимом процессе установления равновесия компонентов рабочего тела (например, топлива) с соответствующими компонентами окружающей среды.

Нас интересует, прежде всего, химическая эксергия топлива, используемого в теплосиловых установках (в частности, ДВС). Точное ее определение весьма трудоемко. Приближенные уравнения основаны на определении и анализе теплового эффекта реакции окисления (сгорания) топлива. При сгорании единицы массы топлива выделяется энергия в тепловой форме. Часть этой энергии будет потеряна на испарение образующейся при окислении топлива воды. В результате перевода воды из жидкого состояния в

¹ См. главу 7.

паровое состояние затрачивается энергия в тепловой форме. Если при осуществлении некоторого процесса вода не конденсируется, то затраченная на ее испарение тепловая энергия не возвращается. Количество энергии, выделяющейся в тепловой форме при сгорании единицы массы топлива, называют теплотой сгорания топлива. Количество энергии, выделяющейся при сгорании единицы массы топлива за вычетом затраченной на испарение образующейся воды называют *низшей теплотой сгорания топлива* (обозначается H_u).

Для определения химической эксергии топлива получены следующие соотношения:

- для газообразных топлив $Ex_x = 0,95H_u$;
- для жидких моторных топлив:

$$\begin{aligned} Ex_x &= 1,064H_u \quad [\text{дизельное топливо}]; \\ Ex_x &= 1,067H_u \quad [\text{бензин}]; \\ Ex_x &= 1,039H_u \quad [\text{керосин}]. \end{aligned}$$

8.7. ТРЕТИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Как известно, целевое предназначение тепловой машины, работающей по обратному циклу, состоит в понижении температуры некоторого тела окружающей среды. В естественных условиях температура тел окружающей среды может понизиться до некоторого значения, обусловленного природными факторами Земли. Как известно, материя находится в движении. Различные науки изучают различные формы движения материи. При температуре окружающей среды, равной $T = 0 \text{ K} = -273,15^\circ\text{C}$, прекращается движение атомов и молекул. Если тело находится на поверхности Земли и неподвижно, его кинетическая и потенциальная энергия равны нулю. Если к тому же и температура тела равна абсолютному нулю $T = 0 \text{ K} = -273,15^\circ\text{C}$, то оно не обладает ни одним видом энергии. Природа становится «мертвой». В естественных условиях температура тел окружающей среды не может самопроизвольно понизиться до этого значения. В то же время, температуру тел можно понижать с помощью специальных устройств, затрачивая при этом энергию в механической форме. В связи с этим возникает вопрос: «Можно ли понизить температуру тел окружающей среды до абсолютного нуля?»

Для поиска ответа на этот вопрос запишем выражение (8.73) в виде

$$W_{\text{рез}} = Q_2 \frac{T_2 - T_1}{T_2} \quad (8.136)$$

и проанализируем его.

Для достижения температуры абсолютного нуля $T_2 = 0\text{K}$, как видно из приведенного выше уравнения, необходимо затратить бесконечно большое количество механической энергии

$$W_{\text{рез}} = Q_2 \frac{0 - T_1}{0} = Q_2 \frac{-T_1}{0} \rightarrow \infty, \quad [T_1 \neq 0]. \quad (8.137)$$

Таким количеством энергии в механической форме природа не располагает. Даже если мы охладим тело до температуры абсолютного нуля, поддерживать эту температуру будет невозможно: необходимо иметь идеальный теплоизолятор. Скорость, с которой необходимо совершать работу по поддержанию охлажденного состояния, должна быть достаточна для компенсации этого притока теплоты и, следовательно, пропорциональна множителю Карно $(T_2 - T_1)/T_2$.

Скорость, с которой энергия в форме теплоты сообщается охлажденному объекту, пропорциональна разности температур между объектом и окружающей средой, т. е. $Q = mc_V(T_1 - T_0)$, т. е. минимальная скорость совершения внешней работы (минимальная затрачиваемая нами мощность) равна:

$$N_{\text{рез}} \sim \frac{(T_{\text{нагр}} - T_{\text{хол}})^2}{T_{\text{хол}}}.$$

В этой формуле температура охлаждаемого объекта (температура холодильника) стоит в знаменателе и с ее приближением к нулю требуемая минимальная мощность неограниченно возрастает. Выходная мощность всех энергетических установок мира не в состоянии поддержать температуру какого-либо объекта, равную абсолютному нулю.

Таким образом, если мы не обладаем источником бесконечной мощности, мы не сможем достигнуть абсолютного нуля. Абсолютный нуль температуры нереализуем, т. е. *недостижим*. В этом состоит смысл третьего закона термодинамики.

8.8. ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ НЕОБРАТИМЫХ ЦИКЛИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Как известно, С. Карно рассматривал только *идеальные обратимые* циклы тепловых машин. Такие циклы состоят из ряда равновесных процессов. Если термодинамическая система находится в равновесии, то в ней не происходят никакие изменения. Любое нарушение равновесия в рассматриваемой термодинамической системе на бесконечно малую величину приводит к изменению параметров системы (давления, объема или температуры) в одном или другом направлении в зависимости от направления возмущающего воздействия. Например, газ, находящийся в цилиндре с подвижным поршнем, находится в состоянии равновесия с окружающей средой, т. е. его температура, давление и удельный объем во всех частях цилиндра одинаковы и неизменны с течением времени. Если газу сообщать бесконечно медленно энергию в тепловой форме (нагреть его), то это приведет к бесконечно медленному перемещению поршня. В этом случае давление системы (газа) по всему цилиндру будет восстанавливаться до прежнего значения.

Если от газа бесконечно медленно отводить энергию в тепловой форме, то его температура и давление также будут бесконечно медленно понижаться. Поршень в этом случае будет бесконечно медленно опускаться. Давление газа по всему объему почти мгновенно будет восстанавливаться.

Если в какой то момент времени нагрузка на поршень увеличится или уменьшится на бесконечно малую величину, то поршень опустится или поднимется на бесконечно малую величину. В этом случае газ в цилиндре сожмется или расширится на бесконечно малую величину. При этом процессы расширения или сжатия происходят *относительно медленно*. Термин относительно означает следующее. Если поршень в цилиндре быстро переместить, то перед ним образуется волна давления, которая мгновенно распространяется по всему объему. Давление во всем объеме газа выровняется в течение примерно 10^{-19} секунды. Если поршень перемещать в течение 0,001 секунды, то этот отрезок времени по отношению к промежутку времени, в течение которого происходит выравнивание давления газа по всему объему цилиндра, будет бесконечно большим. Отрезок времени, в течение которого происходит восстановление давления газа по всему объему, называется *временем релаксации*.

Учитывая это обстоятельство, процесс сжатия газа можно осуществить таким образом, что процесс его расширения (обратный процесс) пройдет через те же самые состояния, т. е. линия расширения совпадет с линией сжатия. Но это можно сделать только в идеальном случае. В реальных условиях осуществить такие равновесные процессы с газом не представляется возможным.

При сжатии газа затрачивается энергия в механической форме не только на преодоление силы давления, но и на преодоление силы трения, возникающей между поршнем и стенками цилиндра. В результате сжатия газа происходит передача и преобразование энергии. Энергия в механической форме частично накапливается газом в форме упругой деформации (потенциальной энергии давления), а частично преобразуется во внутреннюю энергию (тепловую форму). Вместе с тем, из-за трения часть механической энергии будет преобразована в тепловую форму (цилиндр и поршень нагреются). От цилиндра энергия в тепловой форме может быть рассеяна в окружающую среду. Следовательно, если газу предоставить возможность расширяться, то его потенциальная энергия упругой деформации и часть внутренней энергии будут возвращены обратно в механической форме. Но количество отдаваемой газом энергии в механической форме в этом случае будет меньше количества энергии, затраченной на его сжатие. Как при сжатии, так и при расширении из-за трения поршня о стенки цилиндра происходит диссипация механической энергии. Следовательно, процесс расширения не совпадет с процесс сжатия. В этом случае, процессы сжатия и расширения *не будут* взаимно обратимыми.

Таким образом, все реально происходящие в природе процессы являются *неравновесными (необратимыми)*. Необратимость процессов, прежде всего, связана с преобразованием энергии из механической формы в тепловую с последующим ее частичным или полным рассеиванием в окружающую среду.

Необратимые процесса переноса энергии в тепловой форме могут идти только в одном направлении. На это обратил внимание Р. Клаузиус. Действительно, всем известно, что произойдет, если привести в контакт источник тепловой энергии с температурой T_1 с приемником тепловой энергии с температурой T_2 ($T_1 > T_2$). В этом случае окажутся непосред-

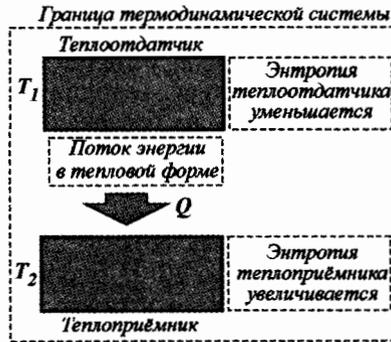


Рис. 8.35. Схема потоков тепловой энергии в изолированной термодинамической системе

ственном в контакте два тела с разной температурой (рис. 8.35). Такая *изолированная* термодинамическая система не взаимодействует с окружающей средой ни в форме теплоты, ни в форме работы. В этом случае возникает поток энергии в тепловой форме от более нагретого тела к менее нагретому телу ($T_2 < T_1$). Всю энергию, отводимую от теплоотдачика с температурой T_1 , получит теплоприёмник с температурой T_2 . В этом случае перенос энергии в тепловой форме от более нагретого источника к менее нагретому теплоприёмнику будет односторонним, т. е., необратимым, так как в обратном направлении самопроизвольная передача энергии в тепловой форме невозможна (для этого требуется специальная тепловая машина — тепловой насос).

Определим изменение энтропии тел, участвующих в обмене энергией в тепловой форме:

- изменение энтропии теплоотдачика $\Delta S_1 = Q_1/T_1$;
- изменение энтропии теплоприёмника $\Delta S_2 = Q_2/T_2$.

Так как $Q_2 = Q_1 = Q$, то можно записать, что

$$\frac{Q}{T_1} < \frac{Q}{T_2}, \quad [T_2 < T_1] \quad (8.138)$$

Выражение (8.138) показывает, что энтропия в результате теплообмена *возрастает*.

Такой же эффект может произойти при работе реального теплового двигателя (тепловой машины). В тепловом двигателе происходит преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму. Вместе с тем, при движении поршня в цилиндре расширительной машины между ним и стенкой возникает трение, которое приводит к преобразованию энергии из механической формы в тепловую форму. Поэтому часть полученной механической энергии будет затрачена на преодоление силы трения, возникающей между стенкой цилиндра расширительной машины и движущимся поршнем. В *идеальном* случае количество механической энергии, получаемой от теплового двигателя в результате осуществления рабочим телом циклического процесса ($\Delta U = 0$) равно: $W_{\text{рез}}^{\text{ид}} = Q_1 - Q_2$.

Реально от двигателя получают меньшее количество энергии в механической форме: $W_{\text{рез}}^{\text{P}} = Q_1 - Q_2^*$.

В результате трения в реальном циклическом процессе в окружающую среду отводится больше тепловой энергии, чем в идеальном циклическом процессе ($Q_2^* > Q_2$). В результате этого получается, что $W_{\text{рез}}^{\text{P}} < W_{\text{рез}}^{\text{ид}}$. Следовательно, из-за трения, возникающего между стенкой цилиндра расширительной машины и движущимся поршнем, энтропия теплоприемника в реальном циклическом процессе еще больше возрастает по сравнению с изменением энтропии в идеальном циклическом процессе:

$$\Delta S_2^{\text{P}} = \frac{Q_2^*}{T_2} > \Delta S_2^{\text{ид}} = \frac{Q_2}{T_2}.$$

Аналогичная ситуация имеет место при работе тепловой машины по обратному циклу (холодильник, тепловой насос).

Практика осуществления реальных необратимых процессов показала, что они ведут к возрастанию энтропии системы.

Р. Клаузиус обобщил эту закономерность на любые необратимые энергетические процессы, введя принцип возрастания энтропии:

- во всех реальных процессах преобразования энергии в изолированных термодинамических системах суммарная энтропия всех участвующих в них (процессах) тел возрастает.

Все тепловые двигатели, установленные на транспортных средствах любого назначения (включая ракетно-космические) неизбежно ведут к росту энтропии, так как в них осуществляются неравновесные циклические процессы. Огромное количество энергии в тепловой форме выделяется в результате торможения наземных транспортных средств, в которых эффект торможения базируется на силе трения. В результате трения происходит преобразование энергии из механической формы в тепловую форму. Чем больше возрастание энтропии, тем больше степень необратимости процесса.

Р. Клаузиус сформулировал важнейший принцип в термодинамике — принцип энтропии, который полностью вписывается во второе начало (закон). Этот принцип состоит из двух положений:

- в идеальных (обратимых) процессах суммарная энтропия участвующих в них тел не изменяется;
- в реальных (необратимых) процессах суммарная энтропия участвующих в них тел увеличивается.

Энтропия — основная величина, определяющая возможность (или невозможность) протекания процессов в любых системах преобразования вещества и энергии с позиций второго начала термодинамики. Если суммарная энтропия участвующих в процессе тел не изменяется (идеальный процесс) или увеличивается (реальный процесс), то процесс возможен, если уменьшается — процесс невозможен.

Уменьшение энтропии в изолированных системах второй закон термодинамики запрещает.

Увеличение энтропии системы свидетельствует о том, что энергия накапливается при низкой температуре. Но чем меньше температура источника энергии, тем меньшее количество ее можно преобразовать из

тепловой формы в механическую форму при прочих равных условиях. Следовательно, тепловая энергия, запасенная при низкой температуре, по качеству уступает энергии, накопленной при высокой температуре.

Клаузиус отметил, что возрастание энтропии является характерным признаком естественных процессов и соответствует запасанию энергии при более низких температурах. Это указывает на то, что естественные процессы в природе направлены на понижение качества энергии.

Такое истолкование связи энергии и энтропии, при котором энтропия характеризует условия запасания и хранения энергии, имеет большое практическое значение.

Сжигая уголь, дрова, бензин, дизельное топливо, мазут, газ и др. виды сырья, мы полагаем, что уменьшаем количество энергии. В действительности, первый закон термодинамики утверждает, что энергия *постоянна*, т. е. количество энергии не изменяется. Она лишь переходит из одной формы в другую. В этом смысле энергетический кризис невозможен (количество энергии не изменяется). Но сжигая топливо, мы увеличиваем энтропию окружающей среды, так как энергия переходит к менее нагретым телам. Качество энергии тем самым понижается. Энергия становится высокоэнтропийной, т. е. менее «работоспособной».

Таким образом, человечество должно заботиться в первую очередь о качестве энергии, а не ее количестве. Экономное расходование энергии означает контроль за использованием высококачественной (низкоэнтропийной) энергии.

8.9. ПРОБЛЕМА «ТЕПЛОВОЙ СМЕРТИ ВСЕЛЕННОЙ»

Второй закон термодинамики устанавливает функциональную асимметрию между двумя взаимно противоположными направлениями преобразования энергии в *циклических* процессах:

- из тепловой формы в механическую форму;
- из механической формы в тепловую.

Энергию можно полностью преобразовать из механической формы в тепловую форму. Например, если равномерно перемещать по полу некоторый груз, то вся затрачиваемая на это механическая энергия посредством трения будет полностью преобразована в тепловую форму. Но в обратном направлении преобразовать энергию из тепловой в механическую форму полностью нельзя. Для преобразования энергии из тепловой в механическую форму требуется тепловая машина, работающая по определенному циклу. Но при работе этой машины даже по идеальному циклу часть энергии из тепловой формы не будет преобразована в механическую форму. Как известно, часть энергии в тепловой форме будет отдана холодильнику (теплоприемнику).

Таким образом, между двумя формами энергии, тепловой и механической, существует асимметрия в плане взаимного преобразования.

Как мы уже знаем, второй закон термодинамики устанавливает функциональную асимметрию между двумя способами передачи (преобразования) энергии — теплотой и работой. Работа (энергия в механической форме)

может переходить в тепловую форму полностью, но энергия из тепловой формы в механическую форму (работу) в циклическом процессе — нет. Передача энергии с помощью работы означает упорядоченное движение частиц системы или окружающей среды. Расширяющийся в цилиндре с подвижным поршнем газ передает энергию окружающей среде в упорядоченной форме (все частицы поршня, шатуна и других деталей двигаются в одном и том же направлении). Цилиндр с подвижным поршнем выделяет из неупорядоченного движения частиц газа только упорядоченное движение. Часть энергии газа передается окружающей среде в форме теплоты, т. е. в форме неупорядоченного движения частиц (например, при выпуске газа из цилиндра или через его стенки). В этом случае неупорядоченное движение газа (рассматриваемой системы) будет вызывать также неупорядоченное движение частиц окружающей среды. Как видим, внутреннюю энергию газа можно передать окружающей среде и наоборот двумя способами путем совершения работы и (или) передачи теплоты.

Передача энергии с помощью работы вызывает в системе на микроскопическом уровне структурную перестройку: из неупорядоченного движения (хаоса) выделяется (устанавливается) упорядоченное движение. На основе логических рассуждений попытаемся выяснить, как можно из неупорядоченного движения выделить упорядоченное движение. Мы знаем, что газ содержит огромное число элементарных частиц, движущихся хаотически. Если частица в цилиндре движется параллельно днищу поршня, то она не ударяется об него и не передает ему части своей кинетической энергии. Максимальное усилие оказывается на поршень лишь при ударе частиц о поршень под прямым углом (перпендикулярно к плоскости днища поршня). При косом ударе элементарной частицы о днище поршня эффект получается промежуточным. Импульсы сил, возникающие при ударе частиц о поршень, заставляют последний перемещаться, увеличивая тем самым объем цилиндра. При увеличении объема цилиндра расстояние между частицами увеличивается. Энергия элементарных частиц будет уменьшаться, так как они все время будут отдавать свою энергию поршню. Если бы поршень был невесомым и вокруг цилиндра был абсолютный вакуум, то частицы газа перемещали бы поршень до бесконечности (при отсутствии трения между поршнем и стенками цилиндра). Когда поршень переместится на бесконечное расстояние, то частицы с ним не будут больше соударяться. При конечном числе элементарных частиц и бесконечном объеме расстояния между ними будут бесконечными. Работа расширения газа прекратится. Таким образом, чтобы полностью преобразовать неупорядоченное движение атомов (молекул) газа в упорядоченное (строго направленное) движение поршня, необходимо иметь цилиндр бесконечно больших размеров. Поскольку каждая частица при столкновении отдает свою энергию поршню, то она будет останавливаться, и ее энергия будет приближаться к нулю. Следовательно, абсолютная температура газа также будет понижаться и в конечном итоге также станет равной нулю. Движение частиц газа прекратится. В этом случае вся внутренняя энергия газа будет полностью преобразована в полезную работу¹.

¹ Правильнее будет сказать, что внутренняя энергия газа будет полностью передана поршню (оказывающей среде) в форме работы.

Энергию хаотического движения молекул газа можно передать окружающей среде и другим способом. Если газ привести в контакт с окружающей средой, имеющей нулевую абсолютную температуру, то внутренняя энергия будет передана окружающей среде путем теплообмена, т. е. в форме теплоты.

Подведем итог сказанному. Внутреннюю энергию от одной системы можно передавать другой. Внутренняя энергия — это энергия неупорядоченного (хаотического) движения элементарных частиц, составляющих систему. Эту неупорядоченную энергию можно передать двумя способами:

- посредством совершения работы, выделив из неупорядоченной формы энергии. В этом случае в окружающей среде возникает упорядоченное движение (например, частиц движущегося поршня тепловой машины). Для полного выделения упорядоченного движения из неупорядоченного необходима тепловая машина с цилиндром бесконечно больших размеров. Поскольку такая конструкция тепловой машины нереальна, то выделить из неупорядоченной формы энергии упорядоченную также нереально.
- посредством теплообмена, т. е. неупорядоченная форма энергии передается также в неупорядоченной форме. В этом случае преобразования формы энергии нет, а поэтому всю энергию, поступившую в неупорядоченной форме можно полностью передать в неупорядоченной форме.

С другой стороны, сжимая газ в цилиндре с помощью подвижного поршня, мы преобразуем упорядоченную форму энергии (механическую энергию) в неупорядоченную (внутреннюю энергию). При этом вся упорядоченная форма энергии полностью переходит в неупорядоченную форму.

Таким образом, в циклическом процессе преобразовать полностью неупорядоченную форму энергии в упорядоченную не представляется возможным. Но в то же время обратный процесс происходит без ограничений. Поскольку в реальном мире постоянно происходят процессы преобразования неупорядоченной формы энергии (внутренней энергии) в упорядоченную (механическую энергию) и обратно, то, учитывая их асимметрию, можно было бы заключить:

- неупорядоченная форма энергии в реальном мире увеличивается, а упорядоченная — уменьшается, т. е. хаос в природе увеличивается.

Хаос связан с тепловыми явлениями, т. е. с неупорядоченной формой энергии. Чем больше хаос, тем ниже качество энергии, поскольку неупорядоченная форма энергии полностью не может быть преобразована в упорядоченную форму энергии. Предположим, что со временем вся упорядоченная форма энергии будет полностью преобразована в неупорядоченную форму, поскольку на такой процесс преобразования энергии природа не накладывает никаких ограничений, а на обратный процесс — накладывает. Вся энергия реального мира перейдет в тепловую форму. Поскольку энергия хаотического движения частиц не может локализоваться в одном месте системы или тела (тепловая энергия рассеивается по всему пространству), то она будет равномерно распределена по всей системе. Если принять такое предположение справедливым для всего реального мира, то

температура во всех точках Вселенной станет одинаковой. Вся Вселенная со временем перейдет в *равновесное* состояние. В ней не будет разности температур (все тела будут иметь одинаковую температуру). Могут ли в такой Вселенной работать тепловые двигатели, выделяющие из *неупорядоченной* по форме энергии (внутренней энергии) *упорядоченную* по форме энергию (механическую)? Опираясь на труд Карно, можно ответить — нет.

Для работы теплового двигателя нужны два источника теплоты: нагреватель и холодильник. Если в качестве холодильника принять окружающую среду, то в этом случае не будет нагревателя, который должен иметь более высокую температуру, чем холодильник. Ведь в самом нагревателе происходит преобразование упорядоченной формы энергии (например, энергии химических связей частиц топлива) в энергию неупорядоченную. Так для нагрева воды в котле нужно сжечь топливо (твердое, жидкое или газообразное). Химическая энергия топлива — упорядоченная форма энергии. Однако мы пришли к выводу, что со временем должны исчезнуть источники с упорядоченной (локализованной) формой энергии. Следовательно, будет неоткуда получать теплоту.

Если в качестве высокотемпературного источника теплоты принять окружающую среду, то в этом случае не будет холодильника. Его нужно создать искусственно. Мы уже знаем, что для локального понижения температуры системы (например, в каком-либо месте) необходимо совершить отрицательную работу $W_{\text{рез}}$ (как в холодильнике). Но работа — это способ передачи упорядоченной формы энергии, которой со временем также не будет. Вся энергия Вселенной будет состоять только из внутренней энергии (неупорядоченной тепловой). Энергия становится недоступной, а Вселенная — мертвой.

Многие ученые (в том числе и Р. Клаузиус) пришли к выводу, что Вселенную ожидает «тепловая смерть». Клаузиус писал *«Работа, могущая быть произведенной силами природы и содержащаяся в существующих движениях небесных тел, будет постепенно все больше превращаться в теплоту. Теплота, переходя от более теплого к более холодному телу, и, стремясь этим выравнять существующие различия в температуре, будет постепенно получать все более и более равномерное распределение и наступит также известное равновесие между наличной в эфире лучистой теплотой и теплотой, находящейся в телах. И, наконец, в отношении своего молекулярного расположения тела приблизятся к некоторому состоянию, в котором, что касается господствующей температуры, совокупное рассеяние будет возможно наибольшим»*.

Под термином «работа» Клаузиус понимал механическую (упорядоченную) форму энергии, а «теплота» — это внутренняя (неупорядоченная) форма энергии. Клаузиус считал, что энтропия Вселенной стремится к некоторому *максимуму*. Это означает, что механическая (упорядоченная) по форме энергия в процессе длительного промежутка времени преобразуется во внутреннюю (неупорядоченную) по форме энергии. Энергия, как сохраняющаяся величина, равномерно распределится по всей Вселенной. После этого, как считал Клаузиус, во Вселенной не будет никаких дальнейших изменений, и она будет находиться в некотором мертвом состоянии

инерции. Наступит состояние неупорядоченности, т. е. хаоса. Вселенная, как пружина часов, стремится к некоторому предельному состоянию.

Чтобы часы привести в действие, нужно завести их пружину. Фактически мы снова преобразуем неупорядоченную форму энергии (тепловую энергию, выделившуюся в организме при усвоении пищи) в упорядоченную энергию (движение руки). Рука передает энергию от организма к пружине часов путем совершения работы.

Английский астрофизик Д. Джинс (1877–1946) писал: *«Второй закон термодинамики заставляет Вселенную все время двигаться в одном направлении по дороге, которая приводит к смерти и уничтожению».*

Но совершенно противоположную позицию заняли философы и физики материалистического направления. Лучше всего об ошибке Клаузиуса, обобщившего принцип возрастания энтропии на всю Вселенную, написал М. Планк: *«Едва ли вообще есть смысл говорить об энергии или энтропии мира, ибо такие величины не поддаются точному определению».* Действительно, можно ли вообще говорить об энергии Вселенной, если до сих пор неизвестны ее размеры.

В направлении создания теорий, обосновывающих принцип возрастания энтропии и исключаящих его распространение на всю Вселенную, работали многие ученые, начиная с Людвиг Больцмана (1844–1906 гг.).

Первую попытку теоретического доказательства второго начала термодинамики Больцман предпринял в 1866 г. (ему тогда было только 22 года). Само название его работы *«О механическом смысле второго закона термодинамики»* говорит о многом. Больцман действует пока еще полностью в духе своего времени, поскольку механика и механическое мировоззрение достигли в то время наибольшего расцвета. Однако анализ требовал построения механической модели нагретого тела, и ученый представляет последнее в виде системы материальных частиц — молекул (атомов), т. е. опирается на еще не доказанную экспериментальную гипотезу. Весь цикл работ Больцмана по развитию молекулярно-кинетической теории газов был для него все же необходимым этапом для следующей попытки решения сложнейшей проблемы второго начала термодинамики.

Вследствие огромного числа молекул и их столкновений между собой измерению доступны лишь среднее значение параметров, характеризующих систему в целом. Он устанавливает, что основные законы газов не могут опираться лишь на одну механику. *«Проблемы механической теории тепла есть проблемы исчисления вероятностей»*, — со всей определенностью пишет Больцман. Но переход от строго динамических, описываемых уравнениями Ньютона, закономерностей к статистическим, есть качественный скачок, поскольку от рассчитываемых со всей строгостью однозначных характеристик мы переходим к допускаемому известную неоднозначность вероятному описанию. Это было революцией в науке. Больцман установил мостик между двумя мирами — микромиром и макромиром.

Мы уже знаем, что все реальные процессы (по крайней мере на Земле) сопровождаются повышением энтропии, т. е. понижением качества энергии или увеличением хаоса. Следовательно, между понятиями «энтропия», «качество энергии» и «хаос» существует определенная связь. Если энтропия возрастает, то и возрастает хаос. Хаос представляет собой меру

рассеяния энергии во Вселенной. При этом необходимо иметь в виду, что и изменение энтропии, и изменение хаоса в реальных процессах идет в одном направлении — в направлении возрастания. Больцман количественно описал хаос, т. е. *степень неупорядоченности* системы.

В термодинамике рассматриваются в основном макроскопические тела (их размеры бесконечно большие по сравнению с частицами, из которых они состоят). С помощью таких параметров, как масса, объем, температура, давление, количество вещества задается макросостояние системы (тела). Свойства макросистемы могут быть определены путем проведения прямых и (или) косвенных измерений, а также вычислений. Однако свойства макросистемы зависят от поведения тех частиц, из которых она состоит (молекул, атомов). Типичные макроскопические системы содержат порядка $10^{20} \dots 10^{25}$ взаимодействующих частиц.

Одним из наиболее важных свойств макроскопических систем, как мы уже знаем, является их стремление к *беспорядку*. А именно: если вначале частицы упорядочены и система изолирована от внешних воздействий, то после удаления внутренних связей частицы будут стремиться прийти в беспорядок. Пример этой тенденции можно наблюдать, добавив чернила в стакан воды. Допустим, что чернила имеют одинаковую с водой плотность и их осторожно льют на поверхность воды. Стакан стоит неподвижно, и внешние условия не меняются. Мы знаем, что по прошествии некоторого промежутка времени чернила и вода полностью перемешаются. Исходя из своего опыта, мы можем сказать, что природная тенденция микроскопических систем к беспорядку определяет направление или «вектор» времени.

Смесь чернил с водой может быть описана путем задания ее микроскопического состояния или микросостояния. Такое описание отвечает наиболее полной, совместимой с законами механики характеристике всех молекул системы. Согласно классической механике, такое описание соответствует заданию координат и скоростей каждой молекулы.

Микроскопическое состояние системы меняется самым невообразимым образом. При этом каждое микросостояние равновероятно. Это означает, что имеется большое число микросостояний, приводящих к одному и тому же макросостоянию. Со временем, как бы не менялись микросостояния, макросостояние системы приходит в устойчивое (равновесное) состояние.

Вернемся к опыту с чернилами. В рассматриваемом случае чернила полностью перемешались с водой. Но также возможен и другой процесс, когда чернила самостоятельно соберутся в верхней части стакана и выделяются из воды полностью. Равновероятность микросостояний заключается как раз в том, что процесс может идти как в одну сторону, так и в другую. Тогда возникает вопрос: «А какой процесс наиболее вероятный...?». Естественно можно утверждать, что вероятность смешения чернил с водой равна почти 100%, а обратный процесс — почти 0%. В принципе обратный процесс (самостоятельного выделения чернила из воды) может произойти, но его вероятность до *бесконечности* мала.

Пусть имеется цилиндр, наполненный газом. Какова вероятность того, что молекулы в какой-то момент времени все соберутся у одной стенки, т. е. произойдет их упорядочение. Когда частицы были распределены по цилиндру (максимальный хаос), то и вся энергия была распределена по



Рис. 8.36. Возможные направления протекания реальных процессов



Рис. 8.37. Вероятность протекания реального процесса

цилиндру. Когда частицы соберутся у одной стенки, то и энергия локализуется (упорядочится в том же месте). Неупорядоченность перейдет в упорядоченность. Мы понимаем, что вероятность сбора частиц у одной стенки цилиндра почти равна нулю (*но она все же есть*). Если определить вероятность упорядоченного состояния частиц системы, то можно также найти и вероятность неупорядоченного состояния системы (хаоса).

Следовательно, в рассматриваемой термодинамической системе процессы могут пойти в одном из двух направлений — либо в направлении хаоса (*неупорядочения* энергии), либо в направлении *упорядочения* энергии (рис. 8.36). Какое из этих направлений наиболее вероятно? Природа избрала первое направление (рис. 8.37), хотя не исключает и второе. Это вовсе не означает, что термодинамическая система стремится к беспредельному хаосу. Она лишь стремится к наиболее вероятному состоянию хаоса. При «движении» системы к наиболее вероятному состоянию хаоса самым различным образом меняются ее как микросостояния, так и макросостояния. Достигнув наиболее вероятного состояния, система прекращает изменять свое макросостояние (не изменяются p, V, T). Этому макросостоянию могут соответствовать большое, но конечное число микросостояний.



Рис. 8.38. Положение молекул в сосуде в некоторый момент времени

Рассмотрим конкретный пример. Пусть имеется изолированная термодинамическая система, состоящая из газа в закрытом сосуде (рис. 8.38). Разделим сосуд перегородкой с отверстием в центре. Пусть в сосуде находится 10 молекул (они пронумерованы). В качестве параметра, характеризующего макросостояние системы, выберем ее внутреннюю энергию, которая равна сумме кинетических энергий всех 10 молекул. Поскольку число молекул в сосуде не меняется, то и не будет изменяться и внутренняя энергия газа ($T = idem; U = idem$).

Макросостояние системы самостоятельно не может измениться. А что происходит с микросостоянием системы? Они могут изменяться. Тогда возникает вопрос «Сколько вообще существует микросостояний газа в сосуде, при которых его внутренняя энергия не меняется?». Рассмотрим эти состояния.

Первое возможное микросостояние — все молекулы собрались в правой половине сосуда (в левой половине сосуда их нет). Такое микросостояние можно реализовать только *один* раз.

Второе возможное микросостояние — в левой половине сосуда находится одна молекула, а в правой — девять. Такое микросостояние может быть реализовано 10 способами (в левой половине сосуда может оказаться лишь одна молекула с номером от 1 до 10).

Третье возможное микросостояние — в левой половине сосуда находится две молекулы, а восемь — в правой. Такое микросостояние можно реализовать уже большим количеством раз. Например, слева могут находиться следующие две молекулы.

- 1-2; 1-3; 1-4; 1-5; 1-6; 1-7; ..., 1-10;
 - 2-3; 2-4; 2-5; 2-6; 2-7; 2-8; ..., 2-10;
 - 3-4; 3-5; 3-6; 3-7; 3-8; ..., ..., 3-10;
 - ;
 - ;
 - ;
- 9-10

Эти микросостояния носят вероятностный характер. Общее число микросостояний, соответствующих данному микросостоянию, определяется по формуле:

$$\Omega = \frac{N!}{n_l! \cdot n_r!},$$

где N — общее число молекул; n_l — число молекул в левой половине сосуда; n_r — число молекул в правой половине сосуда.

Тогда число микросостояний, при которых в левой половине сосуда будет находиться две молекулы, равно:

$$\Omega(n_l = 2) = \frac{10!}{2!(10 - 2)!} = \frac{1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5 \cdot 6 \cdot 7 \cdot 8 \cdot 9 \cdot 10}{1 \cdot 2 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5 \cdot 6 \cdot 7 \cdot 8} = \frac{9 \cdot 10}{1 \cdot 2} = 45.$$

Следовательно, возможны 45 микросостояний, при которых в левой половине сосуда будет находиться *две* молекулы, а в правой — *восемь*. При этом энергия системы будет прежней.

Первое состояние, когда все молекулы находились в правой части сосуда, является полностью упорядоченным. Такому макросостоянию системы соответствует только одно микросостояние ($\Omega = 1$). В этом случае имеет место «нулевой беспорядок» (хаоса нет). Считается, что максимально упорядоченному микросостоянию соответствует энтропия, равная нулю $S = 0$. Энергия системы в этом состоянии обладает идеальным качеством — образовался «сгусток» энергии. С увеличением числа микросостояний Ω хаос увеличивается, следовательно, увеличивается и энтропия S . Таким образом, между энтропией системы S и числом ее микросостояний Ω существует определенная связь $S = f(\Omega)$.

Поскольку самым высоким качеством обладает энергия с $S = 0$, соответствующая числу микросостояний $\Omega = 1$, а также учитывая, что $bn(\Omega =$

1) = 0, то Л. Больцманом была установлена следующая функциональная зависимость:

$$S \sim \ln \Omega, \quad (8.139)$$

где S — энтропия системы в данном макросостоянии, Дж/К; Ω — термодинамическая вероятность или вероятность беспорядка (безмерная величина).

Позднее М. Планк ввел в зависимость (8.139) коэффициент пропорциональности k с целью согласования размерности величин S и Ω :

$$\frac{S}{k} = \ln \Omega,$$

или

$$S = k \cdot \ln \Omega. \quad (8.140)$$

На надгробии Л. Больцману в г. Вене выбита эта знаменитая формула (8.140). Правда, Больцман термодинамическую вероятность обозначал не буквой Ω , а W . Эта формула служит для нас мостиком от макромира в микромир, а для Больцмана — эпитафией. Этот мостик выглядит следующим образом.

- величина S — энтропия системы, т. е. макромир;
- величина k — фундаментальная мировая постоянная, ныне называемая *постоянной Больцмана* ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К). Коэффициент k равен отношению универсальной газовой постоянной R к числу Авогадро N_a ;
- величина Ω — термодинамическая вероятность или мера неупорядоченности системы, т. е. микромир.

Величина S неизбежно принадлежит классической термодинамике, а величина Ω непосредственно относится к миру атомов.

Согласно уравнению (8.140), энтропия S системы логарифмически зависит от числа микросостояний Ω , отвечающих данному макросостоянию.

Ниже приведены значения энтропии, отвечающие каждому макросостоянию. Макросостояние системы характеризуется числом частиц в левой половине сосуда и задается величиной n_l :

Число частиц в левой половине сосуда, n_l	Число микросостояний системы, $\Omega(n_l)$	Энтропия системы, $S = \ln \Omega(n_l)$, [$k = 1$]
0	1	0,00
1	10	2,30
2	45	3,81
3	120	4,79
4	210	5,35
5	252	5,53
6	210	5,35
7	120	4,79
8	45	3,81
9	10	2,30
10	1	0,00

Полное число микросостояний: $\Sigma \Omega(n_l) = 2^{10} = 1024$.

Из приведенных данных видно, что энтропия $S(n_{\text{л}})$ максимальна для $n_{\text{л}} = 5$, $[n_{\text{п}} = 5]$. Говорят, что такое состояние имеет максимальный беспорядок, поскольку число микросостояний, соответствующих данному макросостоянию, максимально $\Omega(n_{\text{л}} = 5) = 252$. В этом случае энергия системы равномерно рассеялась по всему объему сосуда. Такое равномерное распределение молекул по объему сосуда ($n_{\text{л}} = n_{\text{п}} = 5$) является наиболее *вероятным*, поскольку достигается максимальным числом различных микросостояний. Равномерное распределение частиц, а с ним и энергии по объему системы означает, что система приходит в *тепловое равновесие*. Иными словами, тепловое равновесие соответствует наиболее вероятному состоянию системы.

Второе начало термодинамики, согласно которому энтропия в любом процессе увеличивается, в рамках теории вероятностей сводится к утверждению того, что происходят лишь те процессы, которые являются *наиболее вероятными*. Таким образом, второе начало термодинамики получает весьма простую трактовку. Однако здесь возникает еще одно обстоятельство. Второе начало термодинамики на языке теории вероятностей не запрещает полностью процессов, в которых энтропия может уменьшаться. Наоборот, оно утверждает, что такие процессы возможны, но только чрезвычайно маловероятны.

Изучение необратимости тепловых процессов раскрыло природу физической эволюции, сконцентрировавшейся в замечательной формуле Больцмана (8.140). Следует подчеркнуть, что положение, согласно которому закрытая система рано или поздно придет в состояние термодинамического равновесия, справедливо лишь для изолированных систем и систем, находящихся в стационарных внешних условиях. В нашей Вселенной непрерывно происходят процессы, результатом которых является изменение ее пространственных свойств. Нестационарность Вселенной неизбежно приводит к отсутствию в ней статического равновесия. «Тепловая смерть» не грозит Вселенной, ее судьбы определяют иные факторы, обусловленные гравитацией.

Природа избрала необычный путь к полному хаосу. Порой (по сути дела, довольно часто) она движется к нему весьма неравномерно. Мир деградирует не монотонно. То здесь, то там наблюдаются процессы созидания. Действительно, посмотрев вокруг себя, мы заметим процессы упорядочения и неупорядочения. Так, в городах разрушаются старые дома. В этом случае человек умышленно увеличивает неупорядоченность домов в городе (хаос возрастает). За счет увеличения такого хаоса возрастают площади под новое строительство в городе. Достигнув определенного значения, хаос замедляется в системе (городе) и начинаются процессы упорядочения (интенсивная застройка жилого массива). Но такая упорядоченность вызывает появление хаоса в другой системе.

В ДВС химическая энергия топлива преобразуется сначала в тепловую энергию (растет энтропия рабочего тела). Молекулы в цилиндре движутся хаотически. С помощью подвижного поршня из неупорядоченного движения молекул выделяют упорядоченное движение коленчатого вала, колес, гусениц танка и т. д. Сброс тепла с отработавшими газами в окружающую среду увеличивает ее энтропию. Однако тепловой двигатель часть неупо-

рядоченной энергии (тепловой) преобразует в упорядоченную энергию (механическую). Эту упорядоченную энергию используют для подъема кирпичей, перевозки оборудования, с помощью которых строят дома, т. е. уменьшают хаос в другой системе.

Как правило, в течение трудовой недели в квартире устанавливается беспорядок (хаос). Энтропия системы увеличивается. После уборки квартиры в конце недели в ней возникает состояние максимально возможной упорядоченности (энтропия уменьшается).

Таким образом, если в одной локальной области происходит уменьшение хаоса (идет процесс упорядочения), то в другой локальной области Вселенной хаос увеличивается, т. е. если где-то идут процессы в сторону неупорядоченности (хаоса), то где-то идут процессы в сторону упорядочения.

8.10. ВНИЗ ПО ШКАЛЕ ТЕМПЕРАТУР. ОСНОВЫ КРИОГЕННОЙ ТЕХНИКИ

Ученые стремились приблизиться к абсолютному нулю температуры и поддерживать ее длительное время с помощью холодильной машины. Это стремление базировалось на уже известных научных положениях о фазовых превращениях веществ, в том числе и газов.

Процесс превращения работы в теплоту был освоен человеком много веков назад. С помощью работы за счет трения человек научился добывать огонь. Как мы уже знаем, сначала человек покорил огонь, научился готовить пищу на костре и обогревать жилище. А вот с обратным процессом превращения теплоты в работу дело обстояло гораздо сложнее. Только в XVIII в. были созданы машины, преобразующие теплоту в работу (тепловые двигатели), в конце XIX в. человек научился за счет тепла получать холод с помощью холодильных машин. Однако он очень давно сознательно поставил на службу холод. С незапамятных времен люди использовали лед для хранения продуктов в пещерах, ямах и погребках. При изменении температуры свойства веществ изменяются. Так, при температуре $t > 100^\circ\text{C}$ вода при обычных условиях существует только в газообразном состоянии. При температуре $t < 0^\circ\text{C}$ вода превращается в лед (переходит в твердое состояние). При положительных температурах свойства веществ были изучены довольно глубоко, а при отрицательных — крайне недостаточно. Это обусловлено тем, что положительные температуры легче получить, чем отрицательные. Природа оказалась более щедрой на тепло, чем на холод. Английский ученый Н. Курти писал: *«Очень часто пожар возникает даже зимой, но самопроизвольное замерзание водопровода летом воспринималось бы с подозрением или почиталось бы как чудо»*. Поэтому не удивительно, что тепловые двигатели были созданы раньше, чем холодильные машины.

Известно, что многие вещества в естественных условиях существуют только в газообразном состоянии. Газы занимают полностью объем того сосуда, в котором находится. Эти сосуды могут иметь очень большие

размеры и содержать малую массу газа. Часто в производстве необходимы большие массы газа, сосредоточенные в сосудах малых размеров. Так, в ракетно-космической технике требуется разместить большое количество окислителя для топлива в сосуде (баке) малого размера. В качестве окислителя для топлива применяют кислород. Для хранения большого количества газа при ограниченных размерах сосуда его сильно сжимают. Для удержания больших давлений сосуды делают толстостенными, что приводит к их утяжелению. При выводе космических аппаратов на орбиту каждый лишний килограмм массы требует значительных энергетических затрат. Конструкторы стремятся уменьшить массу двигательной установки, что при прочих равных условиях позволяет увеличить массу полезного груза, выводимого на орбиту.

В современных ядерных энергетических установках требуется интенсивное охлаждение оборудования, находящегося в активной зоне реактора. Для этого не подходят вещества, находящиеся в жидкой фазе при обычных условиях, так как они поглощают мало теплоты из-за их высокой температуры $T_{0.c}$. Поэтому используют сжиженные газы, имеющие низкую температуру (например, жидкий азот). Сжиженные газы легче транспортировать любым видом транспорта (выше безопасность). В машиностроении сжиженные газы применяют для охлаждения деталей перед их установкой в отверстия с целью обеспечения надежной фиксации за счет натяга, возникающего в результате их расширения при естественном нагревании (так устанавливаются оси спутников танковых планетарных коробок передач, бортовых передач).

Сжижение воздуха используется для разделения его на составные части неон, азот, аргон, кислород и другие. Полученные таким образом газы нашли широкое применение. Так, кислород в смеси с ацетиленом употребляют для сварки и резки металлов. Большое значение имеет кислородное дутье для ускорения металлургических процессов.

Аргон, неон и другие инертные газы используются для наполнения электрических ламп накаливания, азот — в химической промышленности.

Жидкий кислород применяют для производства взрывных работ, при строительстве каналов, метрополитенов и выполнении других работ.

При нахождении вещества в газообразном состоянии его частицы (молекулы, атомы) находятся на большом расстоянии друг от друга. Кинетическая энергия частиц большая, поскольку они находятся на больших расстояниях. Сжимая газ, мы уменьшаем расстояния между его молекулами. Их движение становится более упорядоченным. С другой стороны, уменьшив внутреннюю энергию газа, мы можем тем самым уменьшить скорость его частиц. Их движение также будет становиться более упорядоченным.

Для уменьшения внутренней энергии газа используют его охлаждение (понижение температуры). Нетрудно заметить, что уменьшить скорость частиц газа можно, как путем его сжатия, так и путем охлаждения, или одновременно сжимая и охлаждая его. В газах между молекулами устанавливается дальний порядок взаимодействия. При сжатии молекулы приближаются друг к другу, и между ними устанавливается ближний порядок взаимодействия. Внутренняя упорядоченность газа увеличивается. При определенном давлении и температуре вещество из газооб-

разного состояния может переходить в жидкое или твердое состояние (минуя жидкую фазу). Если в жидкости молекулы более или менее еще движутся хаотически, то в твердых веществах молекулы располагаются в фиксированных положениях относительно своих соседей. Молекулы в твердых веществах почти не имеют кинетической энергии поступательного движения, поскольку они должны оставаться вблизи занимаемых ими мест. Однако они могут обладать колебательной энергией, т. е. могут периодически перемещаться вперед-назад относительно положений, занимаемых ими в кристаллической решетке. Запас колебательной энергии твердого вещества пропорционален его абсолютной температуре, подобно запасу колебательной энергии газа.

Мы уже знаем¹, что переход из газового состояния в жидкое состояние определяется действием сил межмолекулярного притяжения, которые вызывают конденсацию пара. Вместе с тем конденсации препятствует наличие у молекул кинетической энергии, которая заставляет их совершать независимые движения, не давая им «слипаться». Повышение температуры приводит к увеличению кинетической энергии молекул. Молекулы будут удаляться друг от друга.

Известно², что, сжимая газ при очень низких температурах (например T_0), его можно непосредственно перевести в твердую фазу, минуя жидкую. Сжимая изотермически углекислый газ при температуре T_0 , можно получить его в твердом виде (сухой лед), минуя жидкую фазу. Однако при более высоких температурах (T_1 и T_2) путем сжатия газ уже нельзя перевести в твердое состояние, минуя жидкую фазу. Сжатие жидкости сопровождается резким возрастанием ее давления (линии идут почти вертикально). Самую высокую температуру³ T_3 , при которой газ еще удается превратить в жидкость (пусть и на мгновение) в результате повышения давления, называют *критической* температурой. Критической температуре $T_{кр}$ (точка) соответствует критическое давление $p_{кр}$, при котором газ еще может перейти в жидкость. При температурах выше критической ($T_2 > T_3 = T_{кр}$) никакое давление не может заставить газ перейти в жидкое состояние. Вместо этого с ростом давления газ становится все плотнее и постепенно приобретает свойства, напоминающие свойства жидкости, однако жидкостью так и не становится.

Часто проводят различие между терминами «газ» и «пар». Вещество, находящееся в газообразном состоянии при температуре ниже критической, называется *паром*. Если температура выше критической, то мы имеем газ⁴.

Таким образом, *чтобы газ перевести в жидкое состояние, необходимо его сжимать до требуемых давлений при температуре, ниже критической*.

Чем выше температура газа (но ниже критической $T_{кр}$), тем большее давление требуется для его перевода в жидкое состояние.

В течение многих лет ученые не могли получить жидкий кислород путем его сильного сжатия. Он был получен лишь тогда, когда поняли, что

¹ См. рис. 3.46 части 1 пособия.

² См. гл. 3 части 1 пособия.

³ См. рис. 3.46 части 1 пособия.

⁴ См. главу 3 части 1 пособия.

его нужно предварительно охладить до температуры, ниже критической ($t_{кр} < -118^\circ\text{C}$).

Перевод газов в твердое состояние в большинстве случаев нецелесообразен, так как в таком состоянии их поступление в используемые устройства крайне затруднено или вообще невозможно. Так, кислород в твердой фазе невозможно подать в камеру сгорания ракетного двигателя, а твердый азот — к ядерному реактору.

Известно, что для сжижения большинства газов путем их сжатия требуется значительно понижать их температуру до $T < T_{кр}$. Сухой лед получают путем сжатия охлажденной до температуры 200 К (-73°C) двуокиси углерода.

Некоторые представления о величине работы, которую необходимо совершить для охлаждения газа от 300 К до 30 К (в 10 раз), можно получить из формулы (8.73), преобразовав ее к следующему виду:

$$W_{рез} = Q \frac{T_2 - T_1}{T_2}.$$

Пусть для такого охлаждения (в 10 раз) требуется отвести от газа 2000 Дж тепла (энергии в тепловой форме). В этом случае необходимо совершить следующую работу

$$W_{рез} = 2000 \text{ [Дж]} \frac{30 \text{ [К]} - 300 \text{ [К]}}{30 \text{ [К]}} = -1800 \text{ Дж} = -18 \text{ кДж}.$$

Для охлаждения газов до температур, ниже критических, не подходят домашние холодильники. Нужны устройства, позволяющие получать очень низкие температуры, даже близкие к абсолютному нулю. Для глубокого охлаждения газов используют два способа:

- охлаждение газа в результате совершения им работы против внутренних межмолекулярных сил притяжения, т. е. без совершения внешней работы (положительный эффект Джоуля—Томсона).
- охлаждение газа в адиабатном процессе с совершением работы над телами, т. е. с совершением работы против действия внешних сил (газ совершает работу расширения в турбо- или поршневом детандере).

Эффект Джоуля—Томсона практически используется для понижения температуры всего лишь на один порядок (в 10 раз) по сравнению с температурой окружающей среды $T_{о.с} = 300 \text{ К}$. На практике проявление эффекта Джоуля—Томсона можно наблюдать, проведя следующий эксперимент. Если взять воздушный баллон системы пуска двигателя¹, наполненный сжатым воздухом до давления 15 МПа, и открыть вентиль, то воздух будет выходить из него с большой скоростью, *расширяясь* на выходе. Воздух проходит через дросселирующее отверстие в вентиле. В результате такого дросселирования температура газа на выходе резко понижается, что ощущается руками, если взяться за вентиль.

На рис. 8.39 изображена холодильная машина Линде, применяемая для сжижения газов. Газ сжимается компрессором и направляется в сопло,

¹ Такие баллоны используются в системах воздушного пуска двигателей танков, БМП, БМД и других транспортных средств.

в котором он *расширяется* и его температура *понижается*. В процессе такого расширения температура газа понижается всего на несколько градусов. Поэтому газ охлаждают поэтапно путем многократного пропускания его через установку Линде. Последовательный спуск вниз по «лестнице» температуры в конечном счете приводит газ к точке кипения (она совпадает с точкой конденсации, или сжижения газа); сжиженный газ капает из сопла в колбу.

Получив сжиженный воздух (при нормальном давлении он образуется при температуре 80 К), мы вступили в так называемую область *криогенных* температур, — на порядок ниже нормальных. В соответствии с резолюцией Парижского совещания (1969 г.) любые температуры, ниже 120 К, считаются криогенными («крио» — в переводе с греческого означает «холод»; «криогенный» — рождающий холод).

Итак, мы попали в холодный, мертвый мир, где все химические (и биохимические) реакции, характерные для повседневной жизни, полностью прекращаются. Атомы молекул в различных веществах все еще совершают колебания, однако их энергии уже недостаточно, чтобы покинуть своих партнеров. Никакие химические изменения уже невозможны; молекулы и состоящие из них вещества навсегда останутся в «замороженном» состоянии.

Тенденция к рассеиванию энергии, разумеется, не исчезла — затормозилась только возможность осуществления такого рассеяния. В таком состоянии случаются лишь мелкие, чуть заметные флуктуации энергии, запасенной в химических связях. Так что атомы действительно «вмерзают» в занимаемые ими положения. Но такой холодный «заторможенный» мир еще остается во власти обычных физических законов: хотя молекулы уже не могут перестраиваться, твердые тела продолжают звучать при ударе по ним. Химия полностью потеряла свою силу, однако для физики поведение кристаллической решетки в качественном отношении не отличается от такого в нашем «нормальном» мире — мире «тепловой турбулентности».

В диапазоне температур 300... 30 К удалось сжидить следующие наиболее распространенные газы:

хлор	(при $t = -39^\circ\text{C}$ или $T = 234\text{K}$);
этилен	(при $t = -103^\circ\text{C}$ или $T = 170\text{K}$);
кислород	(при $t = -183^\circ\text{C}$ или $T = 90\text{K}$);
азот	(при $t = -196^\circ\text{C}$ или $T = 77\text{K}$).

Как правило, каждый предыдущий газ помогал сжижать последующий. Представляет интерес новая область физики — «физика тепловой ламинарности», где на фоне очень спокойного, медленного движения частиц проявляются новые тонкие эффекты, в обычных условиях маскируемые беспорядочным движением атомов. Чтобы достичь этой новой области физики, необходимо опуститься по шкале температуры вниз на один порядок (10 раз).

Чтобы отобрать у газа еще 2000 Дж теплоты и рассеять ее в окружающее пространство, понизив тем самым его температуру с 30 К до 3 К (в 10

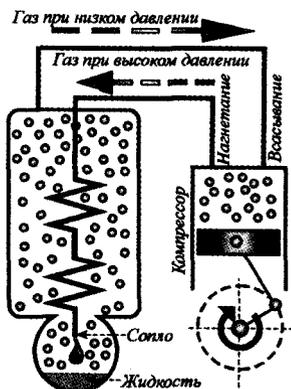


Рис. 8.39. Схема холодильной машины Линде



Рис. 8.40. Конструкция термоса (дьюара)

раз) необходимо затратить работу:

$$W_{\text{рез}} = 2000 \frac{3 - 30}{3} = -18000 \text{ Дж} = -18 \text{ кДж.}$$

Заметим, если в первом случае, совершив 18000 Дж работы, мы понизили температуру тела на $300 - 30 = 270 \text{ К}$ (в 10 раз), то при такой же затрате работы 18000 Дж, во втором случае температура тела понижается только всего на $30 - 3 = 27 \text{ К}$ (в 10 раз).

В этом интервале температур был снижен водород. Для его снижения использовался жидкий кислород, позволявший предварительно понизить температуры водорода ниже критической температуры $T_{\text{кр}}$. Впервые это удалось сделать профессору физики Королевского института в Лондоне Джеймсу Дьюару. Чтобы перекрыть температурный разрыв между точкой замерзания кислорода (54 К) и критической точкой водорода (33 К), Дьюар многократно пропускал водород через установку Джоуля—Томсона. В конце концов, был получен жидкий водород. Газообразный кислород, опущенный в пробирку, в жидкий водород, сразу же превращался в твердое тело. Дьюар полагал, что это и есть последняя ступенька к абсолютному нулю. Однако он ошибся. Температура кипящего водорода оказалась равной лишь 20 К. Впоследствии ему удалось получить водород даже в твердом состоянии, достигнув при этом температуры всего лишь 13 К.

Мировую славу принес Дьюару его знаменитый сосуд для хранения низкотемпературных жидкостей. Сегодня с ним знаком каждый. Ученые его называют *дьюаром*. Если сегодня попросить домохозяйку (а может быть и не только ее) купить в магазине дьюар, то она не справилась бы с этой задачей. А вот основная масса людей сосуд Дьюара называет просто термосом. Естественно, что термос купить уже сможет любой человек.

Дьюар (рис. 8.40) представляет собой сосуд, состоящий из двух колб, вставленных одна в другую и между которыми выкачан воздух. Чем меньше молекул между сосудами, тем меньше теплопередача. А чтобы еще более снизить передачу оставшегося тепла за счет теплового излучения, стенки сосудов посеребрены, так что они отражают почти все падающее на них излучение с внутренней стороны.

Водород — прекрасное топливо. По теплотворной способности он в 4 раза превосходит уголь, в 3,3 раза — углеводороды нефти, в 2,5 раза — природный газ. К тому же водородное топливо является не только высококалорийным, но и экологически чистым. При сгорании водорода в кислороде образуется только вода. Исследования, проведенные в Институте проблем машиностроения АН Украины, показали, что даже небольшая добавка водорода к бензину — 5...10% по массе, — активизирует процесс сгорания топлива, сокращает расход бензина, КПД двигателя существенно возрастает. При этом резко падает количество вредных веществ в выхлопных газах. Так, при работе двигателя на смеси 3% водорода, 97% бензина полностью отсутствует оксид азота, в 5 раз снижается содержание угарного газа, в 4 раза — несгоревших углеводородов по сравнению с предельными нормами. Одна из главных проблем — хранение водорода на борту автомобиля. Водород очень легок. При нормальных условиях 1 л газа имеет массу всего лишь 0,09 г.

В качестве примера рассмотрим серийный автомобиль ЗИЛ-130 грузоподъемностью 5 т. Бензобак емкостью 170 л (132 кг) топлива обеспечивает 410 км пробега. При этом же КПД двигателя такой пробег требует всего лишь 45,3 кг водорода.

Если водород на автомобиле ЗИЛ-130 хранить в газообразном виде под давлением 10 МПа в стандартных стальных баллонах емкостью 55 л массой 56 кг каждый, то общая масса тары и газа достигает 5325 кг, т. е. превысит полезную нагрузку машины. Ясно, что такой путь неприемлем.

При применении жидкого водорода потребуется емкость 640 л, т. е. примерно в 3,5 раза большая, чем емкость автомобильного бака (170 л). Но при хранении 640 л (45,3 кг) жидкого водорода масса емкости составит 335 кг (пустой), а вместе с водородом — примерно 380 кг ($335 + 45,3 = 380,3$ кг).

Если жидкий водород прольется, он мгновенно испарится и образует с воздухом взрывоопасную смесь — гремучий газ. Это обстоятельство усиливает требования к пожарной безопасности. Кроме того, двигатели, работающие на водороде, подвергаются повышенному износу. Суть этого еще недостаточно изученного явления заключается в том, что мельчайшие частицы водорода, обладающие высокой проникающей способностью, попадая в узлы трения, проходят в микротрещины и с большой силой распирают поверхность в местах дефектов. От «водородного» износа трущиеся детали служат в 2–3 раза меньше обычного. Однако перечисленные проблемы вполне разрешимы.

Космонавтика стала крупнейшим потребителем водорода и кислорода, охлажденных до криогенных температур. 15 мая 1987 г. с Байконура поднялась в космос новая ракета «Энергия». Ее стартовая масса 2400 т, высота около 60 м, максимальный поперечный диаметр около 20 м. Ракета была двухступенчатой: первая ступень — 4 блока: вторая ступень — центральный блок. Каждый боковой блок оснащен ракетным двигателем с тягой 740 т, который работает на жидком кислороде и углеводороде горючем (керосине). Центральный блок имеет 4 двигателя каждый с тягой 148 т, использующие «криогенное топливо» — жидкий кислород (окислитель) и жидкий водород (топливо). Суммарная мощность двигателей «Энергии» поражает воображение — 125000 МВт. Для сравнения: это примерно 2/3

мощности Единой энергетической системы бывшего СССР, объединявшей около 1000 электростанций. Ракета может вывести на околоземную орбиту более 100 т полезного груза. Масса топлива на борту ракеты почти 2000 т.

С апреля 1981 г. в США начались регулярные полеты многоразового воздушно-космического аппарата «Спейс шаттл». Аппарат состоит из связки орбитальной ступени – воздушно-космического корабля («Колумбия», «Челленджер», «Дискавери», «Атлантис»), двух твердотопливных стартовых ускорителей и гигантского топливного бака.

Воздушно-космический корабль выполняется по схеме планера, его длина 37,2 м, высота – 17 м, размах крыльев – 23,8 м. В помещении для космонавтов могут жить, работать до 7 человек, в грузовом отсеке длиной 18,3 м и диаметром 4,5 м размещается полезный груз массой до 29,5 т. Орбитальная ступень рассчитана на использование до 100 раз.

Каждый твердотопливный стартовый ускоритель имеет длину 45,5 м и массу 590 т. Вместе твердотопливные ускорители создают тягу $4 \cdot 650 = 2600$ т.

Топливный бак высотой 47 м и диаметром 8,4 м заполняется «криогенным топливом» на 5/6 жидким водородом и на 1/6 жидким кислородом – всего 713 т горючего и окислителя. Три жидкостных реактивных двигателя создают общую тягу 600 т ($3 \cdot 200 = 600$ т). Общая масса всей системы на старте 2040 т при этом масса топлива 1700 т.

15 апреля 1988 г. впервые в мире в воздух поднялся самолет Ту-155, использующий в двигательной установке жидкий водород. Этот самолет полноправно вошел в историю авиации. По мнению некоторых западных ученых, к 2010 г. запасы нефти на планете будут исчерпаны. Что же будет дальше?

Запасы угля значительно превышают запасы нефти и природного газа. Уголь и ядерная энергетика станут основными источниками энергии. С их помощью будет вырабатываться, в частности, водород. Впоследствии водород, возможно, станет основой энергетики.

Получив жидкий водород, ученые стремились получить еще более низкие температуры и сжигать другие газы. Трудно поддавался сжижению гелий. Однако и он был покорен учеными. Гелий можно предварительно охладить, приведя его в контакт с жидким азотом или жидким воздухом, можно также заставить гелий совершать работу в процессе адиабатического расширения, понизив тем самым его температуру. Затем холодный гелий многократно пропускается через установку Джоуля–Томсона и спустя соответствующее число циклов через сопло начинает капать сжиженный гелий. Точка кипения жидкого гелия равна 4,2 К, что примерно на два порядка ниже естественной температуры.

Теперь мы попали в мир «теплового спокойствия», здесь системы атомов в твердых телах уже не создают своими колебаниями «теплового шума». В этом мире достаточно спокойно и тихо, чтобы можно было увидеть в действии новую физику, явления которой при более высоких температурах полностью затушевывались бы интенсивным движением атомов. В частности, теперь может появиться сверхпроводимость, — свойство некоторых веществ не оказывать сопротивления протекающему по ним электрическому току.

Явление сверхпроводимости было открыто голландским физиком Камерлинг-Оннесом в 1911 г. Однако его «звездный час» наступил еще 10 июля 1908 г. Именно в этот день Камерлинг-Оннес получил жидкий гелий, охладив его до температуры 4,2 К. Наконец-то сбылось пророчество Лавуазье: покорился последний природный газ. Камерлинг-Оннес сделал неудачную попытку получить твердый гелий, позволив жидкости испаряться под пониженным давлением. Позже стало ясно: до абсолютного нуля оставался всего лишь ... один градус.

В 1911 г. Камерлинг-Оннес работал над проблемой, которая значилась в тогдашней лейденской исследовательской программе как «изучение свойств различных веществ при гелиевых температурах». В те времена ученых волновал вопрос: «А как ведет себя проводник электрического тока при низких температурах?». На этот счет существовали самые противоположные мнения. В соответствии с классической теорией электричества заряды при движении по проводнику испытывают сопротивление, сталкиваясь с атомами кристаллической решетки. Одни ученые полагали, что при снижении температуры проводника амплитуда колебаний его атомов уменьшится, поэтому электрическое сопротивление проводника упадет и при абсолютном нуле оно должно исчезнуть. Другие ученые утверждали противоположное, что при достижении полюса холода электроны холода должны прочно связаться с атомами кристаллической решетки и электрическое сопротивление проводника должно стать бесконечно большим. Третья группа ученых полагала, что при абсолютном нуле проводник будет оказывать электрическому току сопротивление, пусть даже малое.

Камерлинг-Оннес и его ассистент Хольст испытывали столбик замерзшей ртути. При понижении температуры электрическое сопротивление уменьшалось так, как предсказывала классическая теория. При температуре 4,2 К ртуть внезапно скачком потеряла сопротивление (рис. 8.41). Так была открыта загадочная *сверхпроводимость*.

Вот один из опытов ученого. Катушка из свинцового провода помещалась в криостат с жидким гелием (рис. 8.42). При замыкании выключателя № 1 катушка присоединялась к источнику тока и в ней протекал ток. Возникает магнитное поле, которое можно было обнаружить по отклонению стрелки компаса. Когда же замыкался выключатель № 2 и размыкался выключатель № 1, ток в сверхпроводнике не исчезал, магнитный поток как бы «вмораживался» в катушку. В катушке оставался индуктивный ток, и он циркулировал в сверхпроводнике.

Циркулировавший ток равнялся 0,5 А, и катушка представляла собой настоящий магнит. Помещенная около криостата магнитная стрелка отклонялась почти перпендикулярно к меридиану, и в течение целого часа не наблюдалось никаких изменений. Даже на следующий день электроны продолжали свое движение. Как только катушку вынимали из жидкого гелия, ток немедленно прекращался.

Часто возникает вопрос: «А не нарушается здесь первый закон термодинамики (закон сохранения энергии)?». Конечно, нет. Энергию сверхпроводящая цепь получила от источника и не растрчивала ее.

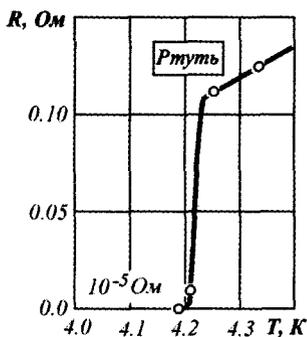


Рис. 8.41. Зависимость сопротивления проводника от его температуры

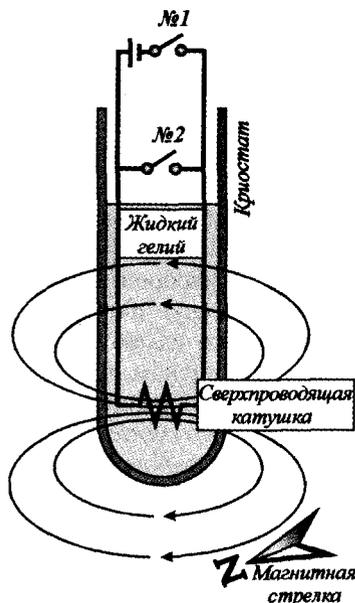


Рис. 8.42. Схема опытной установки Х. Камерлинг-Оннеса

Значение сверхпроводимости следующим образом резюмировал американский физик М. Земански. Из всех необычных явлений, происходящих при низких температурах, сверхпроводимость:

- наиболее яркое и захватывающее явление. Электрические токи могут устойчиво циркулировать в металлических кольцах в течение более 100000 лет;
- наиболее практически полезное явление (становится возможным изготовление сверхпроводящих магнитов, тепловых реле, гидроскопов без трения, а также компактных быстродействующих суперЭВМ).

Одно из важных применений сверхпроводимости в технике — это создание магнитных полей, необходимых для удержания плазмы в устройствах управляемого термоядерного синтеза.

Прежде чем мы перейдем к еще более низким температурам, отметим, что температура 3 К имеет значительно более общее значение, а именно, 3 К — это температура окружающего космического пространства.

Спустимся вниз по шкале температур еще на один порядок: от 3 К к 0,3 К (в 10 раз). Осуществить столь глубокое охлаждение можно только в два этапа: сначала мы достигнем температуры 1 К, а уж затем придем к конечному результату.

На первом этапе охлаждение происходит так же, как при выходе пловца из плавательного бассейна. Молекулы воды, осевшие на коже пловца, хаотически улетучиваются; при этом, чтобы высвободились такая молекула, должны прежде разорваться ее связи с другими подобными молекулами, а также с кожей пловца. Необходимая для этого энергия может быть заим-

ствована у тела пловца; а уж когда энергия поступила и высвобожденная молекула улетучилась, то очень мало шансов, что она когда-либо вернет заимствованную энергию. В результате тело пловца будет охлаждаться. Эффект охлаждения тела можно наблюдать при выходе из воды во время купания, хотя температура окружающего воздуха выше температуры воды в озере, пруде. Именно такой процесс лежал в основе действия ранних моделей холодильников.

Еще в XVIII веке Уильям Каллен, профессор химии Эдинбургского университета, изобрел холодильник, охлаждающий эффект которого был основан на откачке паров воды. Как известно, при испарении вода охлаждается; то же самое происходит и с гелием при температуре на два порядка более низком, т. е. при его нахождении в жидком состоянии. Атомы на поверхности образца приобретают энергию, достаточную для разрыва слабых связей, соединяющих данный атом с его соседями. В результате атомы улетают с поверхности жидкого гелия, становясь газом, и уносят при этом энергию от образца. Оставшаяся жидкость обладает уже меньшей энергией и становится холоднее, чем раньше. Таким образом, испарение, по крайней мере, части с таким трудом добытого жидкого гелия — это необходимая плата за достижение промежуточной температуры 1 К; далее наступает этап получения температуры 0,3 К.

В 1922 г. Камерлинг-Оннес предпринял последнюю попытку достичь полюса холода. Ученый откачивал пары над кипящим жидким гелием, используя более мощные насосы. Была зафиксирована температура 0,83 К.

Уже на этой стадии охлаждения жидкий гелий проявлял новые свои удивительные способности. При температуре, ниже 2,19 К изменяются физические свойства гелия — теплоемкость, скорость распространения звука, коэффициент теплового расширения и др. Поэтому гелий при температуре $T > 2,19$ К называют гелий-1, а при температуре $T < 2,19$ К — гелий-2.

Самое поразительное свойство гелия-2 — это полное отсутствие вязкости. В 1938 г. советский физик П. Л. Капица обнаружил, что гелий-2 течет по узкому капилляру без всякого сопротивления. Он способен даже «вылезать» из стакана или пробирки, куда он налит. Такое свойство гелия-2 было названо *сверхтекучестью*.

Аналогично тому, как при сверхпроводимости поток электронов существует неопределенно долгое время, при сверхтекучести (которая проявляется только у жидкого гелия) сколь угодно долго сохраняется неизменным движение самих атомов. Здесь мы вступаем в мир течений жидкости без вязкости.

Чтобы продвигаться дальше к абсолютному нулю (ниже температуры 1 К) нужны были свежие идеи. Этот вопрос решили молодой преподаватель из Канады Уильям Джиок и физик-теоретик Петер Дебай (в будущем — лауреаты Нобелевской премии) независимо друг от друга всего через два месяца после смерти Камерлинг-Оннеса. Они пришли к заключению, что температуры ниже 1 К могут быть достигнуты путем использования магнитных свойств парамагнитных солей.

Парамагнетики обладают свойством намагничиваться во внешнем магнитном поле. Ионы парамагнитной соли можно представить в виде элементарных микроскопических магнетиков. В достаточно сильном магнитом

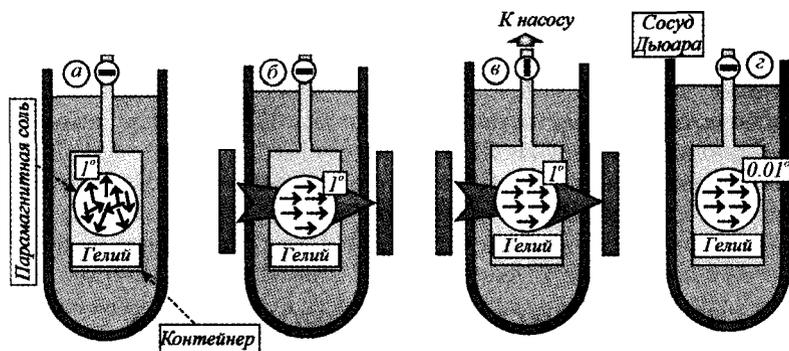


Рис. 8.43. Схема магнитного охлаждения гелия

поле все они оказываются выстроенными по полю. Возникает порядок, который не может сохраняться без поля. Под действием теплового движения магнитики изменяют свое направление и стремятся расположиться хаотично — вещество размагничивается. Если размагничивание происходит адиабатически, т. е. в условиях теплоизоляции (без внешнего теплопритока), то температура парамагнетика понижается.

Сверхтекучесть гелия-2 не позволяет получить температуры ниже $0,7 \dots 0,8 \text{ К}$. А вот легкий изотоп гелия — гелий-3 не становится сверхтекучей жидкостью даже при очень низких температурах порядка 10^{-3} К . Гелий-3 менее плотен, чем обычный гелий, кипит при более низкой температуре, и теплота испарения у него намного меньше. Откачивая пары гелия, можно добраться до температуры порядка $0,3 \dots 0,5 \text{ К}$.

Эксперимент по магнитному охлаждению включает четыре стадии, условно показанные на рис. 8.43. В начале опыта в сосуде с солью находилось небольшое количество газообразного гелия, вентиль был закрыт (рис. 8.43, а). Ионы охлажденной соли при этом располагались хаотично (более точно здесь и в дальнейшем имеются в виду спины электронов атомов соли). На второй стадии в обмотку электромагнита подавался постоянный ток, возникало магнитное поле (рис. 8.43, б). Ионы парамагнитной соли переходили в упорядоченное состояние, располагались в направлении магнитных силовых линий (энтропия уменьшилась). При этом была затрачена энергия. Выделившееся тепло газообразный гелий передал жидкому гелию, часть его испарилась, но температура осталась прежней.

На третьей стадии через вентиль был откачан газообразный гелий из контейнера с солью (рис. 8.43, в). Парамагнитная соль как бы повисла в вакууме. В результате повышалась теплоизоляция охлаждаемого вещества.

На заключительной стадии магнитное поле медленно выключалось (рис. 8.43, г). Происходило адиабатическое размагничивание парамагнитной соли. Ионы вновь стремились расположиться хаотично. Но для этого нужна энергия, и так как ее взять неоткуда, она отнималась у самой соли. Ее температура понижалась настолько, что до абсолютного нуля оставалось всего лишь $0,5 \text{ К}$. У. Джиоку потребовалось еще три недели опытов, чтобы он смог приблизиться к физическому полюсу холода еще на четверть градуса.

Иногда используют несколько каскадов с «магнитным охлаждением» различных солей с последовательно снижающимися рабочими температурами.

До абсолютного нуля остается «только» 0,001 К. Эту температура в 1969 г. получил академик И. Я. Померанчук.

Температуры ниже 4,2 К пока что в основном используются лишь в физических и химических лабораториях мира.

8.11. «ВЕЧНЫЕ» ДВИГАТЕЛИ ВТОРОГО РОДА

Как известно, тепловой двигатель, работающий по замкнутому циклу, преобразует энергию из тепловой в механическую форму. При этом на одних этапах цикла двигателя к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме, а на других — отводится в тепловой форме. Разница между подведенной и отведенной энергией в тепловой форме представляет собой результирующую работу $W_{\text{рез}}$ цикла. Чем больше тепловой энергии отводится от рабочего тела в цикле, тем меньше результирующая работа $W_{\text{рез}}$ при одном и том же количестве подведенной тепловой энергии. КПД цикла снижается. Поэтому на практике стремятся уменьшить отвод энергии от рабочего тела в ходе циклического процесса.

Карно показал, что тепловой двигатель (машина) не может работать без подвода и отвода энергии в тепловой форме от рабочего тела. Тепловая машина работает между двумя источниками тепловой энергии — нагревателем и холодильником. Чтобы повысить эффективность такой тепловой машины, необходимо уменьшить отвод тепловой энергии в холодильник. Однако исключить вообще отвод тепловой энергии от рабочего тела в цикле теплового двигателя нельзя (на это указывает второй закон термодинамики).

Если исключить отвод энергии в тепловой форме в холодильник, то КПД такого двигателя станет равным 1. В этом случае вся подведенная тепловая энергия Q_1 должна быть преобразована в механическую форму $W_{\text{рез}} = Q_1$ [$Q_2 = 0$]. Следовательно, можно отказаться от холодильника. В этом случае двигатель должен работать только с одним источником тепловой энергии — нагревателем (термостатом¹). Условная схема такого воображаемого двигателя (тепловой машины) приведена на рис. 8.44.

Так как температура термостата при отводе от него энергии в тепловой форме не изменится, то тепловой двигатель (машина), представленный на рис. 8.44, можно назвать *изотермическим*. В этом двигателе тепловая энергия подводится к рабочему телу при постоянной температуре нагревателя ($T_1 = idem$).

Идея построения такого двигателя (рис. 8.44) является заманчивой, но не осуществимой. Второй закон термодинамики указывает, что невозможна работа тепловой машины при наличии только *одного* источника теплоты (нагревателя).

¹ Температура термостата не изменяется при подводе к нему и отводе от него энергии в тепловой форме.

Напомним, что «вечные» двигатели первого рода никогда не работали, так как противоречили первому закону термодинамики – всеобщему закону сохранения энергии. «Вечные» двигатели второго рода не противоречат первому закону термодинамики (они соответствуют его положениям). Сколько энергии подведено к термодинамической системе (в данном случае Q_1), столько же и отведено от нее ($W_{\text{рез}} = Q_1$), учитывая эквивалентность теплоты и работы.

Формально двигатель (рис. 8.44) не соответствует определению вечного двигателя. «Вечный» двигатель первого рода в *идеале* должен работать вечно (не останавливаясь), если исключить возможные его поломки. «Вечный» двигатель второго рода даже в идеале не может работать вечно. Его название обусловлено другим обстоятельством. Если в качестве нагревателя использовать воду, сосредоточенную на Земле, то двигатель (рис. 8.44) мог бы работать миллионы лет. При этом температура воды на Земле понизилась бы всего на несколько градусов. За 1700 лет работы такого двигателя температура воды на планете понизилась бы всего на 0,01 К. Для нас такой двигатель казался бы вечно работающим двигателем. Именно поэтому немецкий ученый В. Оствальд (1853–1932 гг.) назвал такой двигатель «вечным», понимая при этом его невозможность.

Несмотря на то, что изобретатели и ученые, работающие во многих областях науки и техники, знают ограничения, накладываемые вторым законом термодинамики, попытки создания вечного двигателя второго рода имеют место и сейчас. Поощряет их на такую деятельность тот факт, что если удастся обойти второй закон термодинамики, то это сразу решит проблему энергии на все века. И это тогда, когда мир стоит на грани истощения энергетических ресурсов.

Идеи вечных двигателей второго рода, как правило, появляются в периоды великих научных открытий, когда сами эти открытия еще не полностью осознаны и понятны.

Напрямую второй закон термодинамики обойти невозможно, а поэтому изобретатели стремятся создать такой двигатель на основе комбинации большого количества физических явлений. При такой комбинации различных физических явлений, положенных в основу работы тепловой машины, можно и не заметить наличие всех процессов, оговоренных вторым законом термодинамики.

Рассмотрим несколько примеров таких двигателей.

На рис. 8.45 показана конструктивная схема «нуль-мотора» американского профессора Гэмджи. Замысел этого двигателя базируется на достижениях в области холодильной техники. Как известно, к концу XIX в. были в основном изучены свойства веществ в области низких и сверхнизких температур. Прототипом двигателя послужили аммиачная холодильная машина и установка для сжижения воздуха.

В специальном котле (рис. 8.45) находится жидкий аммиак. Котел находится в контакте с окружающей средой, а поэтому аммиак нагревается до температуры $T_1 = 300 \text{ К}$ (27° С). При этой температуре аммиак кипит (переходит в пар). По мере кипения аммиака давление на его жидкую фазу возрастает. При давлении 1 МПа (10 атмосфер) и температуре $T_1 = 300 \text{ К}$

Подвод энергии
в тепловой форме

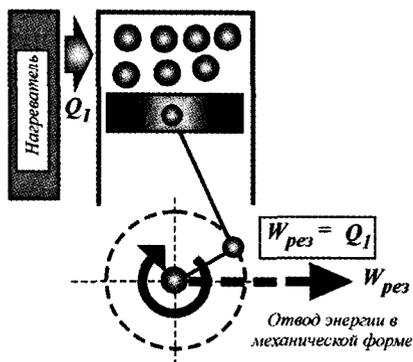


Рис. 8.44. Конструктивная схема вечного двигателя второго рода

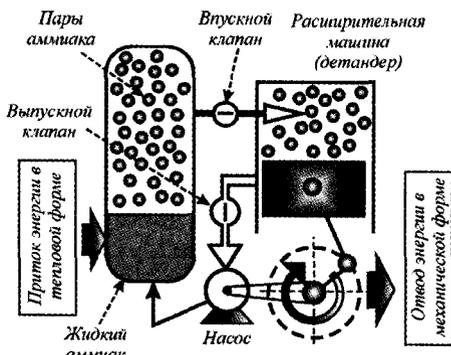


Рис. 8.45. Схема «нуль-мотора» Гэмджи

кипение аммиака прекращается¹. Поэтому можно утверждать, что в котле будет находиться пар под давлением 1 МПа.

Таким образом, окружающая среда (воздух) является в рассматриваемом двигателе верхним источником энергии в тепловой форме (*нагревателем*). Этот факт соответствует второму закону термодинамики.

Из котла пар аммиака через выпускной клапан направляется в расширительную машину (детандер), где он расширяется. При расширении пара аммиака совершается работа над поршнем расширительной машины. Следовательно, энергия от пара передается поршню (окружающей среде), преобразуясь одновременно в механическую форму. В расширительной машине происходит преобразование внутренней энергии рабочего тела (пара аммиака) в механическую энергию с одновременной отдачей ее поршню. Внутренняя энергия пара аммиака уменьшается, а поэтому уменьшается его внутренняя энергия. Внутренняя энергия пара зависит только от его температуры. Следовательно, в расширительной машине (детандере) температура пара аммиака уменьшается.

Если пар аммиака расширится до давления 0,1 МПа (1 атмосфера), то его температура понизится до 250 К, т. е., станет равной -23°C . При такой температуре аммиачный пар частично конденсируется (сжижается) в расширительной машине. Жидкий аммиак вместе с паром через выпускной клапан с помощью насоса откачивается в котел. Для привода насоса используется часть механической энергии, полученной в расширительной машине (детандере) при расширении паров аммиака. С помощью насоса давление жидкого аммиака повышается до 1 МПа (10 атмосфер). Это необходимо для того, чтобы закачать аммиак в котел [в котле давление равно 1 МПа (10 атмосфер)]. В котле аммиак снова испаряется, нагреваясь от окружающей среды. Цикл должен повторяться. Таким образом, по мнению проф. Гэмджи, должен работать предложенный двигатель.

¹ С повышением давления температура кипения вещества увеличивается (см. гл. 6).

Как видим, двигатель Гэмджи должен работать по замкнутому циклу без отвода части подведенной тепловой энергии в окружающую среду. Здесь не следует путать факт охлаждения паров аммиака в детандере с отводом энергии в форме теплоты в окружающую среду. Приемник тепловой энергии в двигателе Гэмджи отсутствует. Двигатель должен работать, отдавая потребителю механическую энергию за вычетом небольшой ее части, затраченной на привод насоса.

Анализ показывает, что работа двигателя не противоречит положениям первого закона термодинамики — сколько энергии подведено к двигателю (в данном случае в тепловой форме), столько же ее отведено (в механической форме).

Проанализируем энтропийный процесс работы двигателя. На входе энтропия потока энергии равна: $S_{\text{вх}} = Q_{\text{о.с}}/T_{\text{о.с}} > 0$.

На выходе энтропия потока энергии равна:

$$S_{\text{вых}} = \frac{Q_{\text{вых}}}{T_{\text{вых}}} = \frac{0}{T_{\text{вых}}} = 0.$$

Действительно, на выходе получаем энергию в механической форме, являющейся высокоорганизованной.

В соответствии с вторым законом термодинамики изменение энтропии рабочего тела в ходе осуществления циклического процесса равно нулю. В данном случае изменение энтропии аммиака не равно нулю

$$S_{\text{вх}} + S_{\text{вых}} > 0,$$

что противоречит второму закону термодинамики.

В идеальном случае на привод насоса потребуются столько механической энергии, сколько ее получается в расширительной машине. В этом случае отводить энергию от машины в тепловой форме не представляется возможным. Фактически машина работает по нулевому циклу, в котором полезная работа равна нулю. Таким образом, функциональные возможности «нуль-мотора» Гэмджи соответствуют его названию.

Двигатель Гэмджи можно заставить работать, внося в него конструктивные изменения в соответствии со вторым законом термодинамики. На рис. 8.46 показана конструктивная схема усовершенствованного двигателя. В конструкцию двигателя перед насосом введен конденсатор пара (теп-

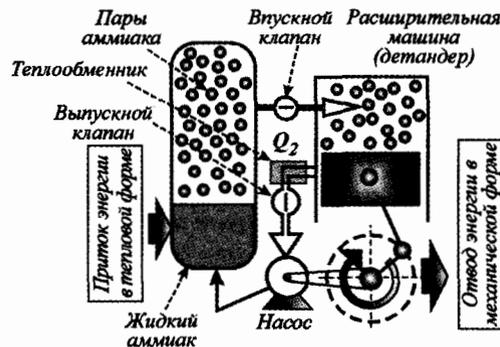


Рис. 8.46. Схема усовершенствованного «нуль-мотора» Гэмджи

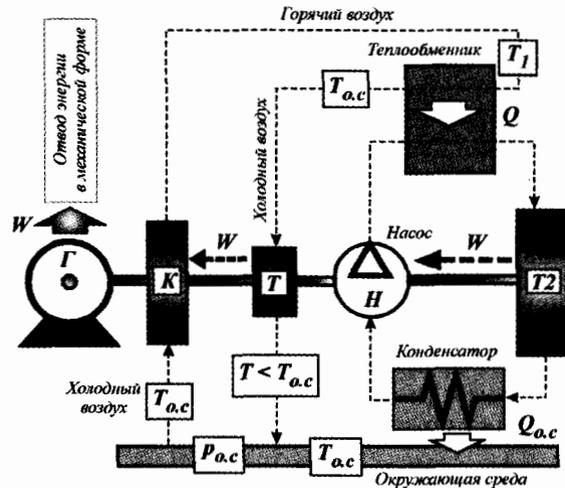


Рис. 8.47. Схема «машины атмосферного тепла»

лообменник), отбирающий энергию от паров аммиака при температуре, меньшей температуры окружающей среды ($T < T_{o.c.}$). Естественно, что температура теплообменника (приемника теплоты) должна поддерживаться искусственно ниже температуры окружающей среды. В этом случае двигатель Гэмджи будет работать. Затраты энергии на привод насоса будут значительно уменьшены. Но вторую часть получаемой в расширительной машине работы пришлось бы затратить на работу специальной холодильной машины, поддерживающей температуру холодильника (теплообменника) ниже температуры окружающей среды.

Таким образом, введя специальный теплообменник, мы заставили работать двигатель Гэмджи. Но достигнутый результат снова оказывается нулевым. Полезной работы двигатель не дает (он не может приводить в действие ни одного потребителя). Следовательно, двигатель, работающий с верхним источником теплоты при температуре окружающей среды, является *неработоспособным*.

На рис. 8.47 показана схема так называемой «машины атмосферного тепла», предложенная проф. Шелестом, пионером тепловозостроения в России. Эта машина состоит из двух контуров. Первый контур включает компрессор K и турбину T , соединенные валом. Турбина T приводит в действие компрессор K . При вращении колеса компрессора K им засасывается воздух при параметрах окружающей среды (давлении $p_{o.c.}$ и температуре $T_{o.c.}$). При сжатии воздух нагревается $T_1 > T_{o.c.}$. В теплообменнике горячий воздух нагревает рабочее тело второго контура. Воздух при этом охлаждается до температуры окружающей среды $T_{o.c.}$. После теплообменника охлажденный сжатый воздух поступает в турбину T , где совершает работу. При совершении работы он расширяется до давления окружающей среды $p_{o.c.}$. При этом в результате совершения работы в турбине температура воздуха еще понижается. Из турбины воздух выбрасывается в окружающую среду.

Явления, происходящие в первом контуре позволяют утверждать, что он работает как тепловой насос, перенося теплоту с нижнего уровня $T_{o.c}$ на верхний $T_1 > T_{o.c}$.

Второй контур представляет собой тепловую машину, работающую по теплосиловому циклу. Во втором контуре в качестве рабочего тела используется некоторое вещество, которое испаряется при низкой температуре. Поступая в теплообменник, это рабочее тело быстро испаряется, поглощая тепловую энергию в количестве Q . После теплообменника рабочее тело поступает в главную турбину T_2 , где совершает полезную работу. При этом рабочее тело охлаждается. После турбины T_2 рабочее тело поступает в конденсатор, в котором переводится в жидкое состояние.

Турбина T_2 приводится в действие насос H , который снова сжимает рабочее тело, подавая его в теплообменник и далее в турбину. Часть работы W , получаемой в главной турбине, используется для привода турбокомпрессора первого контура и электрического генератора G . С генератором соединен обычный электродвигатель, который выполняет полезную работу W .

Таким образом, «машина атмосферного тепла» представляет комбинацию двух тепловых машин, работающих по взаимно противоположным циклам. Первая машина (контур) работает по обратному циклу (тепловой насос), а вторая машина (контур) — по прямому циклу. Вторая машина полностью соответствует требованиям второго закона термодинамики. В ней есть расширительная машина (турбина T_2), рабочее тело и два источника теплоты с различными температурами (верхний — теплообменник, нижний — конденсатор). Первая машина не соответствует требованиям второго закона термодинамики, так как работает только с одним источником теплоты — окружающей средой. Второго (нижнего) источника теплоты здесь и не может быть, так как его температуру пришлось бы искусственно поддерживать ниже температуры окружающей среды. Это требует затраты механической энергии.

Следовательно, первая машина неработоспособна. Если первая машина не может работать, то и вторая также неработоспособна, так как использует энергию сжатого воздуха, поступающего в теплообменник из первой машины.

Таким образом, внешне машина атмосферного тепла является заманчивой идеей, а, по сути, она представляет собой бесполезную конструкцию.

Были предложены и другие конструкции «вечных» двигателей второго рода, которые «успешно» подтвердили свою неработоспособность. Вместе с тем, к анализу работы таких двигателей следует подходить очень тщательно. Как правило, их конструкция сложна, а поэтому не всегда известны потоки энергии в них. При этом источники энергии могут быть спрятаны. Может быть также и непонятным сам принцип действия такой машины. В результате этого может сложиться мнение, что рассматриваемая тепловая машина представляет собой один из вариантов «вечного» двигателя второго рода.

В технике используются тепловые машины, которые нам могут показаться в некотором смысле «вечными» двигателями второго рода. Как

известно, биметаллическая пластинка¹ при нагревании сгибается. Изгиб пластинки обусловлен тем, что материалы, из которых она изготовлена, имеют различный коэффициент линейного расширения. Тот материал, который имеет больший коэффициент линейного расширения, стремится и больше расширяться. Так как материалы скреплены между собой, то возникает изгиб пластинки (выпуклость образуется со стороны материала, имеющего больший коэффициент линейного расширения).

Если такую биметаллическую пластинку поместить в окружающую среду, то она будет периодически изгибаться и выпрямляться. При повышении температуры окружающей среды она будет изгибаться, и при понижении — выпрямляться. Если к концу такой биметаллической пластинки подвесить груз, то он будет периодически подниматься и опускаться. Следовательно, пластинка будет совершать полезную работу. Она может, например, завести пружину часов.

На первый взгляд кажется, что это все тот же «вечный» двигатель второго рода. Ведь он содержит только один источник теплоты — окружающую среду. На самом деле окружающая среда здесь периодически выступает в качестве то нагревателя (при повышении температуры), то охладителя (при понижении температуры). При этом для понижения температуры окружающей среды не используется механическая энергия, получаемая в результате изгиба биметаллической пластинки. Повышение и понижение температуры окружающей среды вызвано естественными процессами, протекающими в ней. Это эквивалентно приведению биметаллической пластинки в контакт то с нагревателем, то с охладителем.

Такие работающие кажущиеся «вечными» двигатели называют *псевдовечными* двигателями второго рода.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Какой процесс называется циклическим? Приведите примеры циклических процессов в природе.
2. Основные виды циклических процессов.
3. Особенности цикла Карно.
4. Второй закон термодинамики и его физический смысл.
5. Термический КПД цикла, его физический смысл и как определяется?
6. При каких условиях термический КПД цикла Карно может быть равен единице?
7. Приведите примеры тепловых машин, работающих по прямому циклу.
8. Приведите примеры тепловых машин, работающих по обратному циклу. Принцип работы холодильной машины.
9. Индикаторная (рабочая) диаграмма прямого и обратного циклов Карно.
10. Принцип работы теплового насоса.
11. Каким образом построена абсолютная термодинамическая шкала температуры?
12. Энтропия и ее роль в описании протекания процессов развития природы.
13. Эксергия и ее виды. Определение эксергии.
14. Сформулируйте и объясните физическую сущность третьего закона термодинамики.
15. «Вечные двигатели» второго рода и их физическая несостоятельность.
16. Неверные обобщения о «тепловой смерти» Вселенной.

¹ Широко используется в терморегуляторах электрических утюгов.

ИДЕАЛИЗИРОВАННЫЕ ЦИКЛЫ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

9.1. СХЕМА РАСШИРИТЕЛЬНОЙ МАШИНЫ ТЕПЛОВОГО ДВИГАТЕЛЯ

В современных условиях реализовать в тепловом двигателе *идеальный* цикл Карно не представляется возможным. Это обусловлено рядом условий протекания цикла, выполнить которые с технической точки зрения почти невозможно.

Первое условие заключается в том, что все процессы в цикле Карно протекают *равновесно*, т. е. *обратимо*. Так, температура рабочего тела в изотермическом процессе 1–2 (рис. 8.12) отличается от температуры нагревателя на бесконечно малую величину

$$T_{\text{нагр}} - T_{\text{раб. тела}} \rightarrow +0.$$

Аналогично, в изотермическом процессе 3–4 температура холодильника меньше температуры рабочего тела тоже на бесконечно малую величину

$$T_{\text{хол}} - T_{\text{раб. тела}} \rightarrow -0.$$

В реальных условиях такое протекание цикла обеспечить невозможно.

Вместе с тем, нет таких источников и приемников тепловой энергии, которые в процессе обмена энергией с рабочим телом поддерживали бы свою температуру постоянной, т. е. были бы термостатами.

По этой причине учеными и инженерами были обоснованы циклы, которые обладают максимально возможной эффективностью преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму. При их обосновании допущена некоторая идеализация, что облегчает получение результатов на количественном и качественном уровне. Идеализированные циклы тоже трудно реализовать в тепловых двигателях, но они наиболее близки к реальным циклам. Описание и изучение действительных циклов базируется на свойствах идеализированных циклов.

Чтобы тепловой двигатель периодически (циклически) преобразовывал энергию из тепловой в механическую форму, необходимо периодически возвращать рабочее тело в исходное состояние. Это делается с помощью расширительной машины и приемника энергии в тепловой форме (холодильника).

Преобразовав энергию из тепловой в механическую форму в процессе расширения рабочего тела 1–2–3 (рис. 8.12), часть этой энергии в механической форме в дальнейшем необходимо затратить на возвращение рабочего тела в исходное состояние (осуществить процесс сжатия 3–4–1).

Таким образом, процессы подвода и отвода энергии от рабочего тела, а также перемещение поршня расширительной машины должны быть взаимно согласованы. Энергия в поршне не накапливается, поэтому самостоятельно поршень не может вернуть рабочее тело в исходное состояние. Для сжатия рабочего тела поршень должен обладать запасом энергии в механической форме. Эту энергию он может получить от других тел окружающей среды. Для этого ему необходимо взаимодействовать с этими телами в механической форме. При расширении рабочего тела энергия в механической форме отводится от него в окружающую среду через поршень и накапливается внешними телами. Например, поршень может поднять груз, растянуть пружину, что приведет к увеличению потенциальной энергии этих тел. Поршень также может вращать тела окружающей среды, что приведет к увеличению кинетической энергии этих тел. Следовательно, поршень расширительной машины должен быть связан с телами окружающей среды, способными накапливать энергию в механической форме, и в необходимый момент отдавать ее обратно поршню, а через него — рабочему телу. Вариант такого двигателя показан на рис. 9.1.

Энергия в тепловой форме передается от нагревателя к рабочему телу. Внутренняя энергия рабочего тела увеличивается, поэтому увеличиваются его температура и давление. Так как давление рабочего тела увеличивается, сила, приложенная к поршню со стороны рабочего тела, тоже увеличивается. Когда сила, приложенная к поршню со стороны рабочего тела, превысит силу, приложенную к поршню, то со стороны груза, поршень будет перемещаться вправо, поднимая груз вверх. Потенциальная энергия груза увеличится, а внутренняя энергия рабочего тела уменьшится.

После поднятия груза подвод энергии в тепловой форме к рабочему телу прекращают и приводят его в контакт с холодильником, в результате чего внутренняя энергия рабочего тела уменьшится. Это, в свою очередь, вызовет уменьшение его давления и температуры. Из-за уменьшения давления уменьшается сила, действующая на поршень со стороны рабочего тела. Энергия в механической форме от груза передается поршню, а от него к рабочему телу. Поршень перемещается влево, сжимая рабочее тело. В некоторый момент времени прекращают контакт между рабочим телом и холодильником. Рабочее тело сжимается под действием силы, приложенной к нему со стороны поршня. Однако для сжатия рабочего тела затрачивается меньше энергии в механической форме, чем получено в процессе расширения. Часть энергии в механической форме может быть отведена от блока и использована для производственных или других нужд.

Представленная на рис. 9.1 схема теплового двигателя не является совершенной, поэтому практического применения не получила. Основным ее недостаток — колебательное движение груза и блока. Возвратно-поступательное движение поршня обуславливает возвратно-поступательное движение груза.

Возвратно-поступательное движение является прерывистым движением, что обуславливает возникновение значительных сил инерции в промежуточных элементах привода. Это движение является неравномерным.

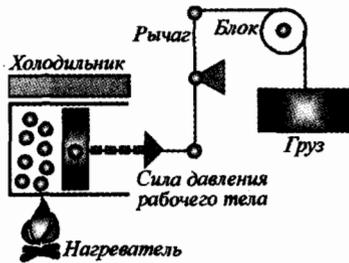


Рис. 9.1. Конструктивная схема теплового двигателя

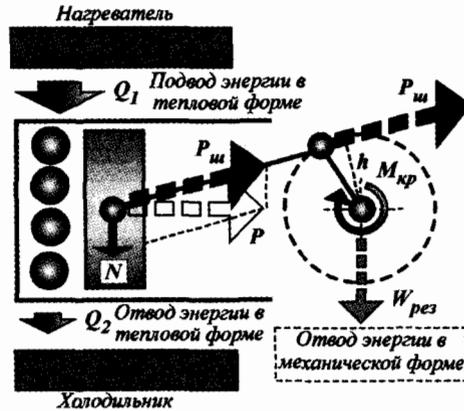


Рис. 9.2. Схема расширительной машины с кривошипно-шатунным механизмом

Более универсальным видом движения является вращательное движение. Промежуточные элементы тепловой машины не нагружаются значительными силами инерции. Вращательное движение в необходимых случаях может быть преобразовано в возвратно-поступательное движение.

В процессе развития технической мысли были созданы механизмы, преобразующие возвратно-поступательное движение поршня во вращательное движение выходного элемента расширительной машины. В настоящее время такие преобразователи движения называют кривошипно-шатунными механизмами.

Вариант теплового двигателя, расширительная машина которого содержит кривошипно-шатунный механизм, показан на рис. 9.2.

При расширении рабочее тело прикладывает усилие P к поршню. Это усилие от поршня передается на палец, соединяющий поршень с шатуном. Усилие P можно разложить по правилу параллелограмма на две составляющие:

- силу $P_{ш}$, направленную вдоль оси шатуна;
- силу N , направленную перпендикулярно оси цилиндра.

Сила N прижимает поршень к стенке расширительной машины (цилиндра). Так как стержень шатуна является жестким элементом, сила $P_{ш}$ передается на коленчатый вал. Сила $P_{ш}$ на плече h создает вращающий момент $M_{кр}$, равный

$$M_{кр} = P_{ш} h. \quad (9.1)$$

Вместе с коленчатым валом вращается маховик, кинетическая энергия которого равна

$$КЭ = \frac{I\omega^2}{2}, \quad (9.2)$$

где I — осевой момент инерции маховика; ω — угловая скорость маховика.

Маховик выполняет две основные функции:

- обеспечивает равномерное вращение коленчатого вала при неравномерном движении поршня. Это важно, так как связанные с коленчатым валом элементы машин и механизмов при неравномерном движении могут быстро выйти из строя;
- возвращает поршень расширительной машины в исходное состояние при сжатии рабочего тела. В этом случае он выступает в роли накопителя энергии в механической форме, необходимой для сжатия рабочего тела в расширительной машине.

Большая часть энергии в механической форме отбирается от маховика для производственных нужд, а меньшая часть энергии возвращается обратно рабочему телу.

9.2. ИДЕАЛИЗИРОВАННЫЕ ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

9.2.1. Идеализированный цикл теплового двигателя с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме

Рассматривая цикл Карно (рис. 8.12), мы предполагали, что в процессах подвода 1–2 и отвода 3–4 энергии в тепловой форме температура рабочего тела равна температуре нагревателя (источника энергии) или холодильника. В цикле Карно нагреватель и холодильник являются термостатами. При отдаче энергии в тепловой форме температура нагревателя остается неизменной. При приеме энергии в тепловой форме температура холодильника тоже не изменяется. В реальных условиях это невозможно.

Существуют многие другие отрицательные факторы, не позволяющие реализовать в тепловом двигателе цикл Карно. В связи с этим, ученые и инженеры теоретически обосновали циклы, реализация которых возможна в реальных условиях. При их обосновании учитывались реальные ограничивающие факторы:

- максимальное давление рабочего тела;
- максимальная температура рабочего тела;
- максимальный объем рабочего тела.

Из курса физики известно, что давление в газах и жидкостях передается во все стороны одинаково. Следовательно, чем больше давление рабочего тела, тем большие усилия приложены к деталям расширительной машины. Если эти усилия превысят допустимые значения, детали расширительной машины разрушатся.

Разрушение деталей расширительной машины может также произойти из-за превышения предельно допустимой температуры рабочего тела.

Менее жестким ограничивающим фактором является максимальный объем рабочего тела (цилиндра расширительной машины). Чем больше предусматриваемое расширение рабочего тела, тем большими размерами

должна обладать расширительная машина. Степень расширения рабочего тела в цикле ограничивают рациональными размерами двигателя.

При вращении коленчатого вала (рис. 9.2) объем цилиндра расширительной машины изменяется от максимального до минимального значения, следовательно, так же изменяется объем рабочего тела — от максимального до минимального значения. Так как при вращении коленчатого вала поршень совершает возвратно-поступательное движение, при некоторых положениях его скорость равна нулю. Действительно, для изменения направления движения поршню необходимо остановиться. Условная точка на оси цилиндра расширительной машины, в которой скорость поршня равна нулю, называется *мертвой точкой* (МТ). Мысленно вращая коленчатый вал расширительной машины (рис. 9.2), можно заметить, что поршень фактически останавливается на мгновение в двух точках, которые можно условно отметить на оси цилиндра.

Определим положение одной из мертвых точек, для чего кривошип коленчатого вала расширительной машины установим в нижнем положении (точка 2; рис. 9.3). Поршень расширительной машины также будет находиться в нижнем положении (в точке M). При таком положении коленчатого вала поршень находится на минимальном удалении A_{\min} от оси вращения. Если кривошип коленчатого вала установить в верхнее положение (точка 1), то поршень также установится в верхнем положении (в точке N) на максимальном удалении A_{\max} от оси вращения.

В точках M и N скорость поршня равна нулю, т. е. они являются мертвыми точками. Эти точки, согласно расположению друг относительно друга, получили названия:

- верхняя мертвая точка (ВМТ);
- нижняя мертвая точка (НМТ).

При положении поршня в НМТ объем цилиндра расширительной машины максимальный. Так как рабочим телом является газ, всегда занимающий объем того сосуда, в котором он находится, то при положении поршня в НМТ объем рабочего тела будет максимальным. Положению поршня в НМТ на индикаторной (рабочей) диаграмме (рис. 9.4) соответствует точка a .

Повернем коленчатый вал на 180° из положения 1 в положение 2. Поршень при этом переместится из точки M в точку N . В точке N поршень останавливается (его скорость равна нулю), поэтому ее называют *верхней мертвой точкой*. Названия мертвых точек обусловлены их взаимным положением на оси цилиндра расширительной машины (одна выше другой). Поршень при вращении кривошипа совершает возвратно-поступательные движения между мертвыми точками M и N , каждый раз проходя расстояние (путь) S . При положении поршня в ВМТ объем цилиндра минимален и равен V_c . Минимальный объем цилиндра расширительной машины V_c называется *объемом камеры сжатия*.

При перемещении поршня от НМТ к ВМТ объем цилиндра уменьшается, т. е. рабочее тело сжимается. В процессе сжатия $a-c$ энергия подводится (передается) к рабочему телу в механической форме путем совершения работы сжатия. Механическая энергия окружающей среды уменьшается,

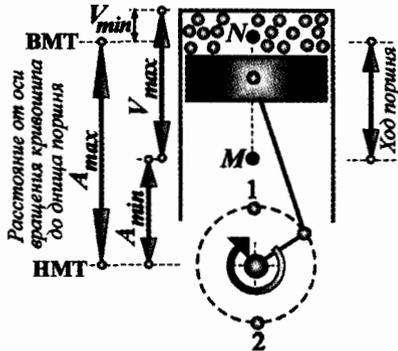


Рис. 9.3. Конструктивные параметры поршневой расширительной машины

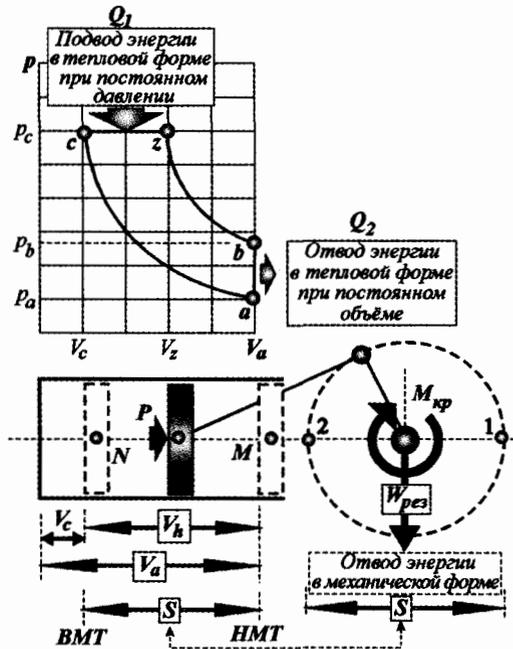


Рис. 9.4. Индикаторная диаграмма цикла с подводом энергии в тепловой форме при постоянном давлении

а внутренняя энергия рабочего тела увеличивается. Так как в процессе $a-c$ энергия от рабочего тела не отводится в тепловой форме (в этом процессе энергия от рабочего тела вообще не отводится), то он является адиабатическим.

В процессе сжатия $a-c$ объем рабочего тела уменьшается в несколько раз. Величина, численно равная отношению полного объема цилиндра к объему камеры сжатия

$$\varepsilon = \frac{V_a}{V_c} = \frac{V_{\max}}{V_{\min}}, \quad (9.3)$$

называется *степенью сжатия* рабочего тела в расширительной машине (цилиндре теплового двигателя).

Объем цилиндра V_h , заключенный между мертвыми точками (ВМТ и НМТ), называется рабочим объемом (в нем «работает» поршень). На рис. 9.4 видно, что

$$V_h = V_a - V_c. \quad (9.4)$$

Из выражения (9.4) определим полный объем цилиндра расширительной машины

$$V_a = V_c + V_h. \quad (9.5)$$

Подставляя выражение (9.5) в выражение (9.3), получим

$$\varepsilon = \frac{V_c + V_h}{V_c} = 1 + \frac{V_h}{V_c}. \quad (9.6)$$

Величина степени сжатия ограничивается таким образом, чтобы давление рабочего тела в цикле не превышало некоторого максимально допустимого значения

$$p_c \leq p_{\max}. \quad (9.7)$$

Площадь фигуры $a-c-V_c-V_a$ (рис. 9.4) под графиком процесса $a-c$ численно равна энергии, переданной окружающей средой рабочему телу в механической форме в процессе сжатия. Механическая энергия в процессе сжатия передается посредством выполнения работы окружающей средой над рабочим телом. Количество переданной энергии рабочему телу в процессе сжатия $a-c$ равно

$$W = P_s \cdot S, \quad (9.8)$$

где P_s — сила, приложенная к рабочему телу со стороны окружающей среды (через поршень расширительной машины); S — путь, пройденный поршнем в процессе сжатия рабочего тела.

Чем больше перемещается поршень при сжатии рабочего тела, тем больше давление в цилиндре расширительной машины. Следовательно, для перемещения поршня при сжатии величина приложенной к поршню внешней силы P_s должна превышать на бесконечно малую величину силу давления P рабочего тела:

$$P_s - P \rightarrow +0. \quad (9.9)$$

Так как сила P в процессе сжатия рабочего тела увеличивается, то и сила P_s тоже должна увеличиваться для выполнения условия (9.9). Сила P_s переменна по величине, поэтому вычислить по уравнению (9.8) количество энергии, переданное окружающей средой рабочему телу в механической форме, не представляется возможным.

Проанализируем смысл выражения (9.8). Величина P_s характеризует внешнее воздействие (окружающей среды) на рабочее тело. Перемещение поршня S также характеризует свойство окружающей среды (в данном случае поршень относится к окружающей среде). Таким образом, величины P_s и S характеризуют изменения, происходящие в окружающей среде. Это означает, что величина W определяет количество энергии, переданное окружающей средой рабочему телу в механической форме. Ее можно определить по изменению параметров окружающей среды. Первый закон термодинамики позволяет утверждать, если энергия окружающей среды в результате взаимодействия с рабочим телом уменьшилась на величину W , то энергия рабочего тела увеличилась на эту же величину.

Количество энергии, которое получило рабочее тело из окружающей среды, можно определить по изменению его термодинамических параметров:

- давления;
- объема;
- температуры.

Запишем уравнение первого закона термодинамики в аналитической форме $\Delta U = Q - W$. В процессе сжатия $a-c$ (рис. 9.4) рабочее тело получает энергию в механической форме, а от него энергия не отводится ни в какой форме. Известно, если рассматриваемая система и окружающая среда в

некотором процессе не обмениваются энергией в тепловой форме ($Q = 0$), то такой процесс называется адиабатным, а для адиабатного процесса последнее выражение можно представить в виде

$$\Delta U_{a-c} = -W_{a-c}, \quad (Q_{a-c} = 0). \quad (9.10)$$

Так как изменение внутренней энергии рабочего тела равно $\Delta U_{a-c} = mc_V(T_c - T_a)$, то выражение (9.10) можно представить в виде

$$-W_{a-c} = mc_V(T_c - T_a). \quad (9.11)$$

Преобразуем выражение (9.11) к виду

$$W_{a-c} = -mc_V(T_c - T_a). \quad (9.12)$$

Так как $T_c > T_a$, величина W_{a-c} , вычисленная по формуле (9.12), будет отрицательной. Величина W_{a-c} представляет собой количество энергии, переданной рабочему телу окружающей средой. Следовательно, величина W_{a-c} — это энергия, а поэтому не может быть отрицательной величиной. Входящие в выражение (9.12) величины характеризуют состояние рабочего тела. Величина W_{a-c} , определяемая по формуле (9.12), выражает изменение энергии рабочего тела (изучаемой системы). Так как $W_{a-c} < 0$ (величина отрицательна), то это означает, что энергия передается рабочему телу в механической форме (знак «минус» указывает на направление передачи энергии и ничего более). Ранее мы рассматривали правило знаков, одно из положений которого гласит: *если энергия передается рабочему телу в механической форме, то она отрицательна*. Рассматриваемый случай соответствует этому правилу.

Выражение (9.12) можно представить и в другом виде:

$$W_{a-c} = mc_V(T_a - T_c). \quad (9.13)$$

Так как $T_a < T_c$, то $W_{a-c} < 0$. Вывод аналогичен рассмотренному ранее.

В точке c (рис. 9.4) прекращают передачу энергии рабочему телу в механической форме и начинают передачу ему энергии в тепловой форме.

В процессе $c-z$ рабочему телу от нагревателя (окружающей среды) передается энергия в тепловой форме в количестве Q_1 , при этом рабочее тело расширяется (его объем увеличивается; $V_z > V_c$). Процессы подвода энергии Q_1 в тепловой форме и расширения рабочего тела согласованы таким образом, что в процессе $c-z$ давление рабочего тела остается неизменным: $p_c = p_z = p_{\max} = \text{idem}$. Таким образом, процесс $c-z$ является изобарным. Отсюда следует название рассматриваемого цикла.

В процессе подвода энергии Q_1 объем рабочего тела изменяется от V_c до V_z . Отношение

$$\rho = \frac{V_z}{V_c} \quad (9.14)$$

называют *степенью предварительного (изобарного) расширения рабочего тела*.

Так как в процессе $c-z$ рабочее тело расширяется, то одновременно с подводом к рабочему телу энергии в тепловой форме происходит отвод

энергии от него в механической форме. Количество энергии, отведенное от рабочего тела в механической форме в этом процессе, равно

$$W_{c-z} = p_z(V_{\text{кон}} - V_{\text{нач}}) = W_{c-z} = p_z(V_z - V_c). \quad (9.15)$$

Запишем уравнения состояния идеального газа для конечных точек процесса $c-z$

$$\left. \begin{aligned} p_c V_c &= m R_o T_c; \\ p_z V_z &= m R_o T_z \end{aligned} \right\}. \quad (9.16)$$

Разделим второе уравнение системы (9.16) на первое. Получим выражение

$$\frac{p_z V_z}{p_c V_c} = \frac{m R_o T_z}{m R_o T_c}$$

или после соответствующих сокращений

$$\frac{p_z V_z}{p_c V_c} = \frac{T_z}{T_c}. \quad (9.17)$$

Так как в изобарном процессе $c-z$ давление рабочего тела не изменяется ($p_z = p_c = idem$), выражение (9.17) можно представить с учетом выражения (9.14) в виде

$$\frac{V_z}{V_c} = \frac{T_z}{T_c} = \rho. \quad (9.18)$$

Количество энергии Q_1 в тепловой форме, полученное рабочим телом в изобарном процессе $c-z$, равно

$$Q_1 = m c_p (T_z - T_c), \quad (9.19)$$

где m — масса рабочего тела; c_p — удельная массовая теплоемкость рабочего тела при постоянном давлении (изобарная теплоемкость); T_z , T_c — температура рабочего тела соответственно в точках z и c (рис. 9.4).

Удельная массовая изобарная теплоемкость c_p численно равна количеству энергии в тепловой форме, которое необходимо сообщить рабочему телу массой 1 кг (1 г) или отвести от него в изобарном процессе, чтобы его температура изменилась на 1 градус в шкале Кельвина или шкале Цельсия (1 К = 1°C).

В точке z (рис. 9.4) подвод энергии к рабочему телу в тепловой форме прекращается, и рабочее тело продолжает расширяться без подвода энергии. В процессе расширения $z-b$ энергия отводится от рабочего тела в механической форме. В процессе $z-b$ рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме, поэтому процесс $z-b$ является адиабатическим. На основании выражения (9.10) для адиабатического процесса $z-b$ можно записать $\Delta U_{z-b} = -W_{z-b}$ или

$$W_{z-b} = -\Delta U_{z-b}. \quad (9.20)$$

Окончательно выражение (9.20) можно представить в виде

$$W_{z-b} = -m c_v (T_b - T_z). \quad (9.21)$$

Знак «минус» в выражении (9.20) указывает на то, что в процессе $z-b$ внутренняя энергия рабочего тела уменьшается. Так как $T_b < T_z$,

то величина W_{z-b} , определяемая по формуле (9.21), будет положительной ($W_{z-b} > 0$). Этот факт соответствует правилу знаков, принятому в термодинамике: если энергия в механической форме отводится от изучаемой системы, она записывается со знаком «плюс». Знак «плюс» указывает на направление передачи энергии в механической форме при взаимодействии изучаемой термодинамической системы и окружающей среды.

В процессе $b-a$ энергия в тепловой форме отводится от рабочего тела в холодильник. Объем рабочего тела в этом процессе не изменяется ($V_b = V_a$), поэтому процесс $b-a$ является изохорным. Количество энергии Q_2 , отведенное от рабочего тела в окружающую среду в тепловой форме, равно

$$Q_2 = mc_V(T_a - T_b). \quad (9.22)$$

Так как $T_a < T_b$, то $Q_2 < 0$. Это означает, что энергия отводится от рабочего тела в тепловой форме. На направление передачи энергии в тепловой форме указывает знак «минус». Этот вывод соответствует правилу знаков, принятому в термодинамике: если энергия в тепловой форме отводится от изучаемой системы, она записывается со знаком «минус».

В точке a цикл замыкается.

На основании выражения (8.50) определим термический КПД цикла

$$\eta_t = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = \frac{mc_p(T_z - T_c) - mc_V(T_b - T_a)}{mc_p(T_z - T_c)} = \frac{c_p(T_z - T_c) - c_V(T_b - T_a)}{c_p(T_z - T_c)}. \quad (9.23)$$

Выражение (9.23) преобразуем к виду

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{c_p \left[(T_z - T_c) - \frac{c_V}{c_p} (T_b - T_a) \right]}{c_p(T_z - T_c)} = \frac{c_p \left[(T_z - T_c) - \frac{1}{c_p/c_V} (T_b - T_a) \right]}{c_p(T_z - T_c)} = \\ &= \frac{\left[(T_z - T_c) - \frac{1}{k} (T_b - T_a) \right]}{(T_z - T_c)} = \frac{(T_z - T_c) - \frac{1}{k} (T_b - T_a)}{(T_z - T_c)} = \\ &= 1 - \frac{\frac{1}{k} (T_b - T_a)}{T_z - T_c} = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_b - T_a}{T_z - T_c}. \end{aligned} \quad (9.24)$$

Величина, численно равная отношению теплоемкостей

$$k = \frac{c_p}{c_V},$$

называется *показателем адиабаты*.

Из уравнения (9.18) определим температуру рабочего тела в точке c (рис. 9.4)

$$T_c = \frac{T_z}{\rho}. \quad (9.25)$$

Процессы $a-c$ и $z-b$ происходят адиабатически (рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме). Определим уравнение адиабатического процесса. Для этого воспользуемся аналитическим выражением первого закона термодинамики. Так как в адиабатическом процессе рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в

тепловой форме (в механической форме обмен энергией происходит), то выражение (8.5) можно представить в виде

$$\Delta U = Q - W = -W, \quad [Q = 0].$$

Последнее выражение запишем в виде

$$-\int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} p dV = mc_V \int_{T_{\text{нач}}}^{T_{\text{кон}}} dT. \quad (9.26)$$

Выражение (9.26) преобразуем к виду

$$\int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} p dV = -mc_V \int_{T_{\text{нач}}}^{T_{\text{кон}}} dT. \quad (9.27)$$

Из уравнения состояния идеального газа $pV = mR_o T$ определим давление рабочего тела

$$p = \frac{mR_o T}{V}. \quad (9.28)$$

Подставим выражение (9.28) в выражение (9.27):

$$\int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} \frac{mR_o T}{V} \cdot dV = -mc_V \int_{T_{\text{нач}}}^{T_{\text{кон}}} dT. \quad (9.29)$$

Так как $m = idem$ и $R_o = const$, то выражение (9.29) можно преобразовать к виду

$$mR_o \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} \frac{dV}{V} = -mc_V \int_{T_{\text{нач}}}^{T_{\text{кон}}} \frac{dT}{T}. \quad (9.30)$$

Проинтегрировав выражение (9.30), получим

$$mR_o \ln \frac{V_{\text{кон}}}{V_{\text{нач}}} = -mc_V \ln \frac{T_{\text{кон}}}{T_{\text{нач}}}. \quad (9.31)$$

Учитывая свойство логарифма, выражение (9.31) можно записать в виде

$$mR_o \ln \frac{V_{\text{кон}}}{V_{\text{нач}}} = mc_V \ln \frac{T_{\text{нач}}}{T_{\text{кон}}}. \quad (9.32)$$

Представим выражение (9.32) в виде

$$\frac{R_o}{c_V} \ln \frac{V_{\text{нач}}}{V_{\text{кон}}} = \ln \frac{T_{\text{кон}}}{T_{\text{нач}}}. \quad (9.33)$$

Учитывая свойство логарифма ($\ln x^a = a \cdot \ln x$), выражение (9.33) представим в виде

$$\ln \left(\frac{V_{\text{нач}}}{V_{\text{кон}}} \right)^{R_o/c_V} = \ln \frac{T_{\text{кон}}}{T_{\text{нач}}}; \quad \Leftrightarrow \left(\frac{V_{\text{нач}}}{V_{\text{кон}}} \right)^{R_o/c_V} = \frac{T_{\text{кон}}}{T_{\text{нач}}}. \quad (9.34)$$

Преобразуем показатель степени в выражении (9.34):

$$\frac{R_o}{c_V} = \frac{c_p - c_V}{c_V} = \frac{c_p}{c_V} - \frac{c_V}{c_V} = k - 1. \quad (9.35)$$

Тогда равенство (9.34) можно представить в виде

$$\left(\frac{V_{\text{нач}}}{V_{\text{кон}}}\right)^{k-1} = \frac{T_{\text{кон}}}{T_{\text{нач}}} \Leftrightarrow \frac{V_{\text{нач}}^{k-1}}{V_{\text{кон}}^{k-1}} = \frac{T_{\text{кон}}}{T_{\text{нач}}}$$

или

$$T_{\text{нач}} V_{\text{нач}}^{k-1} = T_{\text{кон}} V_{\text{кон}}^{k-1}. \quad (9.36)$$

Для адиабатических процессов сжатия $a-c$ и расширения $z-b$ (рис. 9.4) выражение (9.36) будет иметь вид соответственно:

$$T_a V_a^{k-1} = T_c V_c^{k-1}; \quad (9.37)$$

$$T_z V_z^{k-1} = T_b V_b^{k-1}. \quad (9.38)$$

Выражение (9.37) представим в виде

$$\frac{T_c}{T_a} = \frac{V_a^{k-1}}{V_c^{k-1}} = \left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{k-1}. \quad (9.39)$$

Учитывая выражение (9.3), равенство (9.39) представим в виде

$$\frac{T_c}{T_a} = \varepsilon^{k-1}. \quad (9.40)$$

Из выражения (9.40) определим температуру рабочего тела в точке a индикаторной диаграммы (рис. 9.4)

$$T_a = \frac{T_c}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (9.41)$$

С учетом равенства (9.25) выражение (9.41) примет вид

$$T_a = \frac{T_z}{\rho \cdot \varepsilon^{k-1}}. \quad (9.42)$$

Преобразуем выражение (9.38):

$$\frac{T_z}{T_b} = \frac{V_b^{k-1}}{V_z^{k-1}} = \left(\frac{V_b}{V_z}\right)^{k-1} = \delta^{k-1}. \quad (9.43)$$

Отношение объемов

$$\frac{V_b}{V_z} = \delta \quad (9.44)$$

называют *степенью последующего (адиабатического) расширения рабочего тела*.

Из выражения (9.43) имеем

$$T_b = \frac{T_z}{\delta^{k-1}}. \quad (9.45)$$

Подставляя равенства (9.25), (9.42) и (9.45) в зависимость (9.24), получим

$$\begin{aligned}\eta_t &= 1 - \frac{1}{k} \frac{(T_z/\delta^{k-1}) - [T_z/(\rho \cdot \varepsilon^{k-1})]}{T_z - (T_z/\rho)} = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_z \left(\frac{1}{\delta^{k-1}} - \frac{1}{\rho \cdot \varepsilon^{k-1}} \right)}{T_z \left(1 - \frac{1}{\rho} \right)} = \\ &= 1 - \frac{1}{k} \frac{(1/\delta^{k-1}) - (1/\rho \cdot \varepsilon^{k-1})}{1 - 1/\rho}.\end{aligned}\quad (9.46)$$

Определим взаимосвязь величин δ , ρ , ε , для чего воспользуемся выражением (9.44):

$$\delta = \frac{V_b}{V_z} = \frac{V_b}{V_c} \cdot \frac{V_c}{V_z} = \frac{V_b}{V_c} \cdot \frac{1}{V_z/V_c} = \frac{V_a}{V_c} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{\varepsilon}{\rho}.\quad (9.47)$$

В выражении (9.47) учтено, что $V_b = V_a$ (см. рис. 9.4).

Подставляя выражение (9.47) в выражение (9.46), получим

$$\begin{aligned}\eta_t &= 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{\frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} - \frac{1}{\rho \varepsilon^{k-1}}}{\frac{\rho - 1}{\rho}} = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho^{k-1} - \frac{1}{\rho}}{\frac{\rho - 1}{\rho}} = \\ &= 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho \cdot \rho^{k-1} - \rho \frac{1}{\rho}}{\rho - 1} = 1 - \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\rho^k - 1}{\rho - 1}.\end{aligned}\quad (9.48)$$

Проанализируем выражение (9.48):

1. С увеличением степени сжатия ε рабочего тела термический КПД цикла η_t с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме возрастает (рис. 9.5). В данном цикле при ограничении максимального давления рабочего тела по условиям прочности деталей расширительной машины реализуется максимально возможная степень сжатия.
2. С увеличением степени предварительного изобарного расширения ρ термический КПД цикла η_t уменьшается (при увеличении ρ величина ρ^{k-1} растет быстрее, чем величина $\rho - 1$, так как $k > 1$). Следовательно, для увеличения термического КПД цикла необходимо уменьшать величину степени предварительного изобарного расширения рабочего тела.

Энтропийная (тепловая) диаграмма цикла с изохорно-изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме представлена на рис. 9.6. В адиабатном процессе $a-c$ (рис. 9.4) рабочее тело сжимается без подвода и отвода энергии в тепловой форме (адиабатный процесс сжатия).

На основании определения энтропии

$$S = \frac{Q}{T}\quad (9.49)$$

можно утверждать, что энтропия рабочего тела в адиабатном процессе сжатия не изменяется, так как $Q = 0$. На энтропийной (тепловой) диаграмме (рис. 9.6) процесс сжатия рабочего тела изображается отрезком вертикальной прямой $a-c$, означающей постоянство энтропии ($S = idem$).

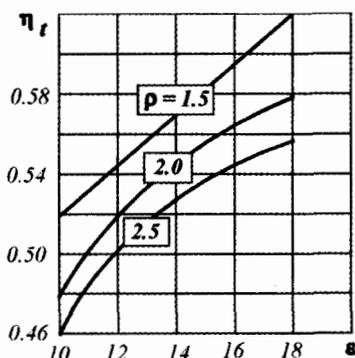


Рис. 9.5. Зависимость термического КПД цикла с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме от степени сжатия

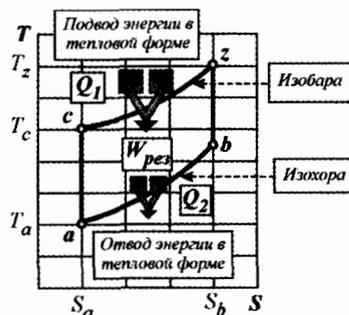


Рис. 9.6. Тепловая диаграмма идеализированного цикла с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме

В изобарном процессе $c-z$ (рис. 9.4) к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме. Изменение энтропии в этом процессе равно¹:

$$\Delta S_{c-z} = mc_V \ln \frac{p_{\text{кон}}}{p_{\text{нач}}} + mc_p \ln \frac{V_{\text{кон}}}{V_{\text{нач}}}. \quad (9.50)$$

Преобразуем выражение (9.50) к виду

$$\Delta S_{c-z} = mc_V \ln \frac{p_z}{p_c} + mc_p \ln \frac{V_z}{V_c} = mc_p \ln \frac{V_z}{V_c}, \quad (9.51)$$

$$[p_z = p_c; \quad p_z/p_c = 1; \quad \ln 1 = 0].$$

Так как $V_z > V_c$, то в процессе $c-z$ (рис. 9.6) энтропия рабочего тела возрастает по логарифмическому закону.

В процессе $z-b$ (рис. 9.4) рабочее тело расширяется без подвода и отвода энергии в тепловой форме (адиабатный процесс). Следовательно, как и в процессе $a-c$, энтропия рабочего тела не изменяется. На тепловой диаграмме (рис. 9.6) адиабатный процесс расширения рабочего тела изображается вертикальной прямой $z-b$.

В изохорном процессе $b-a$ (рис. 9.4) энергия в тепловой форме отводится от рабочего тела. В соответствии с зависимостью (9.50) для процесса $b-a$ можно записать:

$$\Delta S_{b-a} = mc_V \ln \frac{p_a}{p_b} + mc_p \ln \frac{V_a}{V_b} = mc_V \ln \frac{p_a}{p_b}, \quad (9.52)$$

$$[V_a = V_b; \quad V_a/V_b = 1; \quad \ln 1 = 0].^*$$

Так как $p_a < p_b$, то $\ln(p_a/p_b) < 0$, поэтому $\Delta S_{b-a} < 0$. Таким образом, в изохорном процессе $b-a$ (рис. 9.4) энтропия рабочего тела уменьшается. На тепловой диаграмме (рис. 9.6) изохорный процесс отвода энергии в тепловой форме изображается в виде логарифмической кривой $b-a$.

Можно сделать следующие выводы:

¹ См. часть 1 учебника.

1. Теоретический цикл с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме позволяет реализовать максимально возможную степень сжатия по условиям прочности расширительной машины.
2. Чем больше энергии в тепловой форме подводится к рабочему телу в изобарном процессе, тем больше его степень предварительного расширения в этом процессе, что при прочих равных условиях замедляет рост термического КПД цикла, а в некоторых случаях и уменьшает его.

Практика показала, что реализовать в поршневом тепловом двигателе теоретический цикл с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме не представляется возможным. Основная проблема на этом пути заключается в невозможности обеспечения подвода энергии в тепловой форме при постоянном давлении. Эта проблема в значительной мере обусловлена свойствами современных источников энергии, в которых скоростью передачи энергии к рабочему телу почти невозможно управлять.

9.2.2. Идеализированный цикл теплового двигателя с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме

Развитие научно-технической мысли привело к тому, что в современных тепловых двигателях в качестве источников энергии в тепловой форме используются вещества, которые в результате химического превращения «выделяют» большое количество энергии в тепловой форме. Это происходит, как правило, при их окислении (сгорании). Правильнее будет сказать, что при окислении происходит преобразование энергии из химической формы в тепловую форму. В естественных условиях реакции окисления этих веществ обычно не происходит. Эти реакции могут быть вызваны внешними воздействующими факторами. Вещество, которое в результате реакции окисления преобразует энергию из химической формы в тепловую форму, называют топливом. При определенных условиях реакции окисления топлива происходят почти мгновенно, поэтому логично предположить, что и энергия в тепловой форме подводится к рабочему телу тоже мгновенно.

Сожмем предварительно рабочее тело в цилиндре расширительной машины. Процесс сжатия на индикаторной диаграмме (рис. 9.7) показан линией $a-c$. В процессе сжатия $a-c$ к рабочему телу подводится энергия в механической форме, а энергией в тепловой форме рабочее тело и окружающая среда не обмениваются, поэтому этот процесс является адиабатическим. Запишем для процесса сжатия $a-c$ уравнение первого закона термодинамики (учитывая, что $Q_{a-c} = 0$):

$$\Delta U_{a-c} = Q_{a-c} - W_{a-c} = -W_{a-c}. \quad (9.53)$$

Выражение (9.53) представим в виде

$$W_{a-c} = -U_{a-c} = -mc_V(T_c - T_a). \quad (9.54)$$

Так как $T_c > T_a$, то $W_{a-c} < 0$. Это означает, что энергия в механической форме W_{a-c} передается от окружающей среды к рабочему телу (на это указывает знак «минус»).

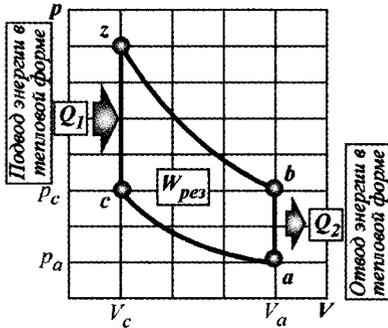


Рис. 9.7. Индикаторная диаграмма идеализированного цикла с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме

Энергия W_{a-c} , передаваемая рабочему телу окружающей средой в механической форме, численно равна площади фигуры (в некотором масштабе) $a-c-V_c-V_a$ (рис. 9.7).

В процессе $c-z$ энергия в тепловой форме почти мгновенно подводится к рабочему телу от нагревателя (окружающей среды). В этом процессе поршень расширительной машины не перемещается. Это означает, что процесс подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу происходит при его постоянном объеме, т. е. процесс $c-z$ является изохорным. Так как в изохорном процессе объем рабочего тела не изменяется

($\Delta V = 0$), то оно и окружающая среда не обмениваются энергией в механической форме, поэтому

$$W_{c-z} = \int_{V_c}^{V_z} p dV = 0, \quad [V = V_z = V_c = idem; \quad dV = d(idem) = 0].$$

Действительно, площадь фигуры под графиком процесса $c-z$ равна нулю. Запишем уравнение первого закона термодинамики для изохорного процесса $c-z$ (рис. 9.7)

$$\Delta U_{c-z} = Q_{c-z} - W_{c-z}$$

или

$$\Delta U_{c-z} = Q_{c-z}. \tag{9.55}$$

Количество энергии Q_{c-z} , подведенной к рабочему телу в тепловой форме в процессе $c-z$, равно

$$Q_1 = Q_{c-z} = \Delta U_{c-z} = mc_V(T_z - T_c). \tag{9.56}$$

Так как в изохорном процессе $c-z$ (рис. 9.7) давление рабочего тела резко возрастает, то количество Q_{c-z} подводимой энергии в тепловой форме ограничивается величиной максимального давления рабочего тела ($p_z = p_{max}$) по условиям прочности деталей расширительной машины.

В процессе $z-b$ (рис. 9.7) рабочее тело расширяется без обмена энергией в тепловой форме с окружающей средой, т. е. процесс является адиабатическим. Тем не менее, в процессе $z-b$ энергия отводится от рабочего тела в механической форме путем совершения работы W_{z-b} . Запишем уравнение первого закона термодинамики для адиабатического процесса $z-b$

$$\Delta U_{z-b} = Q_{z-b} - W_{z-b}. \tag{9.57}$$

Так как в адиабатическом процессе рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме ($Q_{z-b} = 0$), то выражение (9.57) можно представить в виде

$$\Delta U_{z-b} = -W_{z-b}. \tag{9.58}$$

Запишем выражение (9.58) в следующем виде:

$$W_{z-b} = -\Delta U_{z-b} = -mc_V(T_b - T_z). \quad (9.59)$$

Так как $T_b < T_z$, то количество энергии W_{z-b} в механической форме, определяемой по формуле (9.59), будет величиной положительной ($W_{z-b} > 0$). Следовательно, энергия в механической форме отводится от рабочего тела. Знак «минус» в выражении (9.59) указывает на то, что в процессе $z-b$ внутренняя энергия рабочего тела понижается. Это происходит из-за того, что от рабочего тела отводится энергия (в механической форме). Говорят, что рабочее тело совершает «положительную работу». Следует помнить, что термин «работа» указывает лишь на способ передачи энергии от одного тела к другому.

В процессе $b-a$ (рис. 9.7) энергия отводится от рабочего тела в тепловой форме в количестве Q_2 . Энергия в механической форме в этом процессе не отводится от рабочего тела ($W_{b-a} = 0$), так как его объем не изменяется. Процесс $b-a$ является изохорным, так как происходит при постоянном объеме. Площадь под графиком процесса $b-a$, выражающая в некотором масштабе количество энергии в механической форме, которым обменялись рабочее тело и окружающая среда, равна нулю. Для изохорного процесса $b-a$ уравнение первого закона термодинамики будет иметь вид

$$\Delta U_{b-a} = Q_{b-a} - W_{b-a} = Q_{b-a}, \quad [W_{b-a} = 0; \quad Q_{b-a} = Q_2]. \quad (9.60)$$

Уравнение (9.60) представим в виде

$$Q_2 = \Delta U_{b-a} = mc_V(T_a - T_b). \quad (9.61)$$

Так как $T_a < T_b$, то величина Q_2 , определяемая по формуле (9.61), будет отрицательной. Это означает, что от рабочего тела отводится энергия в тепловой форме в количестве Q_2 .

Определим результирующее количество энергии в механической форме, которым обмениваются рабочее тело и окружающая среда в ходе циклического процесса

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= W_{a-c} + W_{c-z} + W_{z-b} + W_{b-a} = W_{a-c} + W_{z-b} = \\ &= -mc_V(T_c - T_a) - mc_V(T_b - T_z) = -mc_V(T_c - T_a + T_b - T_z). \end{aligned} \quad (9.62)$$

Подставив выражения (9.56) и (9.62) в выражение (8.50), получим выражение для определения термического КПД цикла с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{W_{\text{рез}}}{Q_1} = \frac{-mc_V(T_c - T_a + T_b - T_z)}{mc_V(T_z - T_c)} = \frac{-(T_c - T_a + T_b - T_z)}{(T_z - T_c)} = \\ &= \frac{T_c - T_a + T_b - T_z}{T_c - T_z} = \frac{(T_c - T_z) + (T_b - T_a)}{T_c - T_z} = 1 + \frac{T_b - T_a}{T_c - T_z}. \end{aligned} \quad (9.63)$$

На основании равенства (9.34) для адиабатического процесса $a-c$ можно записать, что

$$\left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{\frac{R_0}{c_V}} = \frac{T_c}{T_a}. \quad (9.64)$$

На основании этого же равенства (9.34) для адиабатического процесса $z-b$ можно также записать следующее выражение:

$$\left(\frac{V_z}{V_b}\right)^{\frac{R_0}{cV}} = \frac{T_b}{T_z}. \quad (9.65)$$

Выражение (9.65) представим в виде

$$\left(\frac{V_b}{V_z}\right)^{\frac{R_0}{cV}} = \frac{T_z}{T_b}. \quad (9.66)$$

На рис. 9.7 видно, что $V_z = V_c$, а $V_b = V_a$, поэтому выражение (9.66) можно записать в виде

$$\left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{\frac{R_0}{cV}} = \frac{T_z}{T_b}. \quad (9.67)$$

Левые части равенств (9.64) и (9.67) равны, поэтому равны их правые части, т. е.

$$\frac{T_c}{T_a} = \frac{T_z}{T_b}. \quad (9.68)$$

Преобразуем выражение (9.68) к виду

$$\frac{T_c}{T_z} = \frac{T_a}{T_b}. \quad (9.69)$$

Вычтем из обеих частей равенства (9.69) единицу и преобразуем его:

$$\begin{aligned} \frac{T_c}{T_z} - 1 &= \frac{T_a}{T_b} - 1; & \frac{T_c - T_z}{T_z} &= \frac{T_a - T_b}{T_b}; \\ \eta_t &= 1 - \frac{1}{\left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{\frac{R_0}{cV}}}. \end{aligned} \quad (9.70)$$

Подставим выражение (9.70) в зависимость (9.63):

$$\eta_t = 1 - \frac{T_b}{T_z} = 1 - \frac{1}{T_z/T_b}. \quad (9.71)$$

Подставив в зависимость (9.71) выражение (9.67), получим

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{\frac{R_0}{cV}}}. \quad (9.72)$$

На рис. 9.7 видно, что отношение

$$\frac{V_a}{V_c} = \frac{V_{\max}}{V_{\min}} = \varepsilon$$

представляет собой *степень сжатия* рабочего тела. Следовательно, выражение (9.72) можно записать в виде

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\frac{R_0}{cV}}}. \quad (9.73)$$

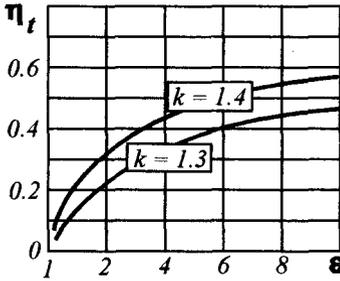


Рис. 9.8. Зависимость термического КПД цикла с изохорным процессом подвода энергии от степени сжатия

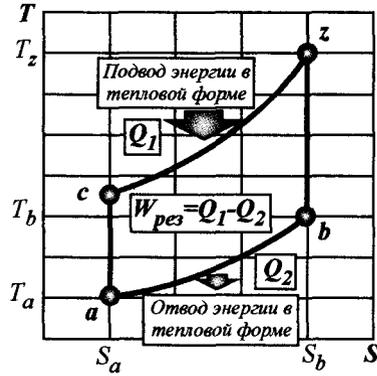


Рис. 9.9. Тепловая диаграмма цикла с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме

С учетом выражения (9.35) зависимость (9.73) можно представить в виде

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}. \tag{9.74}$$

Выражение (9.74) показывает, что термический КПД теоретического цикла с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме зависит только от степени сжатия рабочего тела ϵ и показателя адиабаты k .

Анализ выражения (9.74) показывает, что:

- с ростом степени сжатия ϵ термический КПД цикла с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме возрастает (рис. 9.8);
- если степень сжатия рабочего тела в цикле стремится к бесконечности ($\epsilon \rightarrow \infty$), то термический КПД цикла стремится к единице ($\eta_t \rightarrow 1$);
- так как $\epsilon = V_a/V_c = V_{max}/V_{min}$, то для увеличения степени сжатия до бесконечности ($\epsilon \rightarrow \infty$) необходимо или увеличить объем цилиндра расширительной машины до бесконечности ($V_a = V_{max} \rightarrow \infty$), или уменьшить минимальный объем рабочего тела в цикле до нуля ($V_c = V_{min} \rightarrow 0$). Первый путь ведет к бесконечным размерам расширительной машины, что невозможно с технической точки зрения. С другой стороны, с ростом степени сжатия рабочего тела в цикле его давление также увеличивается в сторону бесконечности. Современные материалы, из которых изготавливаются детали расширительной машины, таких нагрузок не могут выдержать из-за их ограниченной прочности.

График цикла в S - T -координатах представлен на рис. 9.9. В процессе $a-c$ рабочее тело адиабатически сжимается. К рабочему телу подводится энергия только в механической форме, и не отводится ни в какой форме. Следовательно, внутренняя энергия рабочего тела возрастает ($\Delta U_{a-c} > 0$), поэтому возрастает его температура ($\Delta T_{a-c} > 0$). Энтропия тела в процессе $a-c$ не изменяется ($\Delta S_{a-c} = 0$), так как рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме ($Q_{a-c} = 0$).

В изохорном процессе $c-z$ к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме в количестве Q_1 . Так как объем рабочего тела не изменяется,

его температура резко возрастает из-за увеличения внутренней энергии. Так как увеличивается температура рабочего тела, увеличивается и его давление. Изменение энтропии рабочего тела в процессе $c-z$ согласно выражению (9.50) равно

$$\begin{aligned}\Delta S_{c-z} &= mc_V \ln \frac{p_{\text{кон}}}{p_{\text{нач}}} + mc_p \ln \frac{V_{\text{кон}}}{V_{\text{нач}}} = \\ &= mc_V \ln \frac{p_z}{p_c} + mc_p \ln \frac{V_z}{V_c} = mc_V \ln \frac{p_z}{p_c}.\end{aligned}\quad (9.75)$$

Здесь учтено, что в процессе $c-z$ объем рабочего тела не изменяется ($V_z = V_c$) (рис. 9.7), поэтому $\ln(V_z/V_c) = \ln 1 = 0$.

Так как $p_z > p_c$, то $\ln(p_z/p_c) > 0$, следовательно, изменение энтропии в процессе $c-z$ положительно ($\Delta S_{c-z} > 0$). Таким образом, на тепловой диаграмме (рис. 9.9) изохорный процесс подвода энергии в тепловой форме $c-z$ к рабочему телу изображается в виде логарифмической кривой.

В процессе $z-b$ (рис. 9.7, 9.9) рабочее тело расширяется, отдавая энергию окружающей среде в механической форме, т. е. путем совершения работы. Энергия (в любой форме) к рабочему телу не подводится. Вследствие того, что энергия в механической форме отводится от рабочего тела, его энергия убывает ($\Delta U_{z-b} < 0$), следовательно, температура тела уменьшается ($T_b < T_z$). Так как температура рабочего тела уменьшается, а объем увеличивается, его давление тоже уменьшается. Так как в процессе расширения $z-b$ (рис. 9.9) рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме, энтропия тела в этом процессе не изменяется ($\Delta S_{z-b} = 0$), поэтому на энтропийной диаграмме (рис. 9.9) график процесса $z-b$ изображается вертикальной прямой.

В процессе $b-a$ энергия в тепловой форме отводится от рабочего тела в окружающую среду (холодильник) в количестве Q_2 . Так как в этом процессе к рабочему телу энергия в любой форме не подводится, то его внутренняя энергия уменьшается ($\Delta U_{b-a} < 0$), следовательно, понижаются его температура ($T_a < T_b$) и давление. Запишем выражение (9.50) для процесса $b-a$ (рис. 9.7)

$$\begin{aligned}\Delta S_{b-a} &= mc_V \ln \frac{p_a}{p_b} + mc_p \ln \frac{V_a}{V_b} = mc_p \ln \frac{V_a}{V_b}, \\ &[V_a = V_b; \quad V_a/V_b = 1; \quad \ln 1 = 0].\end{aligned}\quad (9.76)$$

Так как $p_a < p_b$, то $\ln(p_a/p_b) < 0$, поэтому $\Delta S_{b-a} < 0$. Это означает, что в процессе $b-a$ энтропия рабочего тела уменьшается.

Как видно из выражения (9.74), с ростом степени сжатия рабочего тела в расширительной машине термический КПД цикла возрастает. Чем больше термический КПД, тем большее количество энергии в механической форме может быть отведено в окружающую среду для удовлетворения производственных процессов. Таким образом, степень сжатия рабочего тела в цикле желательно увеличивать. Однако, чем больше степень сжатия рабочего тела, тем больше его давление в конце процесса сжатия (точке c ; рис. 9.7). Если увеличивать степень сжатия при неизменном количестве энергии Q_1 , подводимой к рабочему телу в тепловой форме в изохорном процессе $c-z$, то давление в точке z будет увеличиваться. Это может

привести к значительным нагрузкам на детали расширительной машины теплового двигателя. Ограничить рост давления p_z можно путем уменьшения количества подводимой энергии в тепловой форме Q_1 , но это приведет к уменьшению термического КПД цикла. Следовательно, увеличение степени сжатия рабочего тела и уменьшение количества подводимой к нему энергии в тепловой форме — два взаимно исключаящих мероприятия по повышению термического КПД цикла. На практике ограничивают степень сжатия рабочего тела в расширительной машине некоторым допустимым предельным значением с целью ограничения его максимально допустимого давления в точке z (рис. 9.7).

Отношение давлений

$$\lambda = \frac{p_z}{p_c} \quad (9.77)$$

называют *степенью повышения давления рабочего тела* в изохорном процессе подвода энергии в тепловой форме.

Таким образом, в цикле с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу требуется ограничение его степени сжатия из-за ограниченной прочности деталей расширительной машины. По этой причине в двигателях с изохорным процессом подвода тепловой энергии степень сжатия рабочего тела наименьшая.

Как указывалось ранее, в двигателях, работающих по такому циклу, энергия в тепловой форме подводится к рабочему телу очень быстро — поршень расширительной машины в этот промежуток времени почти не перемещается. Такие тепловые двигатели получили другое название — двигатели с быстрым подводом тепловой энергии к рабочему телу.

Если количество энергии $W_{\text{рез}}$, отводимое от рабочего тела в механической форме в ходе циклического процесса, разделить на время t , в течение которого эта энергия отводится, получим поток энергии в механической форме в единицу времени, который называют индикаторной мощностью (обозначается N_i),

$$N_i = \frac{W_{\text{рез}}}{t}. \quad (9.78)$$

В общем случае величина $W_{\text{рез}}$ зависит от термического КПД цикла η_t и количества сообщаемой рабочему телу энергии в тепловой форме Q_1 .

Из выражения (9.78) видно, чем меньше продолжительность цикла t при прочих неизменных условиях, тем большей индикаторной мощностью обладает расширительная машина.

Таким образом, мощность расширительной машины теплового двигателя, работающего по циклу с изохорным процессом подвода тепловой энергии, ограничена по причине того, что:

- ограничена степень сжатия рабочего тела, что ограничивает максимальное значение термического КПД;
- ограничение термического КПД цикла ограничивает результирующую величину энергии в механической форме $W_{\text{рез}}$, отводимую от рабочего тела в циклическом процессе.

Для увеличения индикаторной мощности расширительной машины теплового двигателя следует увеличивать степень сжатия рабочего тела без

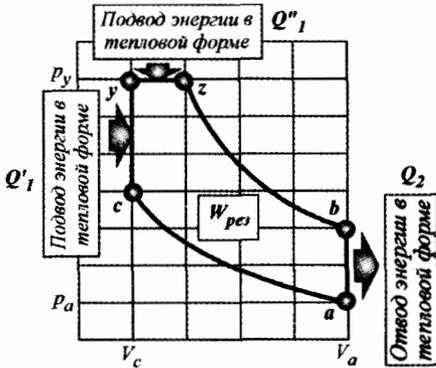


Рис. 9.10. Индикаторная диаграмма цикла с изохорно-изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме

уменьшения количества подводимой к рабочему телу энергии в тепловой форме при ограниченном значении его максимального давления.

Выполнить такие условия можно, если энергию в тепловой форме подводить к рабочему телу в два этапа:

- первую часть энергии в тепловой форме подвести к рабочему телу при постоянном объеме ($V = idem$);
- вторую часть энергии в тепловой форме подвести к рабочему телу при постоянном давлении ($p = idem$).

Для этого потребуется осуществить регулирование скорости подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме.

9.2.3. Идеализированный цикл теплового двигателя с изохорноизобарным процессом подвода энергии в тепловой форме

Индикаторная диаграмма такого цикла показана на рис. 9.10. В процессе $a-c$ рабочее тело сжимается. Это означает, что рабочему телу передается энергия в механической форме (путем совершения над ним работы сжатия W_{a-c}). В тепловой форме энергия рабочему телу не передается и не отводится от него. Следовательно, процесс сжатия $a-c$ является адиабатическим.

На основании первого закона термодинамики (закона сохранения энергии) для процесса $a-c$ можно записать, что

$$\Delta U_{a-c} = Q_{a-c} - (-W_{a-c}) = W_{a-c}, \quad [Q_{a-c} = 0]. \quad (9.79)$$

В зависимости (9.79) учтено правило знаков: подводимая к рабочему телу извне энергия в механической форме записывается со знаком «минус».

Из выражения (9.79) видно, что при сжатии внутренняя энергия рабочего тела увеличивается. Температура рабочего тела тоже увеличивается [$U = f(T)$]. Из уравнения состояния идеального газа $pV = mR_0T$ видно, что при увеличении температуры рабочего тела T его правая часть увеличивается, поэтому должна увеличиваться и его левая часть — произведение pV . Так как в процессе $a-c$ объем рабочего тела уменьшается, то давление p рабочего тела должно увеличиваться.

В точке c (рис. 9.10) рабочее тело (газ) приведем в контакт с нагревателем. Нагреватель передаст рабочему телу некоторое количество Q_1 энергии в тепловой форме. На первом этапе (процесс $c-y$) передача энергии в тепловой форме происходит настолько быстро, что поршень в цилиндре расширительной машины почти не перемещается. В процессе $c-y$ рабочему телу будет передана энергия в тепловой форме в количестве, равном Q'_1 . Так как в процессе $c-y$ объем рабочего тела не изменяется (поршень не перемещается), то процесс является изохорным ($V_{c-y} = idem$).

В изохорном процессе $c-y$ энергия в любой форме не отводится от рабочего тела, хотя к нему подводится в тепловой форме. На основании первого закона термодинамики для процесса $c-y$ можно записать

$$\Delta U_{c-y} = Q'_1 + W_{c-y} = Q'_1, \quad [W_{c-y} = 0].$$

В соответствии с правилом термодинамических знаков, подводимая к рабочему телу энергия в тепловой форме Q'_1 записывается со знаком плюс. Приведенное выше выражение показывает, что вся подводимая к рабочему телу извне энергия в тепловой форме приводит к увеличению его внутренней энергии ($\Delta U_{c-y} > 0$).

В процессе $y-z$ происходит передача энергии в тепловой форме от нагревателя к рабочему телу несколько медленнее при одновременном перемещении поршня расширительной машины в сторону увеличения объема. В этом процессе объем рабочего тела увеличивается, а давление остается неизменным ($p_{y-z} = idem$). В изобарном процессе $y-z$ рабочему телу от нагревателя передается энергия в тепловой форме в количестве Q''_1 . В этом процессе энергия в тепловой форме не только подводится к рабочему телу, но и отводится от него в механической форме путем совершения работы W_{y-z} . Для процесса $y-z$ выражение первого закона термодинамики будет иметь вид

$$\Delta U_{y-z} = Q''_1 - W_{y-z}.$$

В соответствии с правилом термодинамических знаков, подводимая в тепловой форме энергия Q''_1 и отводимая в механической форме W_{y-z} записываются со знаком плюс.

В точке z прервем контакт между рабочим телом и нагревателем. Рабочее тело будет продолжать расширяться без подвода и отвода энергии в тепловой форме. Следовательно, процесс расширения $z-b$ будет происходить адиабатически. В адиабатном процессе $z-b$ от рабочего тела отводится энергия в механической форме путем совершения работы W_{z-b} над окружающей средой.

Запишем для адиабатного процесса $z-b$ выражение первого закона термодинамики

$$\Delta U_{z-b} = Q_{z-b} - W_{z-b} = -W_{z-b}, \quad [Q_{z-b} = 0]. \quad (9.80)$$

Выражение (9.80) показывает, что в адиабатном процессе $z-b$ внутренняя энергия рабочего тела уменьшается ($U_b < U_z$), так как от него отводится энергия в механической форме. Следовательно, температура рабочего тела понижается ($T_b < T_z$). При уменьшении температуры рабочего тела значение правой части в уравнении состояния идеального газа $pV = mR_0T$ уменьшается, поэтому значение левой части этого выражения тоже

уменьшается. Так как объем рабочего тела в процессе $z-b$ увеличивается, то это означает, что в процессе $z-b$ интенсивно понижается давление рабочего тела ($p_b < p_z$).

В точке b (рис. 9.10) рабочее тело приводят в контакт с холодильником (приемником энергии в тепловой форме) и в процессе $b-a$ от рабочего тела отводят энергию в тепловой форме в количестве Q_2 в окружающую среду. Поршень расширительной машины при этом не перемещается, поэтому объем рабочего тела не изменяется, т. е. отвод энергии Q_2 происходит при постоянном объеме рабочего тела. Процесс $b-a$ является адиабатным. Так как площадь индикаторной диаграммы под графиком процесса $b-a$ равна нулю, энергия в механической форме не подводится к рабочему телу и не отводится от него ($W_{b-a} = 0$).

Запишем выражение первого закона термодинамики для изохорного процесса $b-a$ с учетом правила знаков $\Delta U_{b-a} = -Q_2 - W_{b-a} = -Q_2$.

Приведенное выражение показывает, что в изохорном процессе $b-a$ внутренняя энергия рабочего тела уменьшается за счет ее отвода в тепловой форме.

Определим по формуле (8.50) термический КПД цикла с изохорно-изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме

$$\eta_{t,V-p} = \frac{W_{\text{рез}}}{Q_1} = \frac{W_{a-c-y-z-b}}{Q_1' + Q_1''}. \quad (9.81)$$

Результирующее количество энергии, отводимой от рабочего тела в механической форме, равно

$$W_{\text{рез}} = W_{a-c} + W_{c-y} + W_{y-z} + W_{z-b} + W_{b-a}. \quad (9.82)$$

В изохорных процессах $c-y$ и $b-a$ (рис. 9.10) рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в механической форме, т. е. $W_{c-y} = W_{b-a} = 0$. Учитывая это, выражение (9.82) можно представить в виде

$$W_{\text{рез}} = W_{a-c} + W_{y-z} + W_{z-b}. \quad (9.83)$$

Запишем уравнение первого закона термодинамики для адиабатного процесса $a-c$ (рис. 9.10) без учета правила термодинамических знаков

$$\Delta U_{a-c} = Q_{a-c} - W_{a-c}. \quad (9.84)$$

В адиабатном процессе $a-c$ рабочее тело и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме, поэтому $Q_{a-c} = 0$. Выражение (9.84) в таком случае упростится: $\Delta U_{a-c} = -W_{a-c}$ или *

$$W_{a-c} = -\Delta U_{a-c} = -mc_V(T_{\text{кон}} - T_{\text{нач}}) = -mc_V(T_c - T_a). \quad (9.85)$$

Так как $T_a < T_c$, то $W_{a-c} < 0$. Энергия не может быть отрицательной величиной и знак минус в выражении (9.85) лишь указывает на направление передачи энергии в механической форме от окружающей среды к рабочему телу.

Так как в процессе $y-z$ (рис. 9.10) давление рабочего тела неизменно ($p_z = p_y = \text{idem}$), то количество энергии в механической форме W_{y-z} ,

которым обмениваются рабочее тело и окружающая среда, определим по формуле

$$W_{y-z} = p_y \cdot \Delta V_{y-z} = p_z \cdot (V_z - V_y) = p_z \cdot (V_z - V_c), \quad [p_z = p_c; \quad V_y = V_c]. \quad (9.86)$$

Так как $V_z > V_c$, то $W_{y-z} > 0$. Положительное значение величины энергии в механической форме, которым обмениваются рабочее тело и окружающая среда, указывает на то, что в изобарном процессе $y-z$ (рис. 9.10) энергия в механической форме передается рабочим телом окружающей среде.

Запишем уравнение первого закона термодинамики (8.5) для адиабатного процесса $z-b$ (рис. 9.10)

$$\Delta U_{z-b} = Q_{z-b} - W_{z-b}. \quad (9.87)$$

Так как в любом адиабатном процессе термодинамическая система и окружающая среда не обмениваются энергией в тепловой форме, выражение (9.87) можно представить в виде

$$\Delta U_{z-b} = -W_{z-b}$$

или

$$W_{z-b} = -\Delta U_{z-b} = -mc_V(T_b - T_z) = mc_V(T_z - T_b). \quad (9.88)$$

Подставляя выражения (9.85), (9.86) и (9.88) в выражение (9.83), получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= -mc_V(T_c - T_a) + p_z(V_z - V_c) + mc_V(T_z - T_b) = \\ &= mc_V(T_a - T_c) + mc_V(T_z - T_b) + p_z(V_z - V_c) = \\ &= mc_V(T_a - T_c + T_z - T_b) + p_z(V_z - V_c). \end{aligned} \quad (9.89)$$

Преобразуем выражение (9.89) следующим образом. Второе слагаемое выражения (9.89) представим в виде $p_z(V_z - V_c) = p_z V_z - p_z V_c$. Учитывая выражение (9.77), его можно представить в виде

$$p_z V_z - p_z V_c = p_z V_z - \lambda \cdot p_c V_c. \quad (9.90)$$

Используя уравнения состояния идеального газа $pV = mR_o T$, выражение (9.90) можно представить в виде

$$p_z V_z - \lambda p_c V_c = mR_o T_z - \lambda mR_o T_c = mR_o(T_z - \lambda T_c). \quad (9.91)$$

Из равенства (9.39) определим температуру рабочего тела в точке c (рис. 9.10)

$$T_c = T_a \cdot \varepsilon^{k-1}. \quad (9.92)$$

Запишем уравнение состояния рабочего тела для крайних точек изобарного процесса $y-z$ (рис. 9.10):

$$\left. \begin{aligned} p_y V_y &= mR_o T_y; \\ p_z V_z &= mR_o T_z \end{aligned} \right\}.$$

Разделим второе уравнение на первое:

$$\frac{p_z V_z}{p_y V_y} = \frac{mR_o T_z}{mR_o T_y} = \frac{T_z}{T_y}.$$

В изобарном процессе $y-z$ (рис. 9.10) давление рабочего тела постоянно, т. е. $p_z = p_y$. Учитывая это, последнее выражение можно записать в виде

$$\frac{V_z}{V_y} = \frac{T_z}{T_y} = \rho, \quad (9.93)$$

где ρ — степень предварительного расширения рабочего тела в изобарном процессе $y-z$.

Из уравнения (9.93) определим температуру рабочего тела в точке z (рис. 9.10)

$$T_z = \rho T_y. \quad (9.94)$$

Запишем уравнение состояния рабочего тела (идеального газа) для крайних точек процесса $c-y$ (рис. 9.10):

$$\left. \begin{aligned} p_y V_y &= m R_o T_y; \\ p_c V_c &= m R_o T_c \end{aligned} \right\}.$$

Разделим первое уравнение на второе:

$$\frac{p_y V_y}{p_c V_c} = \frac{m R_o T_y}{m R_o T_c} = \frac{T_y}{T_c}.$$

Учитывая, что в изохорном процессе $c-y$ (рис. 9.10) объем рабочего тела не изменяется ($V_y = V_c$), последнее выражение представим в виде

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

Из этого выражения определим давление рабочего тела в точке y (рис. 9.10)

$$T_y = \lambda T_c. \quad (9.95)$$

Подставим выражение (9.95) в выражение (9.94):

$$T_z = \rho \lambda T_c. \quad (9.96)$$

Подставляя выражение (9.92) в выражение (9.96), получим

$$T_z = \rho \lambda T_a \varepsilon^{k-1}. \quad (9.97)$$

Для определения температуры рабочего тела в точке b индикаторной диаграммы (рис. 9.10) воспользуемся уравнением адиабаты (9.36)

$$\frac{T_b}{T_z} = \left(\frac{V_z}{V_b} \right)^{k-1}. \quad (9.98)$$

Из уравнения (9.98) имеем

$$T_b = T_z \left(\frac{V_z}{V_b} \right)^{k-1}. \quad (9.99)$$

С учетом (9.93), выражение (9.99) представим в виде

$$T_b = T_z \left(\frac{\rho V_y}{V_b} \right)^{k-1}. \quad (9.100)$$

Но так как $V_y = V_c$, а $V_b = V_a$ (см. рис. 9.10), выражение (9.100) можно представить в виде

$$T_b = T_z \left(\frac{\rho V_c}{V_a} \right)^{k-1}. \quad (9.101)$$

Преобразуем выражение (9.101) к виду

$$T_b = T_z \left(\frac{\rho}{V_a/V_c} \right)^{k-1} = T_z \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1}, \quad \left[\frac{V_a}{V_c} = \varepsilon \right]. \quad (9.102)$$

Подставляя выражение (8.97) в выражение (9.102), получим

$$\begin{aligned} T_b &= T_a \rho \lambda \varepsilon^{k-1} \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^{k-1} = T_a \rho \lambda \varepsilon^{k-1} \frac{\rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} = \\ &= T_a \rho \lambda \rho^{k-1} = T_a \lambda \rho^k. \end{aligned} \quad (9.103)$$

Подставляя выражения (9.92), (9.97) в выражение (9.91), получим

$$\begin{aligned} mR_o(T_z - \lambda T_c) &= mR_o(\rho \lambda \varepsilon^{k-1} T_a - \lambda T_a \varepsilon^{k-1}) = \\ &= mR_o \lambda \varepsilon^{k-1} T_a (\rho - 1). \end{aligned} \quad (9.104)$$

Преобразуем первый член выражения (9.89), учитывая выражения (9.92), (9.97) и (9.103):

$$\begin{aligned} mc_V(T_a - T_c + T_z - T_b) &= mc_V(T_a - T_a \varepsilon^{k-1} + \rho \lambda T_a \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda T_a) = \\ &= mc_V T_a (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \lambda \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda). \end{aligned} \quad (9.105)$$

Из уравнения Майера определим удельную массовую теплоемкость рабочего тела при постоянном объеме c_V :

$$c_p - c_V = R_o; \quad (9.106)$$

$$c_V \left(\frac{c_p}{c_V} - 1 \right) = R_o; \quad (9.107)$$

$$c_V(k-1) = R_o; \quad (9.108)$$

$$c_V = \frac{R_o}{k-1}. \quad (9.109)$$

Выражение (9.105) можно теперь записать в виде

$$mc_V T_a (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \lambda \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda) = m \frac{R_o}{k-1} T_a (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \lambda \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda). \quad (9.110)$$

Подставляя выражения (9.104) и (9.110) в выражение (9.89), получим

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= \frac{mR_o T_a}{k-1} (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \lambda \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda) + mR_o \lambda \varepsilon^{k-1} T_a (\rho - 1) = \\ &= \frac{mR_o T_a}{k-1} [(1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \lambda \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda) + \lambda \varepsilon^{k-1} (k-1)(\rho - 1)]. \end{aligned} \quad (9.111)$$

Определим количество тепловой энергии Q_1 , которая подводится к рабочему телу в цикле:

$$Q_1 = Q'_1 + Q''_1 = mc_V(T_y - T_c) + mc_p(T_z - T_y), \quad (9.112)$$

где Q'_1 — количество тепловой энергии, подведенной к рабочему телу в изохорном процессе $c-y$ (рис. 9.10); Q''_1 — количество тепловой энергии, подведенной к рабочему телу в изобарном процессе $y-z$; m — масса рабочего тела; c_V — удельная теплоемкость рабочего тела при постоянном объеме; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; T_c, T_y, T_z — температура рабочего тела в соответствующих точках цикла.

Из уравнения Майера (9.106) определим удельную теплоемкость рабочего тела при постоянном давлении c_p :

$$c_p \left(1 - \frac{c_V}{c_p}\right) = R_o; \quad (9.113)$$

$$c_p \left(1 - \frac{1}{c_p/c_V}\right) = R_o; \quad c_p \left(1 - \frac{1}{k}\right) = R_o; \quad c_p \left(\frac{k-1}{k}\right) = R_o; \quad (9.114)$$

$$c_p = \frac{kR_o}{k-1}. \quad (9.115)$$

Подставляя выражения (9.109) и (9.115) в выражение (9.112), получим

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{mR_o}{k-1} (T_y - T_c) + \frac{mR_o k}{k-1} (T_z - T_y) = \\ &= \frac{mR_o}{k-1} [(T_y - T_c) + k(T_z - T_y)] = \frac{mR_o}{k-1} [T_y - T_c + kT_z - kT_y] = \\ &= \frac{mR_o}{k-1} [T_y(1-k) + kT_z - T_c]. \end{aligned} \quad (9.116)$$

Из уравнения (9.93) определим температуру рабочего тела в точке y (рис. 9.10)

$$T_y = \frac{T_z}{\rho}. \quad (9.117)$$

Подставляя выражение (9.97) в выражение (9.117), получим

$$T_y = \frac{\rho \lambda \cdot T_a \cdot \varepsilon^{k-1}}{\rho} = \lambda T_a \varepsilon^{k-1}. \quad (9.118)$$

Подставим выражения (9.92), (9.97) и (9.118) в выражение (9.116):

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{mR_o}{k-1} [\lambda \varepsilon^{k-1} T_a (1-k) + k \lambda \rho \varepsilon^{k-1} T_a - \varepsilon^{k-1} T_a] = \\ &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \varepsilon^{k-1} [\lambda(1-k) + \lambda \rho k - 1] = \frac{mR_o T_a}{k-1} \varepsilon^{k-1} [\lambda - k\lambda + k\rho\lambda - 1] = \\ &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + (k\lambda\rho - k\lambda)] = \frac{mR_o T_a}{k-1} \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)] \end{aligned} \quad (9.119)$$

Подставляя выражения (9.111) и (9.119) в выражение (9.81), получим выражение для определения термического КПД цикла с изохорно-

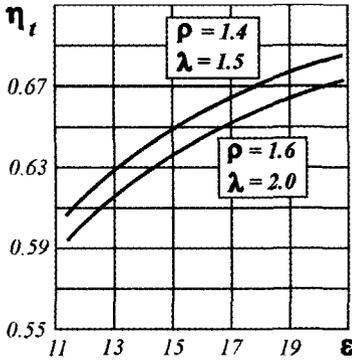


Рис. 9.11. Зависимость термического КПД цикла от степени сжатия

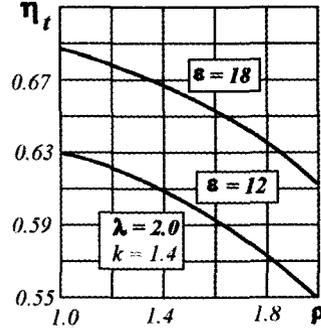


Рис. 9.12. Зависимость термического КПД цикла от степени предварительного расширения рабочего тела

изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме

$$\begin{aligned}
 \eta_t &= \frac{\frac{mR_o T}{k-1} [1 - \lambda \rho^k - \varepsilon^{k-1} + \lambda \rho \varepsilon^{k-1} + \lambda \varepsilon^{k-1} (k-1)(\rho-1)]}{\frac{mR_o T}{k-1} \varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = \\
 &= \eta_t = \frac{[1 - \lambda \rho^k - \varepsilon^{k-1} + \lambda \rho \varepsilon^{k-1} + \lambda \varepsilon^{k-1} (k-1)(\rho-1)]}{\varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = \\
 &= \frac{\lambda \varepsilon^{k-1} (\rho k - \rho - k + 1) + (1 - \lambda \rho^k - \varepsilon^{k-1} + \lambda \rho \varepsilon^{k-1})}{\varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = \\
 &= \frac{\lambda \rho k \varepsilon^{k-1} - \lambda \rho \varepsilon^{k-1} - k \lambda \varepsilon^{k-1} + \lambda \varepsilon^{k-1} + 1 - \lambda \rho^k - \varepsilon^{k-1} + \lambda \rho \varepsilon^{k-1}}{\varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = \\
 &= \frac{k \lambda \varepsilon^{k-1} (\rho-1) + \varepsilon^{k-1} (\lambda-1) + 1 - \lambda \rho^k}{\varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = \\
 &= \frac{\varepsilon^{k-1} \left[k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1) + \frac{1 - \lambda \rho^k}{\varepsilon^{k-1}} \right]}{\varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = \\
 &= 1 + \frac{1 - \lambda \rho^k}{\varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)]} = \\
 &= 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda \rho^{k-1} - 1}{k\lambda(\rho-1) + (\lambda-1)}. \tag{9.120}
 \end{aligned}$$

Проанализируем выражение (9.120):

- чем больше степень сжатия ε , тем больше термический КПД цикла (рис. 9.11, 9.12);
- при увеличении степени предварительного расширения ρ термический КПД цикла уменьшается (рис. 9.12, 9.13);
- при увеличении степени повышения давления λ от 1.0 до 3.0 термический КПД цикла возрастает при любом ρ (рис. 9.13). Если $\rho > 2.0$, то в области $\lambda \geq 3.0$ рост термического КПД замедляется, а в некоторых

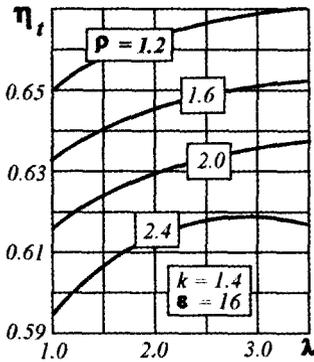


Рис. 9.13. Зависимость термического КПД цикла от степени повышения давления рабочего тела

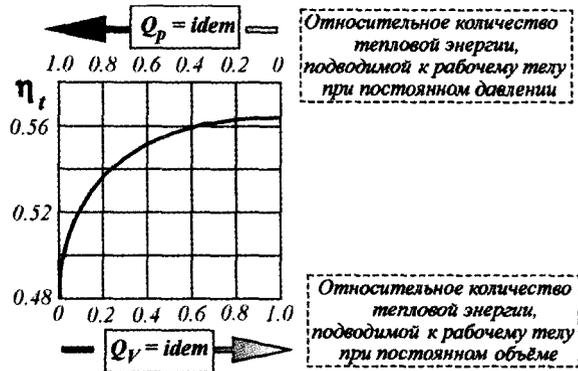


Рис. 9.14. Зависимость термического КПД цикла от соотношения количеств тепловой энергии, подводимой к рабочему телу при постоянном давлении и постоянном объеме

случаях и уменьшается. По этой причине в циклах реальных двигателей не следует реализовывать значения $\rho > 2$ и $\lambda > 3.0$;

- для повышения термического КПД цикла необходимо увеличивать ϵ и λ , а ρ уменьшать. Чем больше энергии в тепловой форме подводится к рабочему телу при постоянном объеме ($V = idem$) и меньше при постоянном давлении ($p = idem$), тем больше термический КПД цикла (рис. 9.14).

Построим тепловую (энтропийную) диаграмму цикла, используя следующие выражения¹:

$$\left. \begin{aligned} \Delta S = S_2 - S_1 &= m c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} - m R_o \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}, \\ \Delta s = s_2 - s_1 &= c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} - R_o \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \end{aligned} \right\}; \quad (9.121)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta S = S_2 - S_1 &= m c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + m R_o \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}, \\ \Delta s = s_2 - s_1 &= c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R_o \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} \end{aligned} \right\}; \quad (9.122)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta S = S_2 - S_1 &= m c_p \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} + m c_V \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}, \\ \Delta s = s_2 - s_1 &= c_p \cdot \ln \frac{V_2}{V_1} + c_V \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \end{aligned} \right\}. \quad (9.123)$$

В процессе сжатия $a-c$ (рис. 9.10) энергия в тепловой форме не подводится к рабочему телу и не отводится от него ($Q_{a-c} = 0$). В соответствии с выражением (9.49) изменение энтропии в этом процессе равно нулю

$$\Delta S_{a-c} = \frac{Q_{a-c}}{T} = 0, \quad [V_y = V_c = idem].$$

¹ См. часть 1 пособия.

На тепловой диаграмме (рис. 9.15) процесс сжатия $a-c$ изображается в виде вертикальной прямой, означающей неизменность энтропии

$$(S_{a-c} = idem).$$

В процессе $c-y$ (рис. 9.10) к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме в количестве Q'_1 . Давление и температура рабочего тела увеличиваются ($p_y > p_c$; $T_y > T_c$) при неизменном объеме ($V_y = V_c = idem$). Из выражения (9.122) следует, что

$$\Delta S_{c-y} = mc_V \ln \frac{T_y}{T_c} + mR_o \ln \frac{V_y}{V_c}.$$

Так как $V_y = V_c$, то $\ln \frac{V_y}{V_c} = \ln 1 = 0$. Следовательно, изменение энтропии в процессе $c-y$ (рис. 9.10) равно

$$\Delta S_{c-y} = mc_V \ln \frac{T_y}{T_c} > 0, \quad [p_y > p_c; \quad \frac{p_y}{p_c} > 1].$$

Таким образом, в процессе $c-y$ энтропия рабочего тела увеличивается. На тепловой диаграмме (рис. 9.15) процесс подвода энергии в тепловой форме изображается в виде логарифмической кривой $c-y$.

В процессе $y-z$ (рис. 9.10) энергия к рабочему телу тоже подводится в тепловой форме в количестве Q''_1 . Определим изменение энтропии рабочего тела в этом процессе по формуле (9.123)

$$\Delta S_{y-z} = mc_V \ln \frac{p_z}{p_c} + mc_p \ln \frac{V_z}{V_y}.$$

Так как в процессе $y-z$ (рис. 9.10) давление рабочего тела не изменяется ($p_z = p_y = idem$), то последнее выражение можно представить в виде

$$\Delta S_{y-z} = mc_p \ln \frac{V_z}{V_y}, \quad \left[\ln \frac{p_z}{p_y} = \ln 1 = 0 \right].$$

Так как $V_z > V_y$, то $\Delta S_{y-z} > 0$. Следовательно, в процессе $y-z$ энтропия рабочего тела возрастает. На тепловой диаграмме (рис. 9.15) процесс $y-z$ изображается логарифмической кривой.

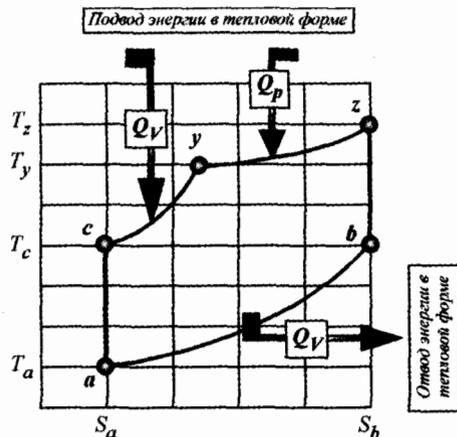


Рис. 9.15. Тепловая диаграмма цикла с изохорно-изобарным процессом подвода тепловой энергии

В процессе $z-b$ (рис. 9.10) рабочее тело расширяется без подвода и отвода энергии в тепловой форме. В этом процессе энергия отводится от рабочего тела в механической форме (путем совершения работы W_{z-b}). Аналогично процессу $a-c$, изменение энтропии рабочего тела в этом процессе равно нулю

$$\Delta S_{z-b} = \frac{Q_{z-b}}{T} = 0, \quad [Q_{z-b} = 0; \quad T \neq 0].$$

На тепловой диаграмме (рис. 9.15) адиабатный процесс расширения рабочего тела $z-b$ изображается в виде вертикальной прямой, выражающей неизменность энтропии рабочего тела ($S_{z-b} = idem$).

В процессе $b-a$ (рис. 9.10) энергия отводится от рабочего тела в тепловой форме в количестве Q_2 . Объем рабочего тела при этом не изменяется ($V_a = V_b = idem$). За счет отвода энергии в тепловой форме температура и давление рабочего тела уменьшается. Уравнение (9.123) для рассматриваемого процесса будет иметь вид

$$\Delta S_{b-a} = mc_V \ln \frac{p_a}{p_b} + mc_p \ln \frac{V_a}{V_b} = mc_V \ln \frac{p_a}{p_b}, \\ [V_a = V_b; \quad \ln(V_a/V_b) = \ln 1 = 0].$$

Так как $p_a < p_b$ (рис. 9.10), то последнее выражение можно записать в виде неравенства $\Delta S_{b-a} = mc_V \ln(p_a/p_b) < 0$.

Таким образом, в процессе $b-a$ (рис. 9.10) энтропия рабочего тела уменьшается. На тепловой диаграмме (рис. 9.15) процесс $b-a$ изображается в виде логарифмической кривой.

Количество энергии, которое подводится к рабочему телу в изохорно-изобарном процессе $c-y-z$ (рис. 9.15), в некотором масштабе численно равно площади фигуры под графиком процесса

$$Q_1 = Q'_1 + Q''_1 = \text{площадь фигуры } c-y-z-S_z-S_c.$$

Количество энергии, которое отводится от рабочего тела в тепловой форме в процессе $b-a$ (рис. 9.15), в некотором масштабе численно равно площади фигуры под рассматриваемым процессом

$$Q_2 = \text{площадь фигуры } b-a-S_c-S_z.$$

В соответствии с первым законом термодинамики $\Delta U = Q - W$ можно записать

$$\Delta U = Q'_1 + Q''_1 - Q_2 - (-W_{a-c} + W_{y-z} + W_{z-b}),$$

где Q'_1 — количество энергии, подведенной к рабочему телу в тепловой форме в процессе $c-y$ (рис. 9.10). В соответствии с правилом термодинамических знаков она положительна; Q''_1 — количество энергии, подведенной к рабочему телу в тепловой форме в процессе $y-z$. В соответствии с правилом термодинамических знаков она положительна; Q_2 — количество энергии, отведенной от рабочего тела в тепловой форме в процессе $b-a$. В соответствии с правилом термодинамических знаков она отрицательна; W_{a-c} — количество энергии, переданной рабочему телу в механической форме в процессе сжатия $a-c$. В соответствии с правилом термодинамических знаков она отрицательна; W_{y-z} — количество энергии, отведенной от

рабочего тела в механической форме в процессе расширения $y-z$. В соответствии с правилом термодинамических знаков она положительна; W_{z-b} — количество энергии, отведенной от рабочего тела в механической форме в процессе расширения $z-b$. В соответствии с правилом термодинамических знаков она положительна.

Так как в ходе циклического процесса рабочее тело возвращается в исходное состояние, изменение внутренней энергии за цикл равно нулю ($\Delta U = 0$). Последнее выражение запишем в виде

$$(Q_1 - Q_2) - (W_{y-z} + W_{z-b} - W_{a-c}) = 0$$

или

$$(Q_1 - Q_2) = (W_{y-z} + W_{z-b} - W_{a-c}).$$

Величина $(W_{y-z} + W_{z-b} - W_{a-c}) = W_{\text{рез}}$ представляет собой результирующую работу цикла (правильнее — количество энергии, которое отводится от рабочего тела в циклическом процессе в окружающую среду). Величина $(Q_1 - Q_2)$ представляет ту часть энергии, которая преобразована в цикле из тепловой формы в механическую форму и отведена в этой форме в окружающую среду путем совершения результирующей работы $W_{\text{рез}}$.

9.3. СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИДЕАЛИЗИРОВАННЫХ ЦИКЛОВ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Эффективность преобразования энергии в тепловом двигателе, работающем по тому или иному циклу, можно оценить с помощью термического КПД η_t , рассмотренного выше. Как известно, самым большим термическим КПД обладает тепловой двигатель, работающий по циклу Карно. По этой причине желательно, чтобы тепловые двигатели работали по такому циклу, но, в силу объективных причин, реализовать такой цикл в тепловом двигателе не представляется возможным. Учеными и инженерами были обоснованы циклы, реализация которых в тепловых двигателях позволяет получить максимально возможный (с технической точки зрения для рассматриваемых условий) термический КПД. При обосновании таких циклов условия их реализации в тепловом двигателе несколько идеализируют, что позволяет получить количественные соотношения для оценки их эффективности. Вместе с тем, такие условия максимально приближены к реальным условиям.

Основу конструкции любого теплового двигателя составляет расширительная машина. На рис. 9.2 представлена конструктивная схема поршневой расширительной машины. На базе этой расширительной машины рассмотрим тепловые двигатели, работающие по различным циклам. Кинематика поршня этой машины не изменяется (с точки зрения конструкции) при реализации различных циклов, поэтому можно считать, что степень сжатия рабочего тела в ней не изменяется ($\epsilon = idem$).

Сравним эффективность преобразования энергии из тепловой формы в механическую при работе двигателя по следующим циклам:

- с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме;
- с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме;
- с изохорно-изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме.

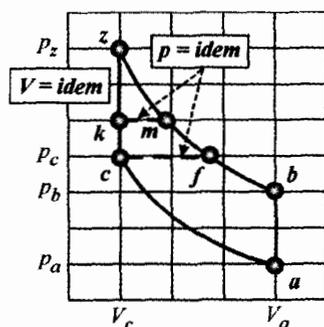


Рис. 9.16. Обобщенная индикаторная диаграмма идеализированных циклов

Для обеспечения адекватности условий сравнения циклов примем, что полный объем расширительной машины не изменится, т. е. $V_a = idem$. В этом случае условие $\varepsilon = idem$ обеспечивает неизменность объема камеры сжатия, т. е. $V_c = idem$. Эти условия определяют следующее заключение: по какому бы циклу не работал тепловой двигатель, максимальный и минимальный объем рабочего тела в нем остается неизменным.

Для обеспечения наглядности сравнения эффективности преобразования энергии в тепловом двигателе будем использовать индикаторную (рабочую) диаграмму (рис. 9.16).

Пусть во всех циклах процесс сжатия рабочего тела происходит адиабатически ($Q_{a-c} = 0$). Так как степень сжатия рабочего тела во всех циклах одинакова, то процесс сжатия заканчивается в одной и той же точке c , когда поршень достигает ВМТ. В процессе сжатия $a-c$ давление и температура рабочего тела увеличиваются. В точке c можно начать подвод энергии к рабочему телу в тепловой форме при различных условиях.

Пусть энергия в тепловой форме подводится к рабочему телу при постоянном объеме ($V_z = V_c = idem$; $Q_1 = Q_{c-z} = Q_{1,V} \neq 0$). Такой процесс подвода энергии можно осуществить, если подводить ее относительно быстро. В этом случае поршень расширительной машины (рис. 9.2) практически не успевает переместиться. Следовательно, процесс $c-z$ подвода энергии Q_V является *изохорным*. В точке z (рис. 9.16) подвод энергии в тепловой форме к рабочему телу прекращают. В процессе $z-b$ рабочее тело расширяется адиабатически ($Q_{z-b} = 0$). Процесс расширения рабочего тела прекращается в точке b , когда поршень достигает НМТ. В изохорном процессе $b-a$ происходит отвод энергии от рабочего тела в тепловой форме при постоянном объеме ($V_a = V_b = idem$; $Q_{b-a} = Q_2 = Q_{2,V} \neq 0$).

Таким образом, график $a-c-z-b-a$ отражает протекание цикла теплового двигателя с изохорным процессом $c-z$ подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме.

При тех же условиях осуществим цикл с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме. В этом цикле процесс сжатия $a-c$ происходит аналогично рассмотренному выше. В изобарном процессе $c-f$ энергия в тепловой форме $Q_1 = Q_{c-f} = Q_{1,p} \neq 0$ подводится к рабочему телу относительно медленно, в результате чего поршень перемещается (рабочее тело расширяется так, что его давление остается неизменным). Процесс $c-f$ подвода энергии к рабочему телу прекращается в точке f , расположенной на адиабате $z-b$. В процессе $f-b$ рабочее тело расширяется адиабатно, т. е. без подвода и отвода энергии в тепловой форме ($Q_{f-b} = 0$). В изохорном

процессе $b-a$ энергия отводится от рабочего тела в тепловой форме ($V_a = V_b = idem$; $Q_{b-a} = Q_2 = Q_{2,V} \neq 0$).

В точке a цикл замыкается. Таким образом, график $a-c-f-b-a$ отражает протекание цикла с изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме.

На рис. 9.16 видно, что в циклах с подводом энергии к рабочему телу в тепловой форме при $V = idem$ (цикл $a-c-z-b-a$) и $p = idem$ (цикл $a-c-f-b-a$) затрачивается одинаковое количество энергии в механической форме на сжатие рабочего тела $W_{сж,V}$. Площадь фигуры $a-c-V_c-V_a$ в некотором масштабе численно равна энергии в механической форме $W_{сж,V}$, затраченной на сжатие рабочего тела. Площадь фигуры $z-b-V_a-V_c$ в некотором масштабе численно равна энергии в механической форме $W_{расш,V}$, отведенной от рабочего тела в процессе расширения $z-b$. Часть этой энергии в количестве $W_{сж,V}$ снова будет затрачена на сжатие рабочего тела. Разность величин $W_{рез,V} = W_{расш,V} - W_{сж,V}$ представляет собой результирующее количество энергии в механической форме, которое можно отвести от рабочего тела в цикле с изохорным процессом подвода тепловой энергии и больше не возвращать цикл. Величина $W_{рез}$ представляет собой полезную работу (энергию в механической форме) цикла. Она в некотором масштабе равна площади фигуры $a-c-z-b-a$.

В цикле с изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме площадь фигуры $c-f-b-V_a-V_c$ в некотором масштабе равна энергии $W_{расш,p}$, отводимой от рабочего тела в процессе расширения. Часть этой энергии в количестве $W_{сж,p} = W_{сж,V}$ снова будет затрачена на сжатие рабочего тела. В этом цикле результирующая работа $W_{рез,p}$ (энергия в механической форме) в некотором масштабе численно равна площади фигуры $a-c-f-b-a-c$.

Сравнивая площади фигур $a-c-z-b-a$ и $a-c-f-b-a-c$, убеждаемся, что при одинаковой степени сжатия ($\varepsilon = idem$) в цикле с подводом энергии к рабочему телу в тепловой форме при постоянном объеме ($V = idem$) результирующая работа (энергия в механической форме) больше, чем в цикле с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме ($W_{рез,V} > W_{рез,p}$). Следовательно, при одинаковой степени сжатия ε термический КПД цикла с изохорным процессом подвода к рабочему телу энергии в тепловой форме больше термического КПД цикла с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме ($\eta_{i,V} > \eta_{i,p}$). Таким образом, если с технической или иной точки зрения необходимо ограничить степень сжатия ε рабочего тела в тепловом двигателе, то необходимо реализовывать в нем цикл с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме. В этом случае необходимо очень быстро подвести энергию в тепловой форме к рабочему телу. Если такой цикл в рассматриваемых условиях реализовать невозможно, стремятся хотя бы приблизиться к нему. Для этого процесс подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме на первом этапе (процесс $c-k$) осуществляют очень быстро, а на втором этапе (процесс $k-m$) — относительно медленно. В этом случае получают цикл с изохорно-изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме. Процесс $c-k$ является изохорным, а процесс $k-m$ — изобарным.

Легко установить, что площадь фигуры $a-c-k-m-b-a$ в некотором масштабе численно равна результирующей работе $W_{\text{рез}, V-p}$ (энергии, отводимой от рабочего тела в механической форме) цикла с изохорно-изобарным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу.

Сравнивая площади фигур $a-c-z-b-a$, $a-c-k-m-b-a$ и $a-c-f-b-a$, убеждаемся, что цикл с изохорно-изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу занимает промежуточное место между двумя рассмотренными выше. В данном случае можно констатировать, что термический КПД $\eta_{t, V-p}$ цикла с изохорно-изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме меньше термического КПД $\eta_{t, V}$ цикла с изохорным процессом подвода тепловой энергии, но больше термического КПД $\eta_{t, p}$ цикла с изобарным процессом подвода тепловой энергии (при условии неизменности степени сжатия рабочего тела в цикле), т. е.

$$\eta_{t, V} > \eta_{t, V-p} > \eta_{t, p}, \quad [\varepsilon = idem].$$

Следует отметить, что термический КПД различных циклов необходимо сравнивать не при одинаковой степени сжатия рабочего тела, а при одинаковом максимально допустимом давлении ($p = idem$). Сравним эффективность отмеченных выше циклов при одинаковом максимально допустимом давлении рабочего тела.

Пусть в процессе $a-c$ (рис. 9.17) рабочее тело сжимается адиабатно до достижения максимально допустимого давления по условиям механической прочности деталей расширительной машины ($p = p_c = p_z = p_{\text{max}}$). На сжатие рабочего тела в процессе $a-c$ затрачивается энергия в механической форме (путем совершения работы $W_{a-c} = W_{\text{сж}}$), численно равная в некотором масштабе площади фигуры $a-c-V_c-V_a$. В процессе сжатия давление и температура рабочего тела увеличиваются.

В процессе расширения $c-z$ к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме при постоянном давлении ($p_c = p_z = idem$) в количестве Q_1 . В адиабатном процессе $z-b$ рабочее тело адиабатно расширяется. В этом процессе энергия в тепловой форме не подводится к рабочему телу и не отводится от него. Тем не менее, энергия отводится в механической форме (газ совершает работу над поршнем расширительной машины).

В процессе $b-a$ от рабочего тела отводится энергия в тепловой форме в количестве Q_2 при постоянном объеме ($V_b = V_a = idem$). В точке a цикл замыкается.

Цикл можно осуществить по другому пути. В процессе $a-c_1$ рабочее тело сжимается адиабатно. В изохорном процессе c_1-z к рабочему телу подводится энергия в тепловой форме в количестве Q_1 . В процессе $z-b$ рабочее тело расширяется адиабатно, и от него отводится энергия в механической форме. В изохорном процессе $b-a$ от рабочего тела отводится энергия в тепловой форме в количестве Q_2 . В точке a цикл замыкается.

На рис. 9.17 видно, что площадь фигуры $a-c-z-b-a$ больше площади фигуры $a-c_1-z-b-a$. Следовательно, в цикле с изобарным процессом $c-z$ подвода энергии в тепловой форме можно отвести от рабочего тела больше энергии в механической форме, чем в цикле с изохорным процессом c_1-z подвода энергии к рабочему телу при одинаковом максимальном давлении.

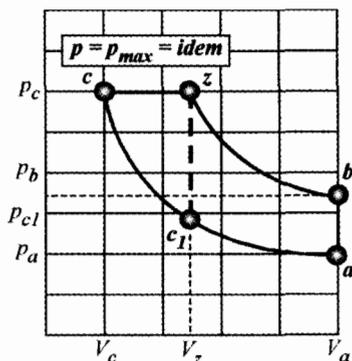


Рис. 9.17. Обобщенная индикаторная диаграмма идеализированных циклов

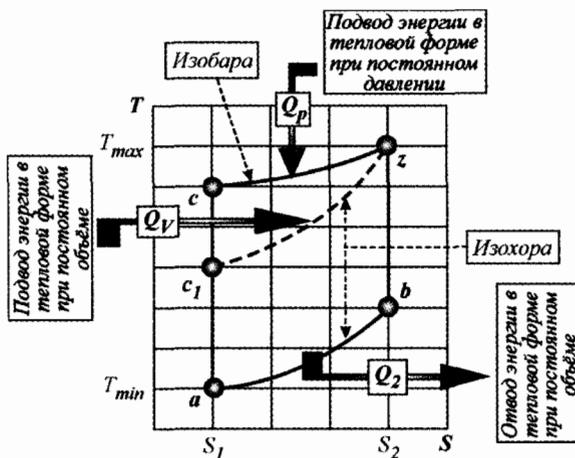


Рис. 9.18. Обобщенная тепловая диаграмма идеализированных циклов

Тем не менее, в цикле с изобарным процессом подвода тепловой энергии на сжатие затрачивается больше энергии в механической форме, чем в цикле с изохорным процессом подвода тепловой энергии:

$$(\text{площадь } a-c-V_c-V_a > \text{площадь } a-c_1-V_c-V_a),$$

и поэтому сравнить эти два цикла по эффективности преобразования энергии из тепловой формы в механическую с помощью индикаторной диаграммы крайне затруднительно. Такое сравнение проще можно провести с помощью тепловой диаграммы (рис. 9.18).

Пусть в обоих циклах от рабочего тела отводится одинаковое количество энергии в тепловой форме ($Q_{2p} = Q_{2v} = idem$). Сравнение циклов осуществим при условии равенства максимальных температур ($T = T_{max} = idem$).

Площадь фигуры $S_1-c-z-S_2$ эквивалентна количеству энергии Q_{1v} , подведенной в тепловой форме к рабочему телу в цикле с изобарным процессом подвода тепловой энергии ($p = idem$). Площадь фигуры $S_1-c_1-z-S_2$ эквивалентна количеству энергии Q_{1p} , подведенной в тепловой форме к рабочему телу в цикле с изохорным процессом подвода тепловой энергии ($V = idem$). В обоих циклах от рабочего тела отводится одинаковое количество $Q_{2p} = Q_{2v} = idem$ энергии в тепловой форме. Разности $Q_p = Q_{1p} - Q_{2p}$ и $Q_v = Q_{1v} - Q_{2v}$ представляют количество тепловой энергии, преобразованной в механическую энергию, соответственно в циклах с изобарным и изохорным процессами ее подвода. Следовательно, термический КПД цикла с подводом энергии в тепловой форме при $p = idem$ больше термического КПД цикла с подводом энергии в тепловой форме при $V = idem$, т. е. $\eta_{t,p} > \eta_{t,v}$.

Таким образом, в тепловых двигателях необходимо стремиться реализовать цикл с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме. На практике оказалось, что реализовать такой цикл в тепловых двигателях

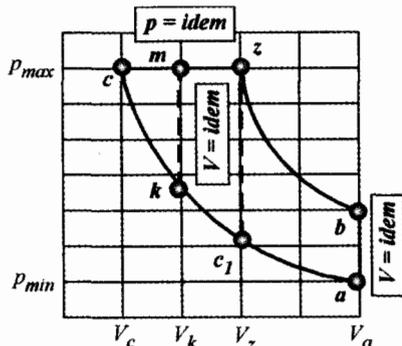


Рис. 9.19. Обобщенная индикаторная диаграмма идеализированных циклов

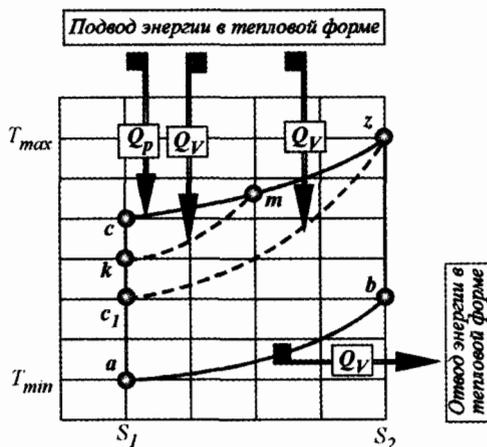


Рис. 9.20. Обобщенная тепловая диаграмма идеализированных циклов

на основе поршневой расширительной машины невозможно, поэтому в тепловом двигателе на основе поршневой расширительной машины стремятся реализовать цикл наиболее близкий к циклу с изобарным процессом подвода тепловой энергии.

Рассуждая аналогично, и опираясь на рис. 9.19 и 9.20, можно установить, что по эффективности преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму идеализированный цикл со смешанным (изохорно-изобарным) процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу занимает промежуточное место между рассмотренными выше циклами.

На рис. 9.19 видно, что получаемая в цикле с изохорно-изобарным процессом подвода тепловой энергии результирующая работа (площадь фигуры $a-k-m-z-b-a$) больше результирующей работы, получаемой в цикле с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме (площадь фигуры $a-c_1-z-b-a$), но меньше результирующей работы, получаемой в цикле с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме (площадь фигуры $a-c-z-b-a$). Тем не менее, по рис. 9.19 нельзя сделать однозначного вывода о термическом КПД циклов, поскольку в каждом из рассмотренных циклов на сжатие рабочего тела затрачивается различное количество механической энергии.

На рис. 9.20 видно, что площадь фигуры $a-c_1-z-b-a$ эквивалентна результирующей работе цикла с изохорным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме. Аналогично, площадь фигуры $a-k-m-z-b-a$ эквивалентна результирующей работе цикла со смешанным (изохорно-изобарным) процессом подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу. Площадь фигуры $a-c-z-b-a$ эквивалентна результирующей работе цикла с изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме. Сравнение этих площадей показывает, что $W_{рез}^p > W_{рез}^{V-p} > W_{рез}^V$.

Во всех сравниваемых циклах от рабочего тела отводится одинаковое количество энергии в тепловой форме Q_2 . Площади фигур $a-c_1-z-S_2-S_1$,

$a-k-m-z-S_2-S_1$ и $a-c-z-S_2-S_1$ (рис. 9.20) эквивалентны количеству тепловой энергии, подведенной к рабочему телу соответственно в циклах с изохорным, изохорно-изобарным и изобарным процессами. Сравнение этих площадей показывает, что в цикле с изобарным процессом к рабочему телу подводится наибольшее количество энергии в тепловой форме. В цикле с изохорным процессом к рабочему телу подводится наименьшее количество энергии в тепловой форме. На основании зависимости (8.50) можно утверждать, что при одинаковой максимальной температуре рабочего тела в цикле самый большой КПД имеет цикл с подводом энергии при $p = idem$, а самый меньший — цикл с подводом энергии при $V = idem$, т. е. $\eta_{t,p} > \eta_{t,v-p} > \eta_{t,v}$. Если исходить из этого условия, то в реальных тепловых двигателях необходимо реализовывать цикл с изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме. Выдерживать такое условие на практике оказалось невозможным, поэтому конструкторы стремятся построить двигатель, работающий по циклу, наиболее близкому к циклу с изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме. Таким является цикл со смешанным (изохорно-изобарным) процессом подвода энергии в тепловой форме.

В некоторых реальных конструкциях тепловых двигателей приходится ограничивать степень сжатия рабочего тела. В таких двигателях тепловая энергия к рабочему телу подводится в изохорном процессе. С некоторым приближением можно считать, что по такому циклу работают бензиновые двигатели. Это обусловлено тем, что смесь бензина с воздухом сгорает практически мгновенно. При сгорании бензина к рабочему телу подводится тепловая энергия, но оно почти не расширяется в это время.

В дизельных двигателях топливо сгорает относительно медленнее. Процесс сгорания топлива вначале идет быстро, а затем замедляется. В этом случае, с некоторым приближением, считают, что в таких тепловых двигателях тепловая энергия к рабочему телу подводится частично при постоянном объеме, а частично при постоянном давлении. Приближенное рассмотрение реальных циклов тепловых двигателей позволяет применить методику расчета идеализированного цикла к расчету реального цикла теплового двигателя, введя ряд поправок¹.

Сравнивая теоретические циклы по эффективности преобразования энергии из тепловой в механическую форму, специально оговаривают условия сравнения. Таким образом, критерий сравнения оказывался связанным с условиями сравнения. Более того, в различных циклах к рабочему телу может подводиться и отводиться энергия в тепловой форме в различных количествах, рабочее тело может иметь различные максимальные температуру или давление, поэтому более правильным является критерий, не зависящий от условий сравнения циклов. Таким критерием сравнения циклов может служить количество энергии в механической форме, отводимой от единицы объема рабочего тела.

В результате совершения цикла к рабочему телу подводится тепловая энергия в количестве Q_1 , а отводится в количестве Q_2 . Часть тепловой энергии, равная $(Q_1 - Q_2)$ преобразуется в механическую форму и отво-

¹ Действительные циклы рассматриваются в дальнейшем.

дится в окружающую среду в количестве $W_{\text{рез}}$. Величина результирующей работы цикла $W_{\text{рез}}$ численно равна алгебраической сумме энергии, полученной в процессе расширения рабочего тела и затраченной на сжатие рабочего тела:

$$W_{\text{рез}} = W_{\text{расш}} + (-W_{\text{сж}}). \quad (9.124)$$

Как известно, величина $W_{\text{расш}}$ на рабочей (индикаторной) диаграмме численно равна площади фигуры под графиком процесса расширения рабочего тела. Величина $W_{\text{сж}}$ на индикаторной диаграмме численно равна площади фигуры под графиком процесса сжатия. Величина $W_{\text{сж}}$ в соответствии с правилом термодинамических знаков является отрицательной (энергия в механической форме затрачивается), следовательно, выражение (9.124) будет иметь вид

$$W_{\text{рез}} = W_{\text{расш}} - W_{\text{сж}}. \quad (9.125)$$

Результирующее количество энергии в механической форме $W_{\text{рез}}$, отводимое от рабочего тела в окружающую среду, численно равно площади фигуры, заключенной под графиком циклического процесса. Например, численное значение результирующей работы (энергии) $W_{\text{рез}}$ в цикле с изобарным процессом подвода тепловой энергии (рис. 9.4) равно площади фигуры $a-c-z-b-a$. Таким образом, определение величины $W_{\text{рез}}$ сводится к определению площади фигуры $a-c-z-b-a$, заключенной внутри индикаторной диаграммы.

В любом термодинамическом процессе величина энергии в механической форме, которой обмениваются термодинамическая система и окружающая среда, равна

$$W = \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} p dV. \quad (9.126)$$

Так как давление рабочего тела зависит от его объема $p = f(V)$, то вычислить интеграл (9.126) сразу невозможно. Необходимо установить зависимость давления рабочего тела от его объема $p = f(V)$ и подставить ее в зависимость (9.126).

Упростим решение поставленной задачи. Предположим, что процессы сжатия и расширения рабочего тела в цикле происходят при неизменном давлении ($p = \text{const}$). В соответствии с выражением (9.126) механическая энергия, затрачиваемая на сжатие рабочего тела, равна

$$W_{\text{сж}} = p_{\text{сж}} \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} dV = p_{\text{сж}}(V_{\text{кон}} - V_{\text{нач}}). \quad (9.127)$$

Энергия, которая отводится в окружающую среду в механической форме в процессе расширения рабочего тела, равна

$$W_{\text{расш}} = p_{\text{расш}} \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} dV = p_{\text{расш}}(V_{\text{кон}} - V_{\text{нач}}). \quad (9.128)$$

Величины $p_{сж}$ и $p_{расш}$ представляют собой условное среднее давление рабочего тела в процессах сжатия и расширения. Введение этих параметров позволяет заменить рассматриваемый идеализованный цикл некоторым условным идеализованным циклом (рис. 9.21), в котором процессы сжатия и расширения рабочего тела происходят при неизменном давлении. При этом объем рабочего тела изменяется в тех же пределах (от $V_{нач}$ до $V_{кон}$), что и в рассматриваемом цикле. Разность площадей фигур $V_c-z-b-V_a$ и $V_a-a-c-V_c$ численно равна некоторой условной результирующей работе $W_{рез}^{усл}$ условного цикла. При этом величина результирующей работы $W_{рез}^{усл}$ условного цикла равна результирующей работе $W_{рез}$ рассматриваемого идеализованного цикла ($W_{рез}^{усл} = W_{рез}$). На основании геометрических построений (рис. 9.21) можно записать:

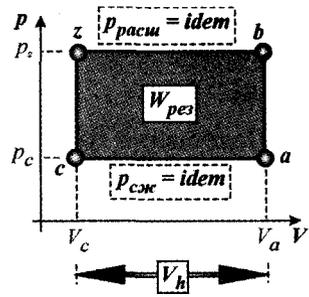


Рис. 9.21. Условная индикаторная диаграмма цикла

$$W_{рез} = W_{рез}^{усл} = p_{ср.расш}(V_b - V_z) - p_{ср.сж}(V_a - V_c) = (p_{ср.расш} - p_{ср.сж}) \cdot (V_a - V_c), \quad [V_b = V_a; \quad V_z = V_c]. \quad (9.129)$$

Подставляя в выражение (9.129) выражение (9.4), получим

$$W_{рез} = (p_{ср.расш} - p_{ср.сж})V_h. \quad (9.130)$$

Введя обозначение $p_{ср.расш} - p_{ср.сж} = p_t$, выражение (9.130) представим в виде

$$W_{рез} = p_t V_h. \quad (9.131)$$

Из выражения (9.131) определим величину условного среднего индикаторного давления рабочего тела в цикле

$$p_t = \frac{W_{рез}}{V_h}. \quad (9.132)$$

В числителе выражения (9.132) записана энергия $W_{рез}$, которая отводится от рабочего тела в механической форме в ходе циклического процесса. В знаменателе записана максимальная величина изменения объема рабочего тела V_h в ходе циклического процесса. Величину p_t можно интерпретировать как количество энергии, отводимой от рабочего тела в механической форме в ходе циклического процесса при изменении его объема на единицу.

На основании рис. 9.21 можно заключить, что среднее индикаторное давление рабочего тела с геометрической точки зрения представляет собой высоту $c-z$ прямоугольника $a-c-z-b$, построенного на том же основании $V_h = V_a - V_c$, что и индикаторная диаграмма рассматриваемого идеализованного цикла и имеющего площадь, численно равную площади фигуры, заключенной внутри графика этого идеализованного цикла.

Определим среднее индикаторное давление p_t рабочего тела в каждом из рассмотренных ранее циклов.

Результирующая работа цикла с изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме равна (рис. 9.4)

$$W = W_{a-c} + W_{c-z} + W_{z-b}. \quad (9.133)$$

Подставляя зависимости (9.13), (9.15) и (9.21) в выражение (9.133), получим

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= mc_V(T_a - T_c) + p_z(V_z - V_c) + mc_V(T_z - T_b) = \\ &= mc_V(T_a - T_c + T_z - T_b) + p_z(V_z - V_c). \end{aligned} \quad (9.134)$$

Из зависимостей (9.40) и (9.42) получаем:

$$T_c = T_a \varepsilon^{k-1}; \quad (9.135)$$

$$T_z = \rho \varepsilon^{k-1} T_a. \quad (9.136)$$

Из зависимости (9.45), с учетом выражения (9.136), имеем

$$T_b = \frac{\rho \varepsilon^{k-1} T_a}{\delta^{k-1}}. \quad (9.137)$$

Учитывая зависимость (9.47), выражение (9.137) можно представить в виде

$$T_b = \frac{\rho \varepsilon^{k-1} T_a}{\left(\frac{\varepsilon}{\rho}\right)^{k-1}} = \rho^k T_a. \quad (9.138)$$

Подставляя зависимости (9.135), (9.136) и (9.138) в выражение (9.134), получим

$$W_{\text{рез}} = mc_V(T_a - T_a \varepsilon^{k-1} + \rho \varepsilon^{k-1} T_a - \rho^k T_a) + p_z(V_z - V_c). \quad (9.139)$$

Подставим выражение (9.109) в выражение (9.139):

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= \frac{mR_o}{k-1} (T_a - T_a \varepsilon^{k-1} + \rho \varepsilon^{k-1} T_a - \rho^k T_a) + p_z(V_z - V_c) = \\ &= \frac{mR_o T_a}{k-1} (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \varepsilon^{k-1} - \rho^k) + p_z(V_z - V_c). \end{aligned} \quad (9.140)$$

Из уравнения (9.3) получим

$$V_c = \frac{V_a}{\varepsilon}. \quad (9.141)$$

С учетом выражения (9.141) зависимость (9.14) можно представить в виде

$$V_z = \rho \cdot V_c = \frac{\rho \cdot V_a}{\varepsilon}. \quad (9.142)$$

В изобарном процессе $c-z$ (рис. 9.4) давление рабочего тела не изменяется ($p = idem$). Запишем уравнение состояния идеального газа для крайних точек процесса $a-c$:

$$\left. \begin{aligned} p_a V_a &= mR_o T_a; \\ p_c V_c &= mR_o T_c \end{aligned} \right\}. \quad (9.143)$$

Разделим второе уравнение системы (9.143) на первое уравнение:

$$\frac{p_c V_c}{p_a V_a} = \frac{m R_o T_c}{m R_o T_a} = \frac{T_c}{T_a}. \quad (9.144)$$

Учитывая зависимость (9.40), выражение (9.144) можно записать в виде

$$\frac{p_c V_c}{p_a V_a} = \varepsilon^{k-1}. \quad (9.145)$$

Преобразуем выражение (9.145) с учетом выражения (9.3):

$$\frac{p_c/p_a}{V_a/V_c} = \varepsilon^{k-1}; \quad \frac{p_c}{p_a \varepsilon} = \varepsilon^{k-1}; \quad p_c = p_a \varepsilon^k.$$

Так как $p_z = p_c$ (рис. 9.4), последнее выражение можно записать в виде

$$p_z = p_a \varepsilon^k. \quad (9.146)$$

Подставляя выражения (9.141), (9.142) и (9.146) в зависимость (9.140), получим

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= \frac{m R_o T_a}{k-1} (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \varepsilon^{k-1} - \rho^k) + p_a \varepsilon^k \left(\frac{\rho \cdot V_a}{\varepsilon} - \frac{V_a}{\varepsilon} \right) = \\ &= \frac{m R_o T_a}{k-1} (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \varepsilon^{k-1} - \rho^k) + p_a V_a \varepsilon^{k-1} (\rho - 1). \end{aligned} \quad (9.147)$$

Учитывая первое уравнение системы (9.143), выражение (9.147) можно записать в виде

$$\begin{aligned} W_{\text{рез}} &= \frac{p_a V_a}{k-1} (1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho^k) + p_a V_a \cdot \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) = \\ &= p_a V_a \left[\frac{1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho^k}{k-1} + \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) \right] = \\ &= p_a V_a \left[\frac{1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho^k + \varepsilon^{k-1} (k-1) (\rho - 1)}{k-1} \right] = \\ &= p_a V_a \left[\frac{1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho^k + (k-1) (\rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \varepsilon^{k-1})}{k-1} \right] = \\ &= p_a V_a \left[\frac{1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho^k + (k\rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho \varepsilon^{k-1} - k\varepsilon^{k-1} + \varepsilon^{k-1})}{k-1} \right] = \\ &= p_a V_a \left[\frac{1 - \varepsilon^{k-1} + \rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho^k + k\rho \cdot \varepsilon^{k-1} - \rho \cdot \varepsilon^{k-1} - k\varepsilon^{k-1} + \varepsilon^{k-1}}{k-1} \right] = \\ &= p_a V_a \left[\frac{1 - \rho^k + k\rho \cdot \varepsilon^{k-1} - k\varepsilon^{k-1}}{k-1} \right] = \frac{p_a V_a}{k-1} (1 - \rho^k + k\rho \cdot \varepsilon^{k-1} - k\varepsilon^{k-1}) = \\ &= \frac{p_a V_a}{k-1} [k\varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^k - 1)]. \end{aligned} \quad (9.148)$$

Подставляя выражение (9.148) в выражение (9.132) и учитывая зависимость (9.4), окончательно получим

$$\begin{aligned}
 p_{t,p} &= \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{k\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - (\rho^k - 1)}{V_a - V_c} = \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{k\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - (\rho^k - 1)}{V_a \left(1 - \frac{V_c}{V_a}\right)} = \\
 &= \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{k\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - (\rho^k - 1)}{V_a \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)} = \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{k\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - (\rho^k - 1)}{V_a \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)} = \\
 &= \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon}{V_a} \frac{k\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - (\rho^k - 1)}{(\varepsilon - 1)} = \frac{p_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \cdot [k\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - (\rho^k - 1)].
 \end{aligned} \tag{9.149}$$

Из выражения (9.149) видно, чем больше величина степени предварительного расширения ρ , тем меньше величина условного индикаторного давления рабочего тела в цикле при прочих равных условиях. С другой стороны, чем больше степень сжатия рабочего тела ε , тем больше величина среднего индикаторного давления.

Следует заметить, что величина p_t характеризует в среднем энергетические возможности единицы объема рабочего тела в цикле.

Аналогичным образом определим среднее индикаторное давление рабочего тела в цикле с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме.

Подставляя выражение (9.62) в выражение (9.132), получим

$$p_{t,v} = - \frac{mc_V(T_c - T_a + T_b - T_z)}{V_h} = \frac{mc_V(T_a - T_c + T_z - T_b)}{V_h}. \tag{9.150}$$

Из выражения (9.41) определим температуру T_c :

$$T_c = T_a \varepsilon^{k-1}. \tag{9.151}$$

Запишем уравнение состояния идеального газа для крайних точек изохорного процесса $c-z$ (рис. 9.7):

$$\left. \begin{aligned} p_z V_z &= mR_o T_z; \\ p_c V_c &= mR_o T_c \end{aligned} \right\}.$$

Разделим первое уравнение на второе:

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

Так как в изохорном процессе $c-z$ (рис. 9.7) объем рабочего тела не изменяется ($p_z = p_c = idem$), последнее выражение можно представить в виде

$$\frac{p_z}{p_c} = \frac{T_z}{T_c}. \tag{9.152}$$

Учитывая соотношение (9.77), выражение (9.152) запишем в виде

$$\lambda = \frac{T_z}{T_c} \rightarrow T_z = \lambda T_c. \tag{9.153}$$

Подставляя выражение (9.151) в выражение (9.153), получим

$$T_z = \lambda T_a \varepsilon^{k-1}. \quad (9.154)$$

На основании выражения (9.34) для адиабатического процесса расширения (рис. 9.7) можно записать

$$\left(\frac{V_z}{V_b}\right)^{\frac{R_0}{c_V}} = \frac{T_b}{T_z}. \quad (9.155)$$

Учитывая, что $V_z = V_c$, а $V_b = V_a$ (рис. 9.7), выражение (9.155) можно представить в виде

$$\left(\frac{V_c}{V_a}\right)^{\frac{R_0}{c_V}} = \frac{T_b}{T_z}.$$

С учетом зависимости (9.35) последнее выражение можно преобразовать к виду

$$\left(\frac{V_c}{V_a}\right)^{k-1} = \frac{T_b}{T_z} \rightarrow \left(\frac{1}{V_a/V_c}\right)^{k-1} = \frac{T_b}{T_z}.$$

Учитывая соотношение (9.3), последнее выражение запишем в виде

$$\frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = \frac{T_b}{T_z} \rightarrow T_b = \frac{T_z}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (9.156)$$

Подставляя выражение (9.154) в выражение (9.156), получим

$$T_b = \frac{\lambda T_a \cdot \varepsilon^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}} = \lambda \cdot T_a. \quad (9.157)$$

Подставляя выражения (9.151), (9.153) и (9.157) в выражение (9.150), получим

$$\begin{aligned} p_{t,V} &= \frac{mc_V(T_a - T_a \cdot \varepsilon^{k-1} + \lambda \cdot T_a \varepsilon^{k-1} - \lambda \cdot T_a)}{V_h} = \\ &= \frac{mc_V[T_a(1 - \lambda) + T_a \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1)]}{V_h} = \frac{mc_V[-T_a(\lambda - 1) + T_a \cdot \varepsilon^{k-1}(\lambda - 1)]}{V_h} = \\ &= \frac{mc_V T_a (\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{V_h}. \end{aligned} \quad (9.158)$$

Учитывая выражение (9.109), выражение (9.158) можно записать в виде

$$\begin{aligned} p_{t,V} &= \frac{mR_0 T_a (\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{(k-1)V_h} = \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{(\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{V_a - V_c} = \\ &= \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{(\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{V_a \left(1 - \frac{V_c}{V_a}\right)} = \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{(\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{V_a \left(1 - \frac{1}{V_a/V_c}\right)} = \\ &= \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{(\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{V_a \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)} = \frac{p_a}{k-1} \cdot \frac{(\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{1 - \frac{1}{\varepsilon}} = \\ &= \frac{p_a \varepsilon}{k-1} \cdot \frac{(\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{\varepsilon - 1} = \frac{p_a \varepsilon \cdot (\lambda - 1)(\varepsilon^{k-1} - 1)}{(k-1) \cdot (\varepsilon - 1)}. \end{aligned} \quad (9.159)$$

Из выражения (9.159), следует, что:

- чем больше степень сжатия ε рабочего тела, тем больше его условное индикаторное давление $p_{t,v}$ в цикле;
- чем больше степень повышения давления λ рабочего тела в изохорном процессе $c-z$ (рис. 9.7) подвода тепловой энергии, тем больше величина $p_{t,v}$.

Определим условное среднее индикаторное давление рабочего тела в цикле с изохорно-изобарным процессом подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме.

Подставляя выражение (9.89) в выражение (9.132), получим

$$p_{t,v-p} = \frac{mc_V(T_a - T_c + T_z - T_b) + p_z(V_z - V_c)}{V_h}. \quad (9.160)$$

С учетом выражений (9.90) и (9.91), зависимость (9.160) можно записать в виде

$$p_{t,v-p} = \frac{mc_V(T_a - T_c + T_z - T_b) + mR_o(T_z - \lambda T_c)}{V_h}. \quad (9.161)$$

Учитывая выражение (9.109), зависимость (9.161) можно представить в виде

$$\begin{aligned} p_{t,v-p} &= \frac{\frac{mR_o}{k-1}(T_a - T_c + T_z - T_b) + mR_o(T_z - \lambda T_c)}{V_h} = \\ &= \frac{\frac{mR_o}{k-1}(T_a - T_c + T_z - T_b) + mR_o(T_z - \lambda T_c)}{V_h} = \\ &= \frac{mR_o}{k-1} \cdot \frac{(T_a - T_c + T_z - T_b) + (k-1)(T_z - \lambda T_c)}{V_h} = \\ &= \frac{mR_o}{k-1} \cdot \frac{T_a - T_c + T_z - T_b + kT_z - T_z - k\lambda T_c + \lambda T_c}{V_h} = \\ &= \frac{mR_o}{k-1} \cdot \frac{T_a - T_c - T_b + kT_z - k\lambda T_c + \lambda T_c}{V_h}. \end{aligned} \quad (9.162)$$

Подставив выражения (9.92), (9.94), (9.97) и (9.108) в выражение (9.162), получим

$$\begin{aligned} p_{t,v-p} &= \frac{mR_o}{k-1} \cdot \left[\frac{T_a - T_a \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda T_a}{V_h} + \frac{T_a k \rho \cdot \lambda \cdot \varepsilon^{k-1} - T_a k \lambda \varepsilon^{k-1} + T_a \lambda \varepsilon^{k-1}}{V_h} \right] = \\ &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \cdot \frac{1 - \varepsilon^{k-1} - \rho^k \lambda + k \rho \lambda \varepsilon^{k-1} - k \lambda \varepsilon^{k-1} + \lambda \varepsilon^{k-1}}{V_h} = \\ &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon^{k-1}(\lambda - 1) + k \lambda \varepsilon^{k-1}(\rho - 1) - \rho^k \lambda + 1}{V_h}. \end{aligned} \quad (9.163)$$

Учитывая, что $V_h = V_a - V_c$, последнее выражение запишем в виде

$$\begin{aligned}
 p_{t,V-p} &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon^{k-1}(\lambda-1) + k\lambda\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - \rho^k\lambda + 1}{V_a - V_c} = \\
 &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon^{k-1}(\lambda-1) + k\lambda\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - \rho^k\lambda + 1}{V_a \left(1 - \frac{V_c}{V_a}\right)} = \\
 &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon^{k-1}(\lambda-1) + k\lambda\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - \rho^k\lambda + 1}{V_a \left(1 - \frac{1}{V_a/V_c}\right)} = \\
 &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon^{k-1}(\lambda-1) + k\lambda\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - \rho^k\lambda + 1}{V_a \left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)} = \\
 &= \frac{mR_o T_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon(\varepsilon^{k-1}(\lambda-1) + k\lambda\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - \rho^k\lambda + 1)}{V_a(\varepsilon-1)}. \quad (9.164)
 \end{aligned}$$

Учитывая уравнение состояния идеального газа $p_a V_a = mR_o T_a$, выражение (9.164) представим в виде

$$\begin{aligned}
 p_{t,V-p} &= \frac{p_a V_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon(\varepsilon^{k-1}(\lambda-1) + k\lambda\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - \rho^k\lambda + 1)}{V_a(\varepsilon-1)} = \\
 &= \frac{p_a}{k-1} \cdot \frac{\varepsilon(\varepsilon^{k-1}(\lambda-1) + k\lambda\varepsilon^{k-1}(\rho-1) - \rho^k\lambda + 1)}{(\varepsilon-1)}. \quad (9.165)
 \end{aligned}$$

Выражение (9.165) показывает, что:

- при повышении степени сжатия ε условное индикаторное давление рабочего тела в цикле увеличивается;
- с увеличением степени предварительного расширения ρ среднее индикаторное давление рабочего тела в цикле уменьшается (так как $\lambda > 1$, то величина $\lambda \cdot \rho^k$ увеличивается быстрее, чем величина $\rho - 1$).

На рис. 9.21 видно, чем больше величина $p_t = p_{\text{расш}} - p_{\text{сж}}$, тем больше площадь фигуры $a-c-z-b$, которая эквивалентна результирующей работе, совершаемой рабочим телом в цикле. Следовательно, чем больше среднее индикаторное давление рабочего тела в цикле, тем больше результирующая работа $W_{\text{рез}}$ (энергия) цикла.

Чем больше величина p_t , тем большее количество энергии в расширительной машине преобразуется из тепловой формы в механическую форму в единице рабочего объема цилиндра. С помощью параметра p_t можно оценить не только эффективность протекания цикла тепловой машины (двигателя), но и эффективность работы ее расширительной машины.

9.4. ИДЕАЛИЗИРОВАННЫЕ ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

9.4.1. Принцип работы газотурбинного двигателя

На рис. 9.22 представлена схема одновального идеализированного ГТД, состоящего из центробежного компрессора, высокотемпературного источника тепловой энергии (нагревателя), соплового аппарата, осевой турбины, низкотемпературного источника тепловой энергии (холодильника), редуктора и пускового устройства (стартера). Рабочее тело в таком тепловом двигателе движется по замкнутой траектории и не покидает пределов двигателя. Это позволяет заключить, что рассматриваемый идеализированный ГТД работает по замкнутому циклу.

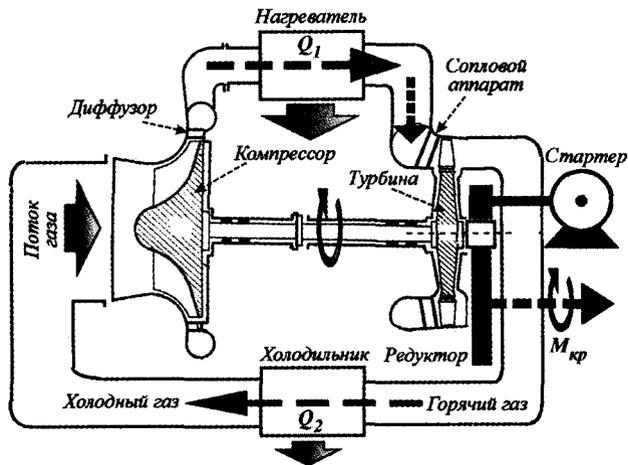


Рис. 9.22. Схема идеализированного одновального ГТД с изобарным процессом подвода тепловой энергии

Пуск двигателя осуществляется с помощью электрического стартера, а затем его работа поддерживается самим двигателем автоматически. При пуске стартер раскручивает ротор турбины и компрессора, соединенные валом. Компрессор за счет действия центробежных сил перемещает рабочее тело к периферии¹. Рабочее тело от компрессора на сторону турбинной ступени, так как за турбиной давление ниже (равно атмосферному давлению p_0). Давление рабочего тела на выходе из компрессора определяется характеристиками компрессора и турбинной ступени (соплового аппарата). Рабочее тело после компрессора проходит через диффузор², где его давление увеличивается до p_1 . От высокотемпературного источника энергии рабочему телу передается энергия в тепловой форме в количестве Q_1 . В результате нагревания внутренняя энергия (и температура) рабочего тела увеличиваются, а давление не изменяется ($p = idem$).

¹ Принцип работы компрессора подробно рассмотрен в главе 7.

² Назначение диффузора и принцип его работы описан в главе 7.

Это обусловлено тем, что в процессе нагревания рабочее тело находится в открытом пространстве (справа и слева от него нет ограничивающих стенок). Рассматриваемое рабочее тело, как и любое другое тело, в результате нагревания несколько расширяется. Далее, поступая в турбинную ступень (сопловой аппарат и рабочее колесо), рабочее тело также расширяется¹. В некоторых типах турбинных ступеней рабочее тело расширяется только в сопловом аппарате. В результате расширения давление рабочего тела уменьшается от p_1 до p_0 , а скорость рабочего тела увеличивается, т. е. потенциальная энергия давления преобразуется в кинетическую энергию потока. В рабочем колесе компрессора поток рабочего тела отдает кинетическую энергию колесу, в результате чего оно вращается, приводя в движение внешние агрегаты через понижающий редуктор.

Таким образом, ГТД, как и поршневой двигатель, в своем составе имеет расширительную машину. Это еще раз доказывает, что процесс преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму и обратно в циклически работающих машинах сопровождается сжатием и расширением рабочего тела.

После турбинной ступени рабочее тело поступает в холодильник, где отдает часть своей внутренней энергии окружающей среде. Энергия отводится в форме теплоты. В дальнейшем рабочее тело поступает в компрессор, и процесс повторяется.

Таким образом, в ГТД рабочее тело находится в непрерывном движении. Это позволяет непрерывно подводить к нему энергию в тепловой форме (в нагревателе) и также непрерывно отводить ее (в холодильнике). В поршневом двигателе процессы подвода энергии к рабочему телу и отвода ее в окружающую среду происходят прерывисто. Этот факт обуславливает некоторое преимущество ГТД перед поршневым двигателем. При прочих равных условиях характеристики ГТД должны быть лучше по сравнению с поршневым двигателем. Тем не менее, на практике выигрыш оказывается несущественным. Несмотря на это, ГТД получили широкое распространение, особенно в авиации.

9.4.2. Идеализированный цикл ГТД с подводом тепловой энергии при постоянном давлении рабочего тела

На рис. 9.23 показана индикаторная диаграмма идеализированного цикла ГТД с подводом энергии к рабочему телу в тепловой форме при неизменном давлении ($p_c = p_z = idem$). Идеализация цикла заключается в том, что он является замкнутым и состоит из обратимых процессов. При этом предполагается, что рабочим телом в двигателе является идеальный газ.

Форма индикаторной диаграммы (рис. 9.23) определяется характером процессов сжатия рабочего тела в компрессоре и расширения в турбинной ступени. Сжатие рабочего тела и его расширение могут происходить адиабатически, изотермически или политропически. От характера этих процессов зависит расположение линии сжатия $a-c$ и линии расширения $z-b$.

¹ См. главу 7.

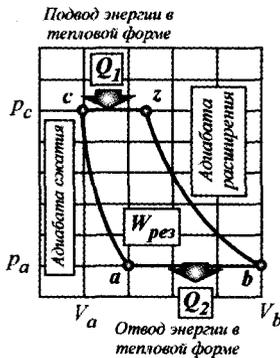


Рис. 9.23. Индикаторная диаграмма идеализованного цикла ГТД

Отношение давления рабочего тела на выходе из компрессора p_c (рис. 9.23) к его давлению на входе p_a называют *степенью повышения давления* π_k при сжатии:

$$\pi_k = \frac{p_c}{p_a}. \quad (9.166)$$

В изобарном процессе $c-z$ к рабочему телу подводится энергия Q_1 в тепловой форме от высокотемпературного источника. Количество подведенной в тепловой форме энергии определяется по формуле

$$Q_1 = mc_p(T_{\text{кон}} - T_{\text{нач}}) = mc_p(T_z - T_c), \quad (9.167)$$

где m — масса рабочего тела; c_p — удельная теплоемкость рабочего тела при постоянном давлении; $T_{\text{кон}} = T_z$ — температура рабочего тела в конечной точке процесса; $T_{\text{нач}} = T_c$ — температура рабочего тела в начальной точке процесса.

В процессе нагревания рабочего тела его внутренняя энергия (и температура) увеличиваются, т. е. правая часть уравнения состояния идеального газа $pV = mR_oT$ увеличивается. Так как $m = \text{const}$ и $R_o = \text{const}$, то левая часть уравнения состояния идеального газа (произведение pV) также должна увеличиваться. Так как в процессе нагревания давление рабочего тела не изменяется ($p_c = p_z = \text{const}$), то должен увеличиваться объем рабочего тела ($V_z > V_c$). Отношение $V_z/V_c = \rho$ называют *степенью расширения рабочего тела в процессе нагревания* (в процессе подвода энергии в тепловой форме).

В холодильнике от рабочего тела отводится энергия в тепловой форме. Количество отводимой от рабочего тела в процессе $b-a$ энергии в тепловой форме равно

$$Q_2 = mc_p(T_a - T_b), \quad (9.168)$$

где T_a , T_b — температура рабочего тела соответственно в конце и начале процесса.

Так как $T_a < T_b$, то $Q_2 < 0$. Энергия отрицательной не бывает и знак «минус» указывает на то, что энергия (в количестве Q_2) отводится от рабочего тела.

В компрессоре (рис. 9.22) над рабочим телом выполняется техническая работа (затрачивается механическая энергия на его сжатие). При сжатии температура и внутренняя энергия рабочего тела увеличиваются. В результате этого корпус компрессора нагревается и может вступить в тепловое взаимодействие с окружающей средой. Это означает, что в процессе сжатия рабочего тела в компрессоре из окружающей среды к рабочему телу подводится энергия в механической форме, а часть ее отводится от рабочего тела в тепловой форме.

Предположим, что стенки компрессора имеют идеальную тепловую изоляцию, поэтому сжатие рабочего тела в нем будет происходить адиабатически.

Результирующее тепловое взаимодействие рабочего тела с окружающей средой равно

$$\begin{aligned} Q_{\text{рез}} = W_{\text{рез}} = Q_1 + Q_2 &= mc_p(T_z - T_c) + mc_p(T_a - T_b) = \\ &= mc_p(T_z - T_c) - mc_p(T_b - T_a) = mc_p[(T_z - T_c) - (T_b - T_a)]. \end{aligned} \quad (9.169)$$

КПД рассматриваемого идеализованного цикла равен

$$\begin{aligned} \eta_p &= \frac{W_{\text{рез}}}{Q_1} = \frac{mc_p[(T_z - T_c) - (T_b - T_a)]}{mc_p(T_z - T_c)} = \\ &= \frac{[(T_z - T_c) - (T_b - T_a)]}{(T_z - T_c)} = 1 - \frac{T_b - T_a}{T_z - T_c}. \end{aligned} \quad (9.170)$$

Для адиабаты сжатия $a-c$ (рис. 9.23) на основании выражения (9.34) можно записать, что

$$\left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{\frac{R_0}{c_V}} = \frac{T_c}{T_a}. \quad (9.171)$$

Аналогичное выражение можно записать для адиабаты расширения $z-b$:

$$\left(\frac{V_z}{V_b}\right)^{\frac{R_0}{c_V}} = \frac{T_b}{T_z}. \quad (9.172)$$

На основании уравнения состояния идеального газа запишем:

$$\left. \begin{aligned} V_a &= \frac{mR_0T_a}{p_a}; \\ V_c &= \frac{mR_0T_c}{p_c} \end{aligned} \right\}. \quad (9.173)$$

Из системы (9.173) определим отношение

$$\frac{V_a}{V_c} = \frac{T_a}{T_c} \cdot \frac{p_c}{p_a}. \quad (9.174)$$

Так как $R_0 = c_p - c_V$, то выражение (9.171) можно записать в виде

$$\left(\frac{V_a}{V_c}\right)^{k-1} = \frac{T_c}{T_a}. \quad (9.175)$$

Подставляя выражение (9.174) в выражение (9.175), получим:

$$\begin{aligned} \left(\frac{T_a p_c}{T_c p_a}\right)^{k-1} &= \frac{T_c}{T_a}; \quad \left(\frac{T_a}{T_c}\right)^{k-1} \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{k-1} = \frac{T_c}{T_a}; \quad \left(\frac{1}{T_c/T_a}\right)^{k-1} \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{k-1} = \frac{T_c}{T_a}; \\ \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{k-1} &= \frac{T_c}{T_a} \cdot \left(\frac{T_c}{T_a}\right)^{k-1}; \quad \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{k-1} = \left(\frac{T_c}{T_a}\right)^k; \quad \pi_k^{k-1} = \left(\frac{T_c}{T_a}\right)^k; \\ \sqrt[k]{\pi_k^{k-1}} &= \frac{T_c}{T_a}; \quad \pi_k^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_c}{T_a}; \quad T_c = T_a \cdot \pi_k^{\frac{k-1}{k}}. \end{aligned} \quad (9.176)$$

На основании уравнения состояния идеального газа запишем:

$$T_c = \frac{p_c V_c}{mR_0}; \quad T_z = \frac{p_z V_z}{mR_0}; \quad \frac{T_z}{T_c} = \frac{p_z V_z}{p_c V_c}.$$

Так как в изобарном процессе $c-z$ (рис. 9.23) $p_z = p_c$, последнее выражение можно представить в виде

$$\frac{T_z}{T_c} = \frac{V_z}{V_c} = \rho; \quad T_z = \rho \cdot T_c. \quad (9.177)$$

Преобразуем выражение (9.172):

$$\begin{aligned} \left(\frac{mR_o T_z / p_z}{mR_o T_b / p_b}\right)^{k-1} &= \frac{T_b}{T_z}; & \left(\frac{T_z / p_z}{T_b / p_b}\right)^{k-1} &= \frac{T_b}{T_z}; & \left(\frac{T_z}{T_b}\right)^{k-1} \left(\frac{p_b}{p_z}\right)^{k-1} &= \frac{T_b}{T_z}; \\ \left(\frac{p_b}{p_z}\right)^{k-1} &= \frac{T_b}{T_z} \cdot \left(\frac{T_b}{T_z}\right)^{k-1}; & \left(\frac{p_b}{p_z}\right)^{k-1} &= \left(\frac{T_b}{T_z}\right)^k. \end{aligned} \quad (9.178)$$

Так как $p_z = p_c$, а $p_b = p_a$, то выражение (9.178) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{p_a}{p_c}\right)^{k-1} &= \left(\frac{T_b}{T_z}\right)^k; & \left(\frac{1}{p_c/p_a}\right)^{k-1} &= \left(\frac{T_b}{T_z}\right)^k; \\ \left(\frac{1}{\pi_\kappa}\right)^{k-1} &= \left(\frac{T_b}{T_z}\right)^k; & \frac{T_b}{T_z} &= \frac{1}{\pi_\kappa^{k/k}}. \end{aligned}$$

Подставляя выражение (9.177) в последнее выражение, после преобразований получим

$$T_b = \frac{\rho \cdot T_c}{\pi_\kappa^{k-1/k}}. \quad (9.179)$$

Подставляя выражение (9.176) в выражение (9.179), получим

$$T_b = \frac{\rho \cdot T_a \pi_\kappa^{k-1/k}}{\pi_\kappa^{k-1/k}} = \rho \cdot T_a. \quad (9.180)$$

Подставляя выражения (9.176), (9.177) и (9.180) в выражение (9.170), получим

$$\eta_p = 1 - \frac{T_a \cdot \rho - T_a}{T_a \cdot \rho \cdot \pi_\kappa^{k-1/k} - T_a \pi_\kappa^{k-1/k}} = 1 - \frac{1}{\pi_\kappa^{k-1/k}}. \quad (9.181)$$

Выражение (9.181) показывает, что термический КПД идеализированного цикла ГТД с изобарным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу зависит только от степени повышения давления рабочего тела π_κ в компрессоре и показателя адиабаты k . С увеличением этих величин термический КПД цикла увеличивается.

9.4.3. Идеализированный цикл ГТД с подводом тепловой энергии при постоянном объеме рабочего тела

Схема такого идеализированного ГТД приведена на рис. 9.24.

После сжатия в компрессоре рабочее тело через впускной клапан поступает к нагревателю. После этого впускной клапан закрывается, и к рабочему телу подводится тепловая энергия при закрытых клапанах. Таким образом, при нагревании рабочего тела резко увеличивается его давление

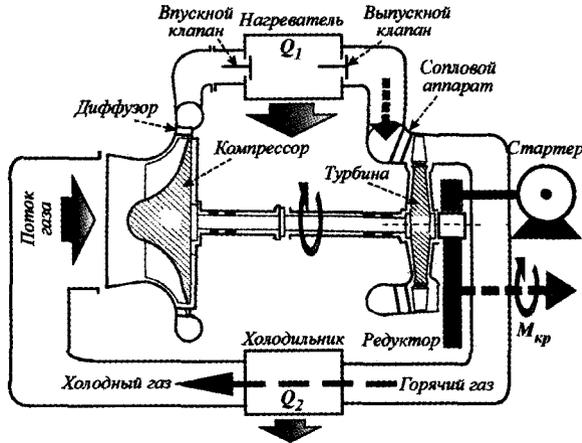


Рис. 9.24. Схема идеализированного одновального ГТД с изохорным процессом подвода тепловой энергии

(так как объем не изменяется). При достижении предельного значения давления выпускной клапан открывается, и рабочее тело поступает в сопловой аппарат, где происходит его расширение. Кинетическая энергия рабочего тела увеличивается. В турбине поток рабочего тела отдает кинетическую энергию рабочему колесу. После турбинной ступени рабочее тело поступает в холодильник, где отдает часть своей внутренней энергии окружающей среде, в результате чего охлаждается.

Таким образом, в компрессоре рабочее тело сжимается по адиабате $a-c$ (рис. 9.25), затем по изохоре $c-z$ к нему подводится энергия в тепловой форме в количестве Q_1 . Так как при закрытых клапанах рабочее тело находится в закрытом пространстве, то его объем при нагревании не изменяется, а поэтому увеличивается давление. Внутренняя энергия рабочего тела увеличивается. При нагревании тела расширяются, но в процессе $c-z$ рабочее тело не расширяется. После открытия выпускного клапана рабочее тело поступает в турбинную ступень, где расширяется по адиабате $z-b$. Отдав турбине энергию в механической форме, рабочее тело поступает в холодильник, где отдает энергию окружающей среде в тепловой форме в количестве Q_2 . В холодильнике внутренняя энергия и температура рабочего тела уменьшаются. Процесс охлаждения рабочего тела происходит по изобаре $b-a$.

Отношение $\lambda = p_z/p_c$ называют степенью добавочного повышения давления рабочего тела в процессе подвода к нему энергии в тепловой форме.

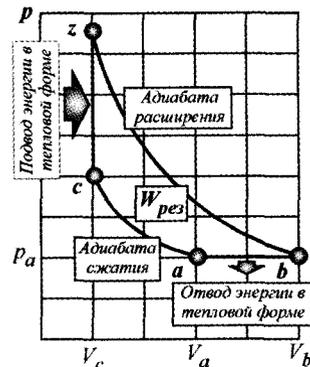


Рис. 9.25. Индикаторная диаграмма идеализированного ГТД с изохорным процессом подвода тепловой энергии

Количество энергии Q_1 , подводимой к рабочему телу в тепловой форме в изохорном процессе $c-z$, равно

$$Q_1 = mc_V(T_z - T_c). \quad (9.182)$$

Количество энергии Q_2 , отводимой от рабочего тела в тепловой форме в изобарном процессе $b-a$, равно

$$Q_2 = mc_p(T_a - T_b). \quad (9.183)$$

КПД идеализированного цикла определим по формуле

$$\eta_V = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} = \frac{mc_V(T_z - T_c) + mc_p(T_a - T_b)}{mc_V(T_z - T_c)}. \quad (9.184)$$

Преобразуем выражение (9.184):

$$\eta_V = \frac{c_V(T_z - T_c) - c_p(T_b - T_a)}{c_V(T_z - T_c)} = 1 - \frac{c_p}{c_V} \cdot \frac{T_b - T_a}{T_z - T_c}. \quad (9.185)$$

Запишем уравнения состояния идеального газа для крайних точек изохорного процесса $c-z$ (рис. 9.25):

$$\begin{aligned} p_c V_c &= mR_o T_c; \\ p_z V_z &= mR_o T_z. \end{aligned}$$

Разделим второе уравнение на первое:

$$\frac{p_z}{p_c} = \frac{T_z}{T_c} = \lambda, \quad [V_z = V_c]. \quad (9.186)$$

Из выражения (9.186) определим температуру рабочего тела в точке z :

$$T_z = \lambda T_c.$$

Учитывая зависимость (9.176), последнее выражение представим в виде

$$T_z = \lambda T_a \pi_{\kappa}^{k-1/k}. \quad (9.187)$$

Преобразуем выражение (9.178) к виду

$$\frac{T_b}{T_z} = \left(\frac{p_b}{p_z}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \left(\frac{1}{p_z/p_b}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{1}{\pi_T^{k-1/k}}.$$

Величину π_T называют *степенью понижения давления* рабочего тела в турбинной ступени. Преобразуем полученное выражение

$$T_b = \frac{T_z}{\pi_T^{k-1/k}}. \quad (9.188)$$

Подставляя выражение (9.187) в выражение (9.188), получим

$$\begin{aligned} T_b &= \frac{\lambda \div T_a \pi_{\kappa}^{k-1/k}}{\pi_T^{k-1/k}} = \lambda \cdot T_a \left(\frac{\pi_{\kappa}}{\pi_T}\right)^{k-1/k} = \lambda \cdot T_a \left(\frac{p_c/p_a^*}{p_z/p_b}\right)^{k-1/k} = \\ &= \lambda \cdot T_a \left(\frac{p_c}{p_a}\right)^{k-1/k} \left(\frac{p_b}{p_z}\right)^{k-1/k} = \lambda \cdot T_a \left(\frac{p_c}{p_a} \cdot \frac{p_b}{p_z}\right)^{k-1/k} = \lambda \cdot T_a \left(\frac{p_c}{p_z}\right)^{k-1/k} = \\ &= \lambda \cdot T_a \left(\frac{1}{p_z/p_c}\right)^{k-1/k} = \lambda \cdot T_a \left(\frac{1}{\lambda}\right)^{k-1/k} = \lambda \cdot T_a \cdot \lambda^{-(k-1)/k} = T_a \cdot \lambda^{1/k}. \end{aligned} \quad (9.189)$$

Подставляя выражения (9.176), (9.187) и (9.189) в выражение (9.185), получим

$$\eta_V = 1 - k \frac{T_a \cdot \lambda^{\frac{1}{k}} - T_a}{\lambda \cdot T_a \pi_k^{k-1/k} - T_a \pi_k^{k-1/k}} = 1 - \frac{k(\lambda^{1/k} - 1)}{\pi_k^{k-1/k}(\lambda - 1)}. \quad (9.190)$$

Выражение (9.190) показывает, что КПД идеализированного цикла ГТД с изохорным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу зависит от:

- показателя адиабаты k ;
- степени повышения давления рабочего тела в компрессоре π_k ;
- степени добавочного повышения давления рабочего тела λ при подводе тепловой энергии.

9.4.4. Сравнение эффективности идеализированных циклов ГТД

Сравнивать эффективность рассмотренных выше идеализированных циклов сложно, ввиду зависимости ее от различных факторов. Для сравнения эффективности циклов требуется установить некоторые условия, обеспечивающие адекватность оценки. В качестве таких условий могут быть приняты:

- равенство максимальной температуры рабочего тела в цикле ($T_p^{\max} = T_V^{\max}$);
- равенство степени повышения давления рабочего π_k тела в компрессоре.

Из сопоставления выражений (9.181) и (9.190) можно заключить, что:

- при одинаковых π_k КПД цикла с изохорным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу несколько больше КПД цикла с изобарным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу;
- при одинаковой максимальной температуре рабочего тела в цикле с изобарным процессом подвода тепловой энергии возможна большая реализация степени повышения давления рабочего тела π_k в компрессоре.

Практика показала, что экономичность ГТД в цикле с подводом тепловой энергии при неизменном объеме рабочего тела ($V = idem$) ниже, чем в цикле с подводом тепловой энергии при неизменном давлении ($p = idem$) из-за изменчивости во времени параметров рабочего тела, поступающего в турбинную ступень. Существенным недостатком ГТД с подводом тепловой энергии при неизменном объеме рабочего тела является сложность создания работоспособного клапанного механизма (рис. 9.24).

Перечисленные обстоятельства обусловили преимущественное распространение в промышленности и на транспорте ГТД с изобарным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу. Именно по такому циклу работает двигатель ГТД-1250, устанавливаемый в танк Т-80У.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Перечислите области применения тепловых двигателей. Приведите примеры.
2. Перечислите основные идеализированные циклы тепловых двигателей.
3. Принцип работы двигателя с изобарным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу.
4. Принцип работы двигателя с изохорным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу.
5. Принцип работы двигателя с изохорно-изобарным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу.
6. Сравните эффективность различных идеализированных циклов.
7. Принцип работы ГТД. Идеализированные циклы ГТД.
8. Сравнение эффективности работы ГТД по различным идеализированным циклам.

ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ ТЕПЛОВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

10.1. ПРИНЦИП ПОДВОДА ЭНЕРГИИ В ТЕПЛОВОЙ ФОРМЕ К РАБОЧЕМУ Телу

Рассматривая идеализированные циклы, мы не заостряли внимания на вопросах подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу и отвода ее. Мы просто утверждали, что энергия подводится к рабочему телу в тепловой форме из окружающей среды и туда же отводится в тепловой форме на определенных этапах циклического процесса. Эта энергия как бы проходила через стенки расширительной машины (рис. 9.2), не претерпевая никаких воздействий со стороны этих стенок. В действительности на практике оказалось все совсем не так просто. Стенки расширительной машины имеют определенную толщину, через которые тепловая энергия не может быстро передаваться рабочему телу из окружающей среды и отводится от него.

Вся история человечества — это история получения и преобразования энергии. Создание тепловых машин требовало решения проблемы подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу и отвода ее от него. Необходимо было решить проблему источника тепловой энергии. Человек делал некоторые выводы из повседневной жизни, наблюдая за природными явлениями. Так он видел, что при сгорании дров предметы нагреваются, что позволяло заключить о наличии в дровах скрытой энергии в тепловой форме и привело к созданию тепловых машин (паровых двигателей), в которых происходило преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму. В паровых котлах сгорали дрова (уголь) и выделялась тепловая энергия. В этих же котлах тепловая энергия подводилась к рабочему телу (водяному пару). Такие машины были громоздкими и малоэффективными, так как в них тепловая энергия к рабочему телу (водяному пару) передавалась через стенки теплообменного аппарата. Это замедляло процесс передачи энергии в тепловой форме. Чем меньше энергии передается рабочему телу в единицу времени, тем меньше ее в единицу времени преобразуется в механическую форму. Скорость работы (производительность) таких машин была низкой. Для повышения производительности этих тепловых машин приходилось увеличивать их размеры. При увеличении их размеров увеличивалось количество тепловой энергии, передаваемой в котле рабочему телу через теплообменный аппарат. Этот теплообменный аппарат имел значительные размеры.

Проблему источника тепловой энергии решала не термодинамика, а химия. Было установлено, что в результате химического взаимодействия некоторых веществ с кислородом (окисления) выделяется большое количество энергии в тепловой форме. Этот научный факт широко использовался в практической деятельности. Для отопления помещений и обеспечения первых тепловых машин (паровых двигателей) использовались дрова, а позднее — уголь. Вещества, выделяющие при окислении большое количество энергии в тепловой форме, были названы топливом. Следовательно, древесина, уголь, спирт, бензин, метан — это топливо.

Изобретатели и инженеры поняли, что решать проблему источника тепловой энергии для теплового двигателя необходимо по следующей схеме:

- преобразовать энергию из химической формы в тепловую форму путем окисления вещества;
- преобразовать энергию из тепловой формы в механическую форму с помощью расширительной машины.

Увеличение потребности человечества в механической энергии привело к кризису в области тепловых машин, использующих котел для подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме. Тем не менее, применение парового котла сыграло большую роль в становлении современных тепловых двигателей, так как он подсказал реальный путь решения проблемы источника тепловой энергии для двигателя. Чем больше размеры парового двигателя, тем больше потери в нем тепловой энергии. В паровых двигателях энергия в тепловой форме подводилась к рабочему телу в котле, а расширялось рабочее тело в расширительной машине, расположенной вне котла. По этой причине такие двигатели были названы двигателями с внешним подводом тепловой энергии к рабочему телу (пару).

Процесс окисления, например, сгорание дров в котле паровоза, происходит относительно медленно. Это обусловлено тем, что дрова (целлюлоза) не могут одновременно вступить в реакцию окисления по всему объему. Пока не окислятся внешние слои дров, внутренние окислиться не могут. По этой же причине относительно медленно горит уголь. Для ускорения процессов преобразования энергии из тепловой формы в механическую форму необходимо было ускорить процессы подвода и отвода энергии в тепловой форме. С помощью дров и угля, находящихся в твердом состоянии, эту проблему решить было невозможно. Ее можно было решить, используя топливо, способное мгновенно окисляться кислородом и с такой же скоростью выделять энергию в тепловой форме.

Топливо может окисляться только кислородом. Это не является проблемой, так как в воздухе содержится примерно 21% кислорода. Для окисления топливо должно находиться в газообразном состоянии, так как только в таком состоянии можно обеспечить мгновенное и одновременное поступление кислорода ко всем молекулам топлива, и реакция окисления топлива будет происходить одновременно по всему объему топлива. Таким образом, естественно, в наибольшей степени удовлетворяет газообразное топливо (например, метан). Еще несколько веков назад был известен светильный газ, но существовала проблема его получения, транспортировки и удержания в сосудах. Газообразное топливо можно окислять непосред-

ственно в цилиндре расширительной машины, так как после окисления оно не оставляет золы (в отличие от дров и угля).

Были попытки использовать в тепловом двигателе твердое топливо, которое должно было быстро сгорать в цилиндре расширительной машины. Например, с этой целью измельчали угольный порошок. Скорость сгорания угля резко увеличивалась, но угольный порошок все же оставлял золу, которую необходимо удалять за пределы расширительной машины.

С течением времени было открыто жидкое топливо нефтяного происхождения (продукт переработки нефти). Его было безопасно транспортировать и хранить. При сгорании жидкое топливо практически не оставляло золы. Для сгорания оно достаточно просто могло быть доставлено в цилиндр расширительной машины (легко движется по трубопроводам различной конфигурации). Тем не менее, жидкое топливо не решало проблемы источника тепловой энергии, так как горело относительно медленно. Это по-прежнему обусловлено тем, что в жидком состоянии не все молекулы топлива имеют доступ к кислороду, находящемуся в воздухе. Топливо окисляется только в слоях, непосредственно контактирующих с воздухом. Это можно реально наблюдать, например, зажигая бензин в ведре (рис. 10.1).

Из зависимости (9.78) видно, что при уменьшении продолжительности рабочего цикла теплового двигателя при прочих равных условиях увеличивается количество механической энергии, отводимой от него в единицу времени, — мощность (производительность) теплового двигателя увеличивается. Процесс сжатия рабочего тела в цилиндре расширительной машины можно ускорить, но процесс расширения рабочего тела во многом зависит от интенсивности подвода энергии в тепловой форме. Следовательно, необходимо увеличивать скорость подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу.

Таким образом, быстрого подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу жидкое топливо все же не обеспечивало, но топливо нефтяного происхождения оказалось способным легко испаряться, то есть переходить в газообразное состояние. Необходимо было только быстро осуществить такой процесс с помощью различных технических устройств. Такие устройства, вначале весьма примитивные, а в последующем более совершенные, были вскоре созданы.

Топливо в газообразном состоянии легко перемешивается с воздухом, в котором имеется кислород. Такое смешение обеспечивает молекулам топлива одновременный доступ к молекулам кислорода. В результате этого реакция окисления (сгорания) топлива может происходить по всему пространству одновременно. Скорость выделения тепловой энергии в этом случае становится большой. Так, бензин в газообразном состоянии сгорает практически мгновенно.

Учитывая свойства топлива нефтяного происхождения, процесс его сгорания можно легко осуществить внутри расширительной машины теплового двигателя (рис. 10.2).

При движении поршня вниз в цилиндре расширительной машины возникает разрежение, так как увеличивается объем внутреннего пространства. Впускной клапан при этом открывается, в результате чего из-за разрежения внутрь цилиндра расширительной машины поступает смесь

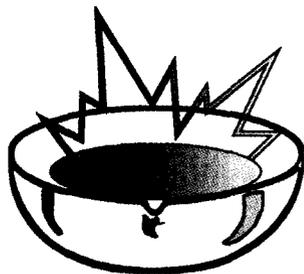


Рис. 10.1. Сгорание бензина в открытом сосуде

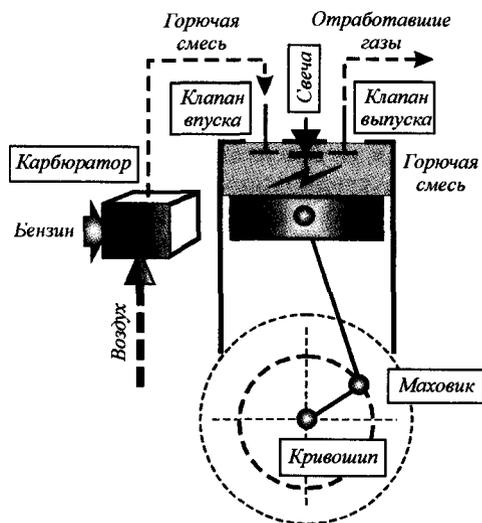


Рис. 10.2. Конструктивная схема двигателя внутреннего сгорания

бензина с воздухом. Бензин испаряется в специальном устройстве — карбюраторе. В самой нижней точке, называемой нижней мертвой точкой (НМТ), скорость поршня на мгновение становится равной нулю. В этот момент впускной клапан закрывается, а поршень осуществляет движение вверх, сжимая горючую смесь. В результате сжатия давление и температура горючей смеси (в рассматриваемый момент она же является и рабочим телом) увеличиваются. Повышение температуры еще больше усиливает испарение бензина. В момент подхода поршня к верхней мертвой точке (ВМТ) с помощью специального внешнего устройства инициируется процесс окисления (сгорания) бензина. В процессе окисления бензина от воздуха, находящегося в смеси с ним, отбирается кислород. Это означает, что при сгорании топлива рабочее тело претерпевает химическое изменение. В результате сгорания бензина происходит преобразование энергии из химической формы в тепловую форму. Эта энергия почти мгновенно передается рабочему телу, представляющему теперь уже некоторую смесь газов, образующихся при сгорании топлива. Таким образом, процесс сгорания топлива (бензина) можно рассматривать как процесс передачи рабочему телу энергии в тепловой форме от некоторого высокотемпературного источника. В результате такого подвода энергии увеличивается усилие, приложенное к поршню со стороны рабочего тела. Эта сила равна произведению давления рабочего тела на площадь поршня. Под действием этой силы поршень перемещается вниз (к НМТ). Объем цилиндра увеличивается, а давление рабочего тела уменьшается. При расширении от рабочего тела отводится энергия в механической форме в окружающую среду. Некоторая часть ее накапливается в маховике (рис. 10.2).

Для замыкания цикла после процесса расширения должен последовать процесс сжатия рабочего тела. В процессе сжатия от рабочего тела необ-

ходимо отвести часть энергии в тепловой форме в холодильник (низкотемпературный источник тепловой энергии). Охлаждать рабочее тело через стенки цилиндра расширительной машины крайне трудно, хотя возможно. Конструкторы тепловых двигателей решили эту проблему весьма просто. В некоторый момент времени, когда поршень приходит в НМТ, процесс расширения прекращают, для чего открывают выпускной клапан. Рабочее тело покидает пределы расширительной машины. В дальнейшем кривошип продолжает вращаться за счет накопленной маховиком механической энергии. При вращении кривошипа поршень поднимается вверх (к ВМТ), выталкивая из цилиндра отработавшее рабочее тело. В момент прихода поршня в ВМТ выпускной клапан закрывается, а впускной открывается. Маховик продолжает вращаться, в результате чего поршень опускается вниз (к НМТ). В результате опускания поршня происходит всасывание новой порции горючей смеси (смеси бензина с воздухом). В момент прихода поршня в НМТ впускной клапан закрывается, и происходит процесс сжатия горючей смеси (рабочего тела), так как поршень движется вверх (к ВМТ). Цикл повторяется.

Таким образом:

1. В действительном цикле процесс подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу осуществляется в результате сгорания топлива внутри цилиндра расширительной машины. Такие двигатели называют *двигателями внутреннего сгорания* (ДВС).
2. Процесс отвода энергии в тепловой форме от рабочего тела в низкотемпературный источник тепловой энергии заменяется выбросом рабочего тела в окружающую среду. Так как температура выбрасываемого рабочего тела превышает температуру вновь поступающего рабочего тела (горючей смеси), то смена рабочего тела в некотором смысле эквивалентна его охлаждению (отводу энергии в тепловой форме).
3. Действительный рабочий цикл теплового двигателя замыкается через окружающую среду, так как рабочее тело периодически выбрасывается в окружающую среду из расширительной машины и поступает в нее из окружающей среды.
4. В результате окисления топлива происходит химическое изменение рабочего тела. Новая порция кислорода, необходимого для окисления топлива, поступает вместе с новой порцией воздуха.
5. В цилиндре расширительной машины сначала происходит преобразование энергии топлива из химической формы в тепловую форму (процесс окисления топлива), а затем из тепловой формы в механическую форму (процесс расширения рабочего тела).
6. Действительный цикл теплового двигателя является условно замкнутым, так как его замыкание происходит в результате выброса рабочего тела в окружающую среду и поступления нового по составу рабочего тела.
7. Выброс отработавшего рабочего тела эквивалентен отводу некоторого количества энергии от него в тепловой форме, что требуется для замыкания цикла в соответствии со вторым законом термодинамики.

8. Впуск нового по составу рабочего тела (воздуха) в цилиндр расширительной машины обеспечивает поступление кислорода, необходимого для окисления топлива.
9. Для осуществления действительного циклического процесса в тепловом двигателе возникает необходимость осуществления дополнительных ходов поршня расширительной машины (рис. 10.2) с целью выпуска и впуска рабочего тела.

С научной точки зрения окисление топлива не является термодинамическим процессом, так как связано только с изменением состава рабочего тела. В дальнейшем сгорание топлива будет называться процессом только для указания факта подвода энергии к рабочему телу в тепловой форме.

10.2. ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И СГОРАНИЕ ТОПЛИВА

В качестве топлива в современных ДВС используются вещества, полученные в процессе переработки нефти. Эти вещества представляют собой химические соединения углерода (С) с водородом (Н). К ним относятся: бензин, лигроин, керосин, дизельное топливо. Процесс сгорания топлива нефтяного происхождения сводится к реакциям соединения углерода и водорода с кислородом, находящимся в воздухе.

Углеводородами называют вещества, состоящие всего из двух химических элементов — углерода и водорода. Можно предположить, что при таком «бедном» составе химические свойства углеводородов не должны сильно отличаться. На деле все оказывается не так. Важнейшей структурной особенностью углеводородов, как и многих других органических соединений, является наличие в них устойчивых углерод — углеродных связей. Углерод (С) единственный в своем ряду химический элемент, способный образовывать устойчивые цепочки из атомов, связанных между собой одинарными (простыми), двойными и тройными связями. Ни один другой химический элемент не способен к образованию подобных структур.

Углеводороды разделяют на четыре ряда характерных соединений:

- алканы (парафины);
- алкены (олефины);
- алкины (ацетилены);
- ароматические углеводороды.

Алканы (парафины) состоят из атомов углерода, связанных четырьмя простыми связями с атомами водорода и другими атомами углерода. В зависимости от места, занимаемого в структуре алкана, атом углерода может быть связан:

- с тремя атомами водорода и одним атомом углерода (рис. 10.3);
- с двумя атомами водорода и двумя атомами углерода;
- с одним атомом водорода и тремя атомами углерода.

Многие вещества из группы алканов находят широкое применение в повседневной жизни. Метан является главной составляющей частью природного газа, идущего на отопление домов, приготовление пищи и другие

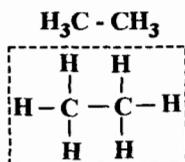


Рис. 10.3. Химический состав и структура этана

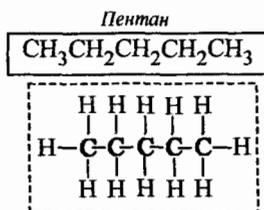


Рис. 10.4. Неразветвленная структура алкана

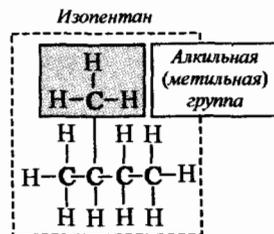


Рис. 10.5. Разветвленная структура алкана

бытовые нужды. Пропан используется в тех местностях, где нет природного газа. Его транспортируют и хранят в жидком виде в переносных баллонах. Бутан находит применение в газовых зажигалках и баллонах для приготовления пищи. Алканы с числом атомов углерода от 5 до 12 входят в состав бензина.

В алканах атомы углерода могут соединяться в последовательную или разветвленную цепочку. Молекулы пентана (рис. 10.4) и изопентана (рис. 10.5) содержат одинаковое количество атомов углерода (пять) и водорода (двенадцать), но расположены они в них по-разному. Соединения, имеющие одинаковую формулу, но разные структуры, называются изомерами. Химический состав алканов можно записать общей формулой C_nH_{2n+2} .

Алкены (олефины) — это углеводороды, содержащие одну или несколько двойных углерод — углеродных связей (рис. 10.6). Они являются родственниками алканов. Наличие двойной связи приводит к тому, что каждый алкен содержит на два атома водорода меньше, чем соответствующий алкан. Так как алкены содержат меньше атомов водорода, чем необходимо для образования алкана, их относят к ненасыщенным углеводородам. Наличие двойной связи придает алкенам большую реакционную способность по сравнению с алканами. Простые (неразветвленные) алкены имеют общую эмпирическую формулу C_nH_{2n} .

Алкины (ацетилены) — это углеводороды, содержащие, по крайней мере, одну тройную углерод — углеродную связь (рис. 10.7). Они образуют еще один ряд ненасыщенных углеводородов. Простейшие неразветвленные алкины имеют общую эмпирическую формулу C_nH_{2n-2} . По сравнению с алкенами они обладают еще большей реакционной способностью, поэтому не столь широко распространены в природе.

У **ароматических** углеводородов атомы углерода связаны между собой в плоскую циклическую (кольцевую) структуру (рис. 10.8). Эти углеводороды имеют очень большую ненасыщенность. По этой причине можно было бы ожидать их очень высокой реакционной способности, но в действительности их химические свойства совсем не похожи на свойства алкенов и алкинов. Ароматические углеводороды обладают достаточной устойчивостью.

Бензин представляет собой смесь летучих углеводородов, получаемую в результате переработки нефти. В зависимости от происхождения нефти он может, наряду с алканами, содержать различные количества ароматических (циклических) углеводородов.

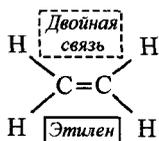


Рис. 10.6. Структура алкена



Рис. 10.7. Структура алкина

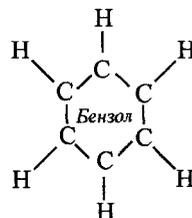


Рис. 10.8. Структура ароматического углеводорода

Продукт прямой переработки нефти — бензин, состоящий в основном из неразветвленных углеводородов, мало пригоден в качестве топлива для тепловых двигателей. Это обусловлено повышенной реакционной способностью неразветвленных углеводородов, что при окислении может вызвать отрицательные эффекты, в результате которых разрушится расширительная машина. Для исключения таких эффектов бензин, получаемый в результате прямой перегонки нефти, подвергают крекингу. В результате крекинга имеющиеся в бензине неразветвленные углеводороды превращаются в более разветвленные молекулы, происходит превращение некоторых фракций, обладающих низкой летучестью, во фракции с меньшей молекулярной массой, пригодные в качестве топлива для тепловых двигателей.

Углеводороды, входящие в состав жидкого топлива нефтяного происхождения, имеют в одной молекуле от 5 до 30 атомов углерода. В молекуле бензина содержится от 5 до 12 атомов углерода, а в керосине и дизельном топливе — до 30 атомов углерода. Чем больше атомов углерода содержится в молекуле топлива, тем оно тяжелее. Это объясняется тем, что атомная масса углерода в 12 раз больше атомной массы водорода.

Для определения энергетических показателей теплового двигателя и оценки его эффективности необходимо знать количество тепловой энергии, передаваемой рабочему телу в результате сгорания топлива. Так как при сгорании топлива рабочему телу передается энергия в тепловой форме, его параметры состояния (давление, объем и температура) будут изменяться. По изменению этих параметров можно определить количество тепловой энергии, переданной рабочему телу в процессе сгорания (окисления) топлива. Напомним, что в результате окисления (сгорания) топлива происходит изменение состава рабочего тела, что также вызывает некоторое изменение параметров рабочего тела. При рассмотрении идеализированных циклов такого эффекта не происходило. В реальных циклах его необходимо учитывать.

Для получения некоторого количества энергии в тепловой форме требуется сжечь определенное количество топлива. Для сгорания (окисления) топлива требуется кислород, который имеется в воздухе и который первоначально является рабочим телом. Топливо вступает в реакцию с кислородом в определенных соотношениях. Для полного окисления определенного количества топлива требуется строго определенное количество кислорода. Если кислорода недостаточно, то окислится не все топливо. В этом случае

будет иметь место неполное сгорание топлива, что приведет к неполному преобразованию химической энергии топлива в тепловую энергию. Этого явления в тепловых двигателях допускать нельзя.

Так как в природе относительное количество кислорода в воздухе практически не изменяется, расчет можно вести по количеству воздуха, требуемого для сгорания топлива.

Количество кислорода (воздуха), требуемое для полного сгорания топлива можно определить на основании реакций, происходящих при его окислении. Для составления этих реакций необходимо знать химический (элементарный) состав топлива.

В состав органической части топлива нефтяного происхождения могут входить следующие химические элементы:

- углерод С;
- водород Н;
- сера S;
- кислород O;
- азот N.

Основная часть тепловой энергии выделяется при окислении углерода, несколько меньшая часть — при окислении водорода. Сера нежелательна в составе топлива, так как при окислении выделяет незначительное количество тепловой энергии и образует вредные оксиды. Азот при окислении не выделяет тепловой энергии, а так как в составе топлива его очень мало, в теплотехнических расчетах он не учитывается.

Пусть имеется некоторая масса топлива, равная m кг. В этой массе углерод составляет С кг, водород — Н кг, сера — S кг, а кислород — O_m кг. Учитывая аддитивность массы (целое равно сумме составных частей), можно записать, что

$$m \text{ (кг)} = C \text{ (кг)} + H \text{ (кг)} + S \text{ (кг)} + O_m \text{ (кг)},$$

или, не указывая единиц измерения,

$$m = C + H + S + O_m. \quad (10.1)$$

Разделим правую и левую части выражения (10.1) на массу всего топлива m :

$$\frac{m}{m} = \frac{C + H + S + O_m}{m} = 1. \quad (10.2)$$

Выражение (10.2) представим в виде

$$\frac{C}{m} + \frac{H}{m} + \frac{S}{m} + \frac{O_m}{m} = 1,$$

или

$$\bar{C} + \bar{H} + \bar{S} + \bar{O}_m = 1. \quad (10.3)$$

Величины \bar{C} , \bar{H} , \bar{S} , \bar{O}_m представляют собой относительную массу каждого химического элемента в составе данной массы топлива.

Кислород O_m , имеющийся в незначительном количестве в топливе, принимает участие в окислении остальных составляющих этого топлива.

При составлении реакций окисления составляющих топлива следует учитывать, что в природе кислород и водород существуют в двухатомном виде, а углерод и сера в одноатомном.

Исходя из такого состава, реакции окисления компонентов топлива можно записать в виде:

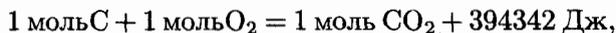


Химические уравнения (10.4)–(10.6) можно интерпретировать следующим образом:

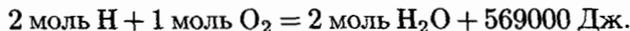
- две молекулы водорода, соединяясь с одной молекулой кислорода, образуют две молекулы воды ($2\text{H}_2\text{O}$);
- одна молекула углерода, соединяясь с одной молекулой кислорода, образует одну молекулу диоксида углерода (CO_2);
- одна молекула серы, соединяясь с одной молекулой кислорода, образует одну молекулу диоксида серы (SO_2).

Химические уравнения (10.4)–(10.6) показывают, что в результате химической реакции из молекул одного «сорта» образовались молекулы другого «сорта». Одни связи между атомами, образующими молекулы, разорваны, а другие связи между атомами созданы. При разрыве межатомных связей затрачивается, а при их образовании высвобождается энергия в тепловой форме. Излишек тепловой энергии называется энергетическим (тепловым) эффектом (или теплотой) превращения (реакции).

Энергетические эффекты реакций — это большей частью величины порядка десятков тысяч джоулей на 1 моль. Очень часто тепловой эффект реакции включают в качестве слагаемого в химическую формулу реакции. Так, реакцию окисления углерода (графита) можно записать в виде

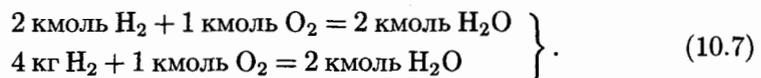


что означает выделение 394342 Дж энергии в тепловой форме при окислении 1 моль углерода. Реакция окисления водорода представляется в виде



Атомная масса водорода равна 1. Так как молекула водорода H_2 содержит два атома, то молекулярная масса водорода равна 2. Следовательно, 2 г водорода составляют 1 моль, а 2 кг водорода — 1 кмоль.

В уравнение (10.4) входят 2 моль водорода (2H_2), а поэтому 2 моль водорода составляют 4 г водорода или, соответственно, 2 кмоль водорода составляют 4 кг водорода. Уравнение (10.4) можно записать в виде



Выражение (10.7) показывает, что для окисления 4 кг водорода требуется 1 кмоль кислорода, тогда для окисления 1 кг водорода требуется в 4

раза меньше кислорода:

$$\frac{4 \text{ кг } \text{H}_2}{4} + \frac{1 \text{ кмоль } \text{O}_2}{4} = \frac{2 \text{ кмоль } \text{H}_2\text{O}}{4};$$

$$1 \text{ кг } \text{H}_2 + \frac{1}{4} \text{ кмоль } \text{O}_2 = \frac{1}{2} \text{ кмоль } \text{H}_2\text{O}. \quad (10.8)$$

Для окисления произвольной массы водорода (например, H кг) требуется в H раз больше кислорода:

$$H \text{ кг } (\text{H}_2) + \frac{H}{4} \text{ кг } (\text{O}_2) = \frac{H}{2} \text{ кг } (\text{H}_2\text{O}). \quad (10.9)$$

На основании зависимости (10.5), рассуждая аналогично, можно записать, что

$$1 \text{ кмоль } \text{C} + 1 \text{ кмоль } \text{O}_2 = 1 \text{ кмоль } \text{CO}_2. \quad (10.10)$$

Атомная масса углерода равна 12, следовательно, 12 кг углерода соответствуют 1 кмоль. Выражение (10.10) в этом случае можно представить в виде

$$12 \text{ кг } \text{C} + 1 \text{ кмоль } \text{O}_2 = 1 \text{ кмоль } \text{CO}_2. \quad (10.11)$$

Выражение (10.11) показывает, что для окисления 12 кг углерода требуется 1 кмоль кислорода. При этом образуется 1 кмоль диоксида углерода. Для окисления 1 кг углерода требуется в 12 раз меньше кислорода:

$$\frac{12 \text{ кг } \text{C}}{12} + \frac{1 \text{ кмоль } \text{O}_2}{12} = \frac{1 \text{ кмоль } \text{CO}_2}{12};$$

$$1 \text{ кг } \text{C} + \frac{1}{12} \text{ кмоль } \text{O}_2 = \frac{1}{12} \text{ кмоль } \text{CO}_2. \quad (10.12)$$

Для окисления произвольной массы углерода (например, C кг) требуется в C раз больше кислорода:

$$C \text{ кг } (\text{C}) + \frac{C}{12} \text{ кмоль } (\text{O}_2) = \frac{C}{12} \text{ кмоль } (\text{CO}_2). \quad (10.13)$$

На основании зависимости (10.6) запишем:

$$1 \text{ кмоль } \text{S} + 1 \text{ кмоль } \text{O}_2 = 1 \text{ кмоль } \text{SO}_2. \quad (10.14)$$

Атомная масса серы равна 32. Молекула серы состоит из одного атома, поэтому молекулярная масса серы также равна 32. Следовательно, 1 кмоль серы равен 32 кг. Выражение (10.14) можно записать в виде

$$32 \text{ кг } \text{S} + 1 \text{ кмоль } \text{O}_2 = 1 \text{ кмоль } \text{SO}_2. \quad (10.15)$$

Для окисления 1 кг серы требуется в 32 раза меньше кислорода:

$$\frac{32 \text{ кг } \text{S}}{32} + \frac{1 \text{ кмоль } \text{O}_2}{32} = \frac{1 \text{ кмоль } \text{SO}_2}{32};$$

$$1 \text{ кг } (\text{S}) + \frac{1}{32} \text{ кмоль } (\text{O}_2) = \frac{1}{32} \text{ кмоль } (\text{SO}_2). \quad (10.16)$$

Для окисления произвольной массы серы (например, S кг) требуется в S раз больше кислорода:

$$S \text{ кг } (\text{S}) + \frac{S}{32} \text{ кмоль } (\text{O}_2) = \frac{S}{32} \text{ кмоль } (\text{SO}_2). \quad (10.17)$$

Пусть в 1 кг топлива содержится C кг углерода, H кг водорода, S кг серы и O_m кг кислорода, т. е.

$$C \text{ кг} + H \text{ кг} + S \text{ кг} + O_m \text{ кг} = 1 \text{ кг}. \quad (10.18)$$

Из выражений (10.9), (10.13) и (10.17) видно, что для окисления C кг углерода, H кг водорода, S кг серы требуется следующее количество кислорода:

Масса химического элемента	Требуемое количество кислорода
C кг углерода	$C/12$ кг кислорода
H кг водорода	$H/4$ кг кислорода
S кг серы	$S/32$ кг кислорода

Атомная масса кислорода равна 16. Молекула кислорода O_2 содержит 2 атома, следовательно, молекулярная масса кислорода равна 32. Таким образом, 1 кмоль кислорода равен 32 кг. В 1 кг топлива содержится O_m килограмм кислорода, что равно $O_m/32$ киломоль. Этот кислород участвует в окислении топлива. Тогда для окисления топлива требуется забрать из воздуха несколько меньше кислорода.

Суммируя изложенное выше, получаем, что для окисления 1 кг топлива требуется следующее количество кислорода:

$$\frac{C}{12} + \frac{H}{4} + \frac{S}{32} - \frac{O_m}{32} = n_k, \quad \left[\frac{\text{кмоль кислорода}}{1 \text{ кг топлива}} \right]. \quad (10.19)$$

Выражение (10.19) позволяет определить количество кислорода, теоретически необходимого для полного окисления (сгорания) 1 кг топлива.

В топливе нефтяного происхождения содержится очень мало кислорода. Ниже представлено относительное количество каждого химического элемента в составе топлива нефтяного происхождения:

Топливо	Относительное содержание		
	углерода	водорода	кислорода
Бензин	0.855	0.145	—
Дизельное топливо	0.870	0.126	0.004

Содержанием кислорода в дизельном топливе зачастую пренебрегают. Серу при переработке нефти стремятся полностью удалить из топлива.

Экспериментально установлено, что в воздухе содержится примерно 21% кислорода и 79% азота. Кислород для окисления топлива в расширительную машину поступает вместе с воздухом. Определим количество воздуха, теоретически необходимое для полного окисления (сгорания) 1 кг топлива:

$$n_o = \frac{n_k}{0.21} = \frac{1}{0.21} \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} + \frac{S}{32} - \frac{O_m}{32} \right), \quad \left[\frac{\text{кмоль воздуха}}{1 \text{ кг топлива}} \right]. \quad (10.20)$$

Исходя из элементарного состава бензина и дизельного топлива, выражение (10.20) представим в виде:

$$n_o^6 = \frac{1}{0.21} \left(\frac{0.855}{12} + \frac{0.145}{4} \right), \quad \left[\frac{\text{кмоль воздуха}}{1 \text{ кг топлива}} \right];$$

$$n_o^д = \frac{1}{0.21} \left(\frac{0.870}{12} + \frac{0.126}{4} - \frac{0.004}{32} \right), \quad \left[\frac{\text{кмоль воздуха}}{1 \text{ кг топлива}} \right].$$

Молярная масса воздуха равна $M = 28.97 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$, т. е. 1 кмоль воздуха имеет массу, равную 28.97 кг. Для сгорания 1 кг топлива требуется теоретически следующая масса воздуха:

$$m_o = M \cdot n_o = \frac{M}{0.21} \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} + \frac{S}{32} - \frac{O_m}{32} \right), \quad \left[\frac{\text{кг воздуха}}{1 \text{ кг топлива}} \right]. \quad (10.21)$$

Величину n_o [моль, кмоль] следует понимать как количество воздуха, теоретически необходимого для сгорания (окисления) 1 кг топлива. Величину m_o [г, кг] следует понимать как массу воздуха, теоретически необходимую для сгорания (окисления) 1 кг топлива¹.

Определим массу воздуха, теоретически необходимую для полного сгорания 1 кг бензина (m_o^6) и 1 кг дизельного топлива ($m_o^д$):

$$m_o^6 = \frac{M}{0.21} \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} \right) = \frac{28.97}{0.21} \left(\frac{0.855}{12} + \frac{0.145}{4} \right) \approx 14.83 \text{ кг воздуха};$$

$$m_o^д = \frac{28.97}{0.21} \left(\frac{0.870}{12} + \frac{0.126}{4} - \frac{0.004}{32} \right) \approx 14.35 \text{ кг воздуха}.$$

Таким образом, для полного сгорания 1 кг бензина требуется 14.83 кг воздуха, а для сгорания 1 кг дизельного топлива — 14.35 кг воздуха. Под теоретически необходимым количеством воздуха понимается такое его количество, которое обеспечивает окисление всех молекул топлива так, что в воздухе не остается свободных молекул кислорода.

Исходя из полученных выше результатов, говорят, что для сгорания 1 части бензина требуется 15 частей воздуха. В теории ДВС указывается, что нормальная смесь бензина с воздухом характеризуется отношением 1:15.

В цилиндре дизельного двигателя В-46 сгорает за один цикл примерно 0.195 г (~ 0.2 г) топлива. Определим массу воздуха, теоретически потребную для сгорания этой порции топлива. Если для сгорания 1 кг дизельного топлива теоретически требуется 14.35 кг воздуха, то для сгорания 1 г топлива требуется в 1000 раз меньше, т. е. 14.35 г воздуха. Величина 0.195 г примерно в 5 раз меньше 1 г топлива, поэтому для сгорания 0.195 г топлива требуется в 5 раз меньше воздуха, чем для сгорания 1 г топлива:

$$m_o^д = \frac{14.35 \text{ [г воздуха]}}{5} \approx 3 \text{ [г воздуха]}.$$

В действительности в цилиндр дизельного двигателя подается большая масса воздуха, чем требуется теоретически. Это обусловлено, в первую очередь, особенностью сгорания дизельного топлива в этих двигателях.

¹ Авторы сочли необходимым разделить понятия «теоретически необходимое количество» и «теоретически необходимая масса» воздуха, полагая их различными физическими величинами. В ходе химических реакций масса вещества не изменяется, тогда, как его количество изменяется.

Дизельное топливо по сравнению с бензином более тяжелое. Оно труднее испаряется, поэтому хуже перемешивается с воздухом. Если смесь бензина с воздухом готовится вне цилиндра двигателя, то смесь дизельного топлива с воздухом готовится непосредственно внутри цилиндра, поэтому для смесеобразования недостаточно времени. В цилиндр дизельное топливо впрыскивается. Если в цилиндр дизельного двигателя подать ровно столько воздуха, сколько теоретически требуется для полного сгорания впрыснутого топлива, из-за отмеченных выше обстоятельств топливо полностью не сгорит. Энергия в тепловой форме полностью не выделится. Эффективность такого двигателя будет крайне низкой. Для полного сгорания топлива в цилиндр дизельного двигателя подается большее количество воздуха, чем требуется теоретически.

Отношение действительного количества воздуха n_d к теоретически необходимому количеству n_o для полного сгорания топлива называется коэффициентом избытка воздуха

$$\alpha = \frac{n_d}{n_o} = \frac{m_d}{m_o}. \quad (10.22)$$

Из выражения (10.22) определим действительное количество (массу) воздуха, требуемое для полного сгорания топлива:

$$n_d = \alpha n_o; \quad (10.23)$$

$$m_d = \alpha m_o. \quad (10.24)$$

Подставляя выражения (10.20) и (10.21) в выражения (10.23) и (10.24), получим (для дизельного топлива):

$$n_d = \frac{\alpha}{0.21} \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O_m}{32} \right), \quad \left[\frac{\text{кмоль воздуха}}{\text{кг топлива}} \right]; \quad (10.25)$$

$$m_d = \frac{\alpha M}{0.21} \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} - \frac{O_m}{32} \right), \quad \left[\frac{\text{кг воздуха}}{\text{кг топлива}} \right]. \quad (10.26)$$

Для бензина выражения (10.25) и (10.26) будут иметь вид:

$$n_d = \frac{\alpha}{0.21} \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} \right), \quad \left[\frac{\text{кмоль воздуха}}{\text{кг топлива}} \right]; \quad (10.27)$$

$$m_d = \frac{\alpha \cdot M}{0.21} \left(\frac{C}{12} + \frac{H}{4} \right), \quad \left[\frac{\text{кг воздуха}}{\text{кг топлива}} \right]. \quad (10.28)$$

До сгорания топлива в цилиндре находится воздух, состоящий из азота и кислорода. Парам топлива, как правило, пренебрегают. При сгорании топлива в цилиндре расширительной машины происходит изменение состава рабочего тела (образуется новая смесь газов). В результате сгорания топлива в цилиндре двигателя будут находиться: *

- азот N_2 , не принимающий участия в окислении топлива;
- избыточный кислород O_2 , не принявший участия в окислении топлива;
- водяной пар H_2O [выражение (10.4)];
- диоксид углерода CO_2 [выражение (10.5)];
- диоксид серы SO_2 [выражение (10.6)].

Определим количество каждого компонента рабочего тела, образующегося после сгорания 1 кг топлива:

- водяного пара [выражение (10.9)]

$$n_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\text{H}}{2} \text{ кмоль } (\text{H}_2\text{O}); \quad (10.29)$$

- диоксид углерода [выражение (10.13)]

$$n_{\text{CO}_2} = \frac{\text{C}}{12} \text{ кмоль } (\text{CO}_2); \quad (10.30)$$

- диоксид серы [выражение (10.17)]

$$n_{\text{SO}_2} = \frac{\text{S}}{32} \text{ кмоль } (\text{SO}_2). \quad (10.31)$$

Общее количество рабочего тела после сгорания 1 кг топлива составит

$$n_{\text{сг}} = n_{\text{H}_2\text{O}} + n_{\text{CO}_2} + n_{\text{SO}_2} + n_{\text{O}_2} + n_{\text{N}_2}, \text{ [кмоль]}. \quad (10.32)$$

Определим избыточное количество воздуха (если для сгорания топлива его подается больше, чем требуется теоретически)

$$\Delta n = n_{\text{д}} - n_{\text{о}} = \alpha \cdot n_{\text{о}} - n_{\text{о}} = n_{\text{о}}(\alpha - 1), \text{ [кмоль]}. \quad (10.33)$$

В этом избыточном воздухе содержится следующее количество кислорода:

$$n_{\text{O}_2} = 0.21\Delta n = 0.21n_{\text{о}}(\alpha - 1), \text{ [кмоль]}. \quad (10.34)$$

Так как азот не участвует в окислении топлива, то он полностью остается в составе рабочего тела:

$$n_{\text{N}_2} = 0.79n_{\text{д}} = 0.79\alpha \cdot n_{\text{о}}, \text{ [кмоль]}. \quad (10.35)$$

Подставляя выражения (10.29), (10.30), (10.31), (10.34) и (10.35) в выражение (10.32), получим при $\alpha > 1$:

$$\begin{aligned} n_{\text{сг}} &= \frac{\text{H}}{2} + \frac{\text{C}}{12} + \frac{\text{S}}{32} + 0.21(\alpha - 1)n_{\text{о}} + 0.79\alpha \cdot n_{\text{о}} = \\ &= \frac{\text{H}}{2} + \frac{\text{C}}{12} + \frac{\text{S}}{32} + (\alpha - 0.21)n_{\text{о}}. \end{aligned} \quad (10.36)$$

При $\alpha = 1$ равенство (10.36) будет иметь вид

$$n_{\text{сг}} = \frac{\text{H}}{2} + \frac{\text{C}}{12} + \frac{\text{S}}{32} + 0.79n_{\text{о}}. \quad (10.37)$$

В процессах сжатия, сгорания и расширения масса рабочего тела не изменяется, так как цилиндр расширительной машины не сообщается с окружающей средой. Масса рабочего тела после сгорания топлива равна массе рабочего тела до сгорания топлива. Закон сохранения массы утверждает, что суммарная масса всех продуктов реакции совпадает с суммарной массой всех реагентов.

В химических реакциях атомы вещества не создаются и не разрушаются, а только перегруппируются. В соответствии с законом сохранения массы можно утверждать, что масса образующихся продуктов сгорания топлива в смеси с воздухом равна суммарной массе топлива и воздуха до начала реакции окисления.

В процессе окисления топлива химический состав рабочего тела изменяется. Атомы и молекулы веществ в ходе реакции окисления группируются по-иному, образуя другое рабочее тело. Молярная масса рабочего тела (смеси газов) после сгорания топлива не равна молярной массе рабочего тела до сгорания топлива, так как молекулы и атомы перегруппировались. Количество вещества определяется по формуле

$$n = \frac{m}{M},$$

где m — масса вещества; M — молярная масса вещества (масса 1 моль).

Молярная масса вещества зависит от количества и вида атомов, образующих молекулы вещества, поэтому при сгорании топлива величина молярной массы M вещества изменяется. Из приведенной выше зависимости следует, что при изменении молярной массы M и неизменной массе вещества $m = idem$ его количество n изменяется, то есть $n_o \neq n_{cr}$. Так как количество (но не масса) рабочего тела в процессе сгорания топлива изменяется, это приводит к изменению параметров его состояния. Преобразуем выражение (10.36) к виду

$$n_{cr} = \frac{C}{12} + \frac{H}{2} + \frac{S}{32} + \alpha n_o - 0.21 n_o. \quad (10.38)$$

Выражение (10.20) запишем в виде

$$0.21 n_o = \frac{C}{12} + \frac{H}{4} + \frac{S}{32} - \frac{O_m}{32}. \quad (10.39)$$

Подставим выражение (10.39) в выражение (10.38):

$$\begin{aligned} n_{cr} &= \frac{C}{12} + \frac{H}{2} + \frac{S}{32} + \alpha \cdot n_o - \frac{C}{12} - \frac{H}{4} - \frac{S}{32} + \frac{O_m}{32} = \\ &= \alpha n_o + \frac{H}{4} + \frac{O_m}{32}. \end{aligned} \quad (10.40)$$

До начала сгорания топлива в цилиндре расширительной машины находится смесь топлива и воздуха. Количество воздуха равно $n_d = \alpha n_o$. Количество окисляемого (сгораемого) топлива равно

$$n_m = \frac{m}{M_m},$$

где m — масса сгораемого топлива; M_m — молярная масса топлива.

До начала сгорания топлива в цилиндре расширительной машины находится рабочее тело в количестве

$$n_1 = n_d + n_m = \alpha n_o + \frac{m}{M_m}. \quad (10.41)$$

Определим приращение количества рабочего тела в результате сгорания топлива

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_{cr} - n_1 = \alpha n_o + \frac{H}{4} + \frac{O_m}{32} - \alpha n_o - \frac{m}{M_m} = \\ &= \frac{H}{4} + \frac{O_m}{32} - \frac{m}{M_m}. \end{aligned} \quad (10.42)$$

В практических расчетах наличием топлива в составе рабочего тела пренебрегают, так как его количество мало по сравнению с воздухом. По этой причине выражение (10.42) можно записать в виде

$$\Delta n \approx \frac{H}{4} + \frac{O_m}{32}. \quad (10.43)$$

Для оценки степени приращения количества рабочего тела в результате сгорания топлива профессор Мазинг Е. К. *ввел понятие теоретического (химического) коэффициента молекулярного изменения β_o* , представляющего собой отношение количества газообразных продуктов, образующихся в результате сгорания топлива, к количеству воздуха, поступающего в цилиндр расширительной машины теплового двигателя до сгорания топлива:

$$\beta_o = \frac{n_{cr}}{n_1} = \frac{\alpha n_o + \frac{H}{4} + \frac{O_m}{32}}{\alpha n_o} = 1 + \frac{\frac{H}{4} + \frac{O_m}{32}}{\alpha n_o} = 1 + \frac{8H + O_m}{32\alpha n_o}. \quad (10.44)$$

Выражение (10.44) справедливо для дизельного топлива, так как в нем содержится свободный кислород. При использовании бензина выражение (10.44) будет иметь вид

$$\beta_o = 1 + \frac{8H}{32\alpha n_o}. \quad (10.45)$$

Как отмечалось ранее, современные тепловые двигатели (ДВС) работают по условно замкнутому циклу. Эта условность заключается в том, что отработавшее рабочее тело (смесь газов) в определенные моменты времени выбрасывают из цилиндра расширительной машины и впускают новую порцию воздуха (смеси воздуха с топливом). В результате такой смены рабочего тела обеспечивается сгорание новой порции топлива в последующем цикле и понижение температуры рабочего тела перед сжатием (температура поступающего рабочего тела значительно ниже температуры выбрасываемого рабочего тела). *Выброс отработавшего рабочего тела и впуск нового называют процессом газообмена теплового двигателя.* В процессе газообмена в цилиндре расширительной машины все же остается часть отработавшего рабочего тела, так называемые остаточные газы. Наличие остаточных газов в цилиндре двигателя нежелательно, так как ухудшает качество процесса газообмена, от которого зависит протекание реакции окисления топлива.

Качество очистки цилиндра расширительной машины от отработавших газов оценивается относительной величиной $\eta_{ост}$, называемой *коэффициентом остаточных газов*:

$$\eta_{ост} = \frac{n_{ост}}{n_1} = \frac{n_{ост}}{\alpha n_o}, \quad (10.46)$$

где $n_{ост}$ — количество остаточных газов в цилиндре расширительной машины после процесса газообмена; n_1 — количество воздуха, поступающего в цилиндр расширительной машины в процессе газообмена.

До сгорания топлива в цилиндре расширительной машины находится следующее количество рабочего тела:

$$A = n_1 + n_{ост} = \alpha n_o + n_{ост}. \quad (10.47)$$

После сгорания топлива в цилиндре расширительной машины будет находиться уже следующее количество рабочего тела:

$$B = n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}}. \quad (10.48)$$

Действительный коэффициент молекулярного изменения рабочего тела в результате сгорания топлива будет равен

$$\beta = \frac{B}{A} = \frac{n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}}}{n_1 + n_{\text{ост}}}. \quad (10.49)$$

С учетом зависимости (10.44) выражение (10.49) можно записать в виде

$$\beta = \frac{\beta_0 n_1 + n_{\text{ост}}}{n_1 + n_{\text{ост}}}. \quad (10.50)$$

Преобразуем выражение (10.50) следующим образом:

$$\beta = \frac{\frac{\beta_0 n_1 + n_{\text{ост}}}{n_1}}{\frac{n_1 + n_{\text{ост}}}{n_1}} = \frac{\beta_0 + \frac{n_{\text{ост}}}{n_1}}{1 + \frac{n_{\text{ост}}}{n_1}}. \quad (10.51)$$

Подставляя выражение (10.46) в выражение (10.51), получим

$$\beta = \frac{\beta_0 + \eta_{\text{ост}}}{1 + \eta_{\text{ост}}}. \quad (10.52)$$

Таким образом, если рабочее тело в цилиндре расширительной машины нагревать и охлаждать через стенки (как это предусматривалось при рассмотрении идеализированных циклов), то его количество не будет изменяться, так как не изменяется его химический состав. В реальных условиях количество (но не масса) рабочего тела, находящегося в цилиндре расширительной машины, изменяется, так как изменяется его химический состав в результате сгорания (окисления) топлива.

Так как при сгорании топлива увеличивается температура T и количество n рабочего тела, то правая часть в уравнении состояния идеального газа

$$pV = nRT \quad (10.53)$$

увеличивается. Левая часть (произведение pV) выражения (10.53) тоже должна увеличиваться. Произведение pV представляет собой работу (энергию) в механической форме, совершаемую рабочим телом над окружающей средой. Таким образом, изменение количества (но не массы) рабочего тела в процессе сгорания топлива способствует увеличению его энергетических возможностей.

Действительный коэффициент молекулярного изменения рабочего тела в тепловых двигателях с образованием горючей смеси вне цилиндра расширительной машины равен 1.07...1.111, а в двигателях с образованием горючей смеси внутри цилиндра расширительной машины¹ — 1.03...1.04.

Эти данные показывают, что рабочее тело в двигателе с внешним смесеобразованием при сгорании топлива претерпевает большие молекулярные изменения, чем в двигателе с внутренним смесеобразованием.

¹ Двигатели с внешним смесеобразованием — бензиновые двигатели, двигатели с внутренним смесеобразованием — дизельные двигатели.

Выражение (10.44) показывает, что чем меньше коэффициент избытка воздуха α , тем больше теоретический коэффициент молекулярного изменения рабочего тела β_0 . Из выражения (10.52) видно, что с увеличением теоретического коэффициента молекулярного изменения β_0 увеличивается действительный коэффициент молекулярного изменения рабочего тела. Чем больше действительный коэффициент молекулярного изменения, тем больше увеличивается количество n (но не масса) рабочего тела при сгорании топлива. С уменьшением коэффициента избытка воздуха α энергетические возможности рабочего тела увеличиваются в связи с действием отмеченных выше факторов.

В двигателях с внешним смесеобразованием сгорание топлива (бензина) происходит при $\alpha \rightarrow 1$, а в двигателях с внутренним смесеобразованием — при $\alpha = 1.3 \dots 1.6$. Такое различие обусловлено тем, что бензин легче испаряется, а на образование горючей смеси отводится больше времени, чем в двигателях с внутренним смесеобразованием.

При $\alpha > 1$ смесь топлива и воздуха называют *обедненной*, так как в ней в действительности может сгореть большее количество топлива. Такие смеси применяют в дизельных двигателях с целью обеспечения полноты сгорания топлива. Из-за плохого смесеобразования в этих двигателях при малых α (уже при $\alpha = 1.1 \dots 1.2$) невозможно обеспечить полного сгорания топлива.

При $\alpha < 1$ смесь топлива и воздуха называют *обогащенной*, так как в ней не может сгореть все подаваемое топливо. В бензиновых двигателях возможно сгорание топлива (бензина) при $\alpha = 0.85 \dots 0.95$.

При $\alpha = 1$ смесь топлива с воздухом называют *нормальной*. Как уже отмечалось, нормальная смесь состоит из 1 части топлива (по массе) и 15 частей воздуха.

Чрезмерное обогащение ($\alpha < 1$) или обеднение ($\alpha > 1$) горючей смеси может привести к тому, что топливо в цилиндре расширительной машины гореть не будет. Это обстоятельство следует учитывать при разработке тепловых двигателей (ДВС).

Диапазон воспламеняемости бензина в смеси с воздухом сравнительно узок и находится в пределах $0.4 \leq \alpha \leq 1.4$. В некоторых случаях конструктивными способами можно расширить пределы воспламеняемости бензина в смеси с воздухом.

Химический состав продуктов сгорания топлива при $\alpha < 1$ (неполное сгорание топлива) несколько отличается от химического состава продуктов сгорания при $\alpha \geq 1$ (полное сгорание).

В случае неполного сгорания топлива ($\alpha < 1$) в продуктах сгорания (рабочем теле) дополнительно содержится оксид углерода CO. При неполном сгорании топлива количество каждого компонента в смеси отработавших газов определяют по формулам:

$$n_{\text{CO}} = 0.42 \frac{1-\alpha}{1+k} n_0; \quad n_{\text{CO}_2} = \frac{C}{2} - 0.42 \frac{1-\alpha}{1+k} n_0; \quad n_{\text{H}_2} = 0.42k \frac{1-\alpha}{1+k} n_0;$$

$$n_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{H}{2} - 0.42k \frac{1-\alpha}{1+k} n_0; \quad n_{\text{N}_2} = 0.79\alpha \cdot n_0; \quad k = \frac{n_{\text{H}_2}}{n_{\text{CO}}}.$$

10.3. ТЕПЛОТА СГОРАНИЯ ТОПЛИВА

При выполнении инженерных расчетов тепловых двигателей необходимо знать количество тепловой энергии, выделяющейся при сгорании (окислении) топлива в цилиндре расширительной машины. При сгорании различных масс топлива выделяется различное количество тепловой энергии.

Количество энергии, выделяющейся при сгорании топлива, можно определить экспериментальным методом с помощью специального прибора, называемого *калориметром*. Для определения количества тепловой энергии, выделяющейся при сгорании различных масс топлива, необходимо выполнить очень большое количество экспериментов. Учитывая, что топливо бывает различных видов, количество проводимых экспериментов еще больше увеличивается.

Чтобы не проводить большого числа экспериментов поступают весьма просто. Определяют количество тепловой энергии, выделяющейся при сгорании единицы массы топлива каждого вида, то есть проводят ровно столько экспериментов, сколько существует видов топлива. Количество тепловой энергии, выделяющейся при сгорании любой массы топлива, определяют простым умножением количества тепловой энергии, выделяющейся при сгорании единицы массы топлива, на массу этого топлива.

На рис. 10.9 представлена схема простейшего калориметра. Исследуемое топливо помещают в специальную чашечку, которая размещается внутри герметически закрытого сосуда, называемого бомбой. Стенки этой бомбы обладают достаточной прочностью и выдерживают большие усилия газов, образующихся при сгорании топлива. Бомба имеет специальный впускной клапан для ввода кислорода под давлением, а также электрические контакты для инициирования процесса окисления (сгорания) топлива.

После того как в бомбу поместят образец испытуемого топлива, ее герметизируют, наполняют кислородом, помещают в большой теплоизолированный сосуд и заливают точно отмеренным количеством воды. Температуру воды до сгорания топлива тщательно измеряют. С помощью электрической энергии топливо воспламеняют. При сгорании топлива выделяется некоторое количество тепловой энергии. После сгорания топлива снова измеряют температуру воды. Выделившаяся тепловая энергия передается самому калориметру. Количество тепловой энергии, поглощенное калориметром (в том числе и водой), определяют экспериментально, сжигая в нем образец, выделяющий известное количество энергии в тепловой форме. Например, известно, что при сгорании 1 г бензойной кислоты $C_7H_6O_2$ в калориметрической бомбе выделяется 26.38 кДж энергии в тепловой форме. Если при сжигании этого количества бензойной кислоты температура калориметра повышается на

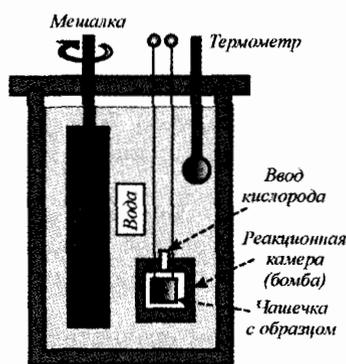


Рис. 10.9. Калориметрическая бомба

5.022°С, то его теплоемкость равна

$$C_k = \frac{Q}{\Delta T} = \frac{26.38 \text{ [кДж]}}{5.022 \text{ [°C]}} = 5.252 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{°C}} \right].$$

Если при сгорании некоторой массы топлива в этом калориметре его температура повысилась, например, на 10°С, то выделившееся при сгорании этого топлива количество тепловой энергии легко определить по формуле

$$Q = C_k \Delta T = 5.252 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{°C}} \right] \cdot 10 \text{ [°C]} = 52.52 \text{ [кДж]}. \quad (10.54)$$

Количество тепловой энергии, выделяющейся при сгорании (окислении) единицы массы топлива, называют *теплотой сгорания топлива*¹ (обозначается Н). Определив описанным выше способом теплоту сгорания топлива, можно с помощью зависимости

$$Q = mH \quad (10.55)$$

определить количество тепловой энергии, выделяющейся при сгорании любой массы топлива.

Для того чтобы правильно воспользоваться зависимостью (10.55), необходимо учесть следующее обстоятельство. При сгорании топлива образуется вода². Тепловая энергия, выделяющаяся при сгорании топлива, мгновенно сообщается этой воде, в результате чего та может испариться. При испарении воды затрачивается очень много тепловой энергии (ее называют скрытой теплотой парообразования). Напомним, что рост температуры воды очень сильно замедляется по мере приближения к 100°С. Это как раз вызвано тем, что вся подводимая тепловая энергия расходуется на парообразование. Если водяной пар не перевести в жидкость, то затраченная на испарение воды тепловая энергия будет потеряна, так как не сможет использоваться для нагревания смеси газов, образующихся при окислении топлива кислородом воздуха.

Если не учитывать тепловую энергию, затраченную на парообразование воды, то описанным выше способом определяют так называемую *низшую теплоту сгорания топлива* (обозначается буквой H_u). Если водяному пару предоставить возможность охладиться до температуры, при которой он перейдет в жидкое состояние, то в процессе такого перехода он вернет обратно теплоту, затраченную на испарение образующейся при сгорании топлива воды. Аналогичное явление происходит при образовании тумана в окружающей среде. Водяной пар, конденсируясь, отдает тепловую энергию воздуху. Температура воздуха несколько повышается. По этой причине в туманную погоду кажется несколько теплее.

Если пар сконденсируется, то температура калориметра несколько увеличится. По описанной методике можно определить количество тепловой энергии, выделяющейся при сгорании единицы массы топлива с учетом тепловой энергии, затраченной на испарение воды. В этом случае будет определена *высшая теплота сгорания топлива* (обозначается H_o). Из приведенных выше фактов можно установить, что $H_u < H_o$.

¹ Иногда ее называют теплотворной способностью топлива.

² См. уравнение (10.4).

Какое из значений теплоты сгорания топлива следует использовать в инженерных расчетах зависит от обстоятельств его сгорания. В рассмотренных ранее тепловых двигателях (ДВС) после расширения рабочее тело выбрасывается из цилиндра расширительной машины вместе с образующимся при сгорании топлива водяным паром, поэтому в процессе теплового расчета ДВС используют низшую теплоту сгорания топлива H_u . Ее значение для различных видов топлива приводится в справочных таблицах.

В процессе транспортировки в топливо попадает вода, поэтому при его сгорании еще больше тепловой энергии отбирается на парообразование.

Высшую теплоту сгорания топлива определяют по формуле

$$H_o = mc\Delta T, \quad (10.56)$$

где m — масса охладителя (жидкости, окружающей калориметр и способствующей конденсации водяного пара); c — удельная теплоемкость охладителя; ΔT — изменение температуры охладителя.

Высшая и низшая теплотворная способность топлива связаны зависимостью

$$H_u = H_o - Q_n, \quad (10.57)$$

где H_u — низшая теплотворная способность топлива, кДж/кг; H_o — высшая теплотворная способность топлива, кДж/кг; Q_n — теплота парообразования, кДж/кг;

Свойства некоторых видов топлива нефтяного происхождения приведены ниже:

Топливо	Средняя молярная масса, кг кмоль	Теплота сгорания, МДж кг
Бензин	110...120	44
Дизельное топливо	180...200	42.5

Если для полного сгорания топлива недостаточно воздуха (кислорода, находящегося в составе воздуха), топливо сгорит не полностью, т. е. часть топлива не используется. Того количества тепловой энергии, которое предполагалось получить в результате сгорания топлива, получено не будет. Количество тепловой энергии, не полученной в результате неполного сгорания топлива ($\alpha < 1$), определяется по формуле

$$\Delta H_u = 119.95(1 - \alpha)m_o,$$

где α — коэффициент избытка воздуха; m_o — масса воздуха, теоретически необходимая для полного сгорания топлива.

На практике полноту выделения тепловой энергии при сгорании топлива учитывают специальным коэффициентом ζ_α , определяемым по формуле

$$\zeta_\alpha = \frac{H_u - \Delta H_u}{H_u} = 1 - \frac{\Delta H_u}{H_u} \approx 1.4\alpha - 0.4. \quad (10.58)$$

10.4. ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЙ ЦИКЛ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ С БЫСТРЫМ СГОРАНИЕМ ТОПЛИВА (БЕНЗИНОВОГО ДВИГАТЕЛЯ)

10.4.1. Впуск рабочего тела (горючей смеси)

Бензин обладает высокой испаряемостью, поэтому легко образует горючую смесь с воздухом. Качество перемешивания бензина с воздухом очень высокое. Практически все молекулы бензина имеют возможность вступить в реакцию окисления кислородом воздуха, поэтому бензин в цилиндре расширительной машины теплового двигателя сгорает почти мгновенно.

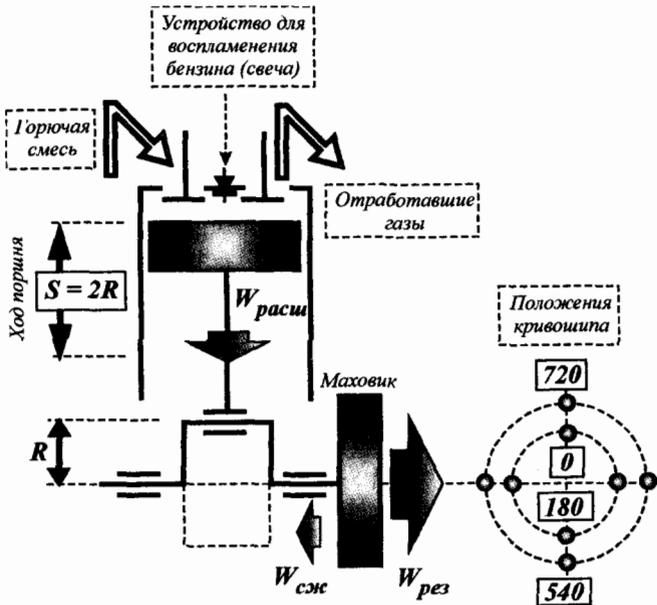


Рис. 10.10. Конструктивная схема бензинового двигателя

На рис. 10.10 представлена конструктивная схема бензинового двигателя¹. Пусть поршень расширительной машины находится в ВМТ. Кривошип коленчатого вала в этом случае тоже будет находиться в верхнем положении. Это положение кривошипа коленчатого вала выберем в качестве исходного для осуществления анализа работы расширительной машины. Такое положение кривошипа соответствует углу поворота, равному 0° . При положении поршня в ВМТ объем цилиндра расширительной машины минимален (равен V_c). Минимальный объем цилиндра V_c называют *объемом камеры сжатия* (иногда, объемом камеры сгорания).

¹ В настоящее время конструкция бензинового двигателя претерпевает некоторые изменения, в связи с чем название «карбюраторный двигатель» уже не отражает особенностей его конструкции.

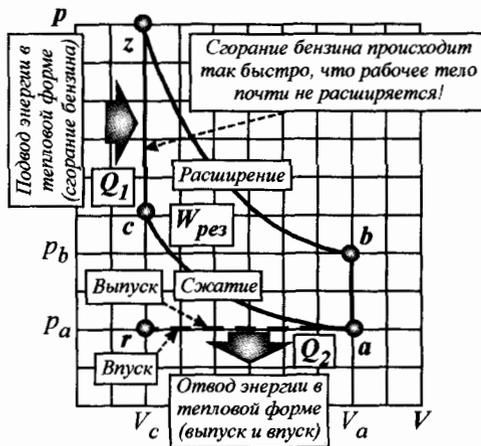


Рис. 10.11. Индикаторная диаграмма условного цикла четырехтактного бензинового двигателя

Давление среды под поршнем двигателя равно атмосферному давлению p_0 , так как эта полость в современных поршневых двигателях соединяется с окружающей средой. Откроем впускной клапан (рис. 10.10). В этом случае давление рабочего тела (оставшихся отработавших газов) также равно атмосферному давлению p_0 . Так как давление среды снизу и сверху поршня одинаково, силы, приложенные к поршню сверху и снизу, также равны. Поршень расширительной машины не может перемещаться под действием рабочего тела.

Исследование рабочего процесса двигателя будем вести с применением свернутой (рис. 10.11) и развернутой (рис. 10.12) индикаторных диаграмм. На диаграммах отмечают две вертикальные линии, соответствующие положению поршня в ВМТ и НМТ, и проводится горизонтальная линия p_0 , соответствующая давлению окружающей среды, действующему на поршень снизу (строится в некотором масштабе). Это давление не изменяется, если не принимать во внимание его колебания по естественным условиям.

Если график процесса располагается выше линии p_0 , это означает, что на поршень сверху действует большая сила, чем снизу. Если линия процесса располагается ниже линии p_0 , то на поршень сверху действует меньшая сила, чем снизу. Сила снизу препятствует перемещению поршня. Положению поршня в ВМТ на индикаторной диаграмме (рис. 10.11, 10.12) соответствует точка r .

Если маховик вращается, то он обладает запасом кинетической энергии

$$K = I \frac{\omega^2}{2},$$

где I — осевой момент инерции маховика; ω — угловая скорость маховика.

Этот запас механической энергии позволяет маховику вращать кривошип. Пусть под действием маховика кривошип повернулся на угол 180° (рис. 10.13). Движение от кривошипа через шатун передается на поршень, в результате чего он переместится от ВМТ к НМТ. Объем цилиндра будет увеличиваться. Это должно вызвать понижение в нем давления рабочего тела (остаточных газов) относительно давления окружающей среды. В ци-

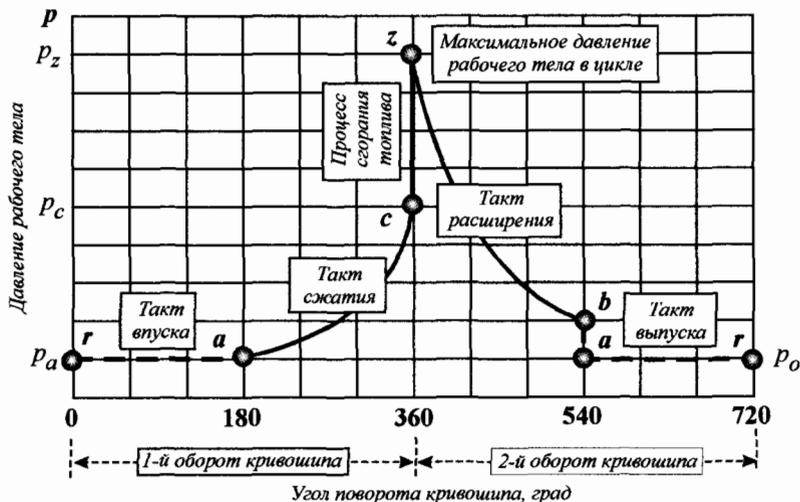


Рис. 10.12. Развернутая по углу поворота кривошипа индикаторная диаграмма цикла четырехтактного бензинового двигателя

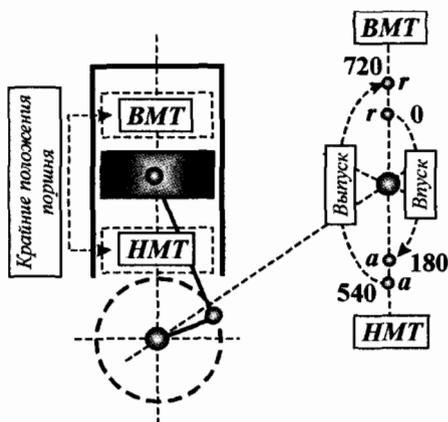


Рис. 10.13. Диаграмма фаз газораспределения четырехтактного бензинового двигателя

цилиндре возникает небольшое разрежение, т. е. давление рабочего тела над поршнем будет меньше давления среды, действующей на поршень снизу:

$$\Delta p = p - p_o \rightarrow -0, \quad (10.59)$$

где p_o — давление окружающей среды; p — давление рабочего тела в цилиндре расширительной машины.

Зависимость (10.59) следует понимать следующим образом:

- давление рабочего тела в цилиндре меньше атмосферного ($p < p_o$);
- разность давления рабочего тела и давления окружающей среды бесконечно мала ($p \approx p_o$).

Из-за разрежения воздух из окружающей среды через открытый впускной клапан перемещается внутрь цилиндра расширительной машины. На своем пути он проходит через специальное устройство (карбюратор), где

смешивается с парами бензина. Таким образом, в цилиндр поступает уже качественно приготовленная горючая смесь (смесь паров бензина с воздухом). Такой процесс наполнения цилиндра двигателя горючей смесью называют впуском. Впуск не является термодинамическим процессом, так как состояние рабочего тела в любой момент времени нельзя описать уравнением состояния идеального газа. Во время впуска происходит только изменение массы рабочего тела в цилиндре теплового двигателя. На индикаторной диаграмме (рис. 10.11) процесс впуска отмечен пунктирной линией $r-a$. Таким образом, повороту кривошипа на угол $0 \rightarrow 180^\circ$ (рис. 10.13) на индикаторной диаграмме (рис. 10.11, 10.12) соответствует пунктирная линия $r-a$. Линия $r-a$ расположена почти на линии p_0 , так как в процессе впуска $p \approx p_0$. В момент прихода поршня в НМТ (точка a ; рис. 10.11, 10.12) впускной клапан закрывается. Дуга $r-a$ (рис. 10.13) соответствует открытому положению впускного клапана расширительной машины. Открытое положение клапана, выраженное в градусах поворота кривошипа коленчатого вала, называют фазой.

В процессе впуска $r-a$ (рис. 10.11, 10.12) поршень перемещается от ВМТ к НМТ. Движение поршня от одной мертвой точки к другой (не имеет значения, какая точка является исходной) называют *тактом*.

Понятие «такт» характеризует движение поршня между некоторыми крайними точками, в которых его скорость равна нулю. Понятие «процесс» характеризует изменение параметров состояния рабочего тела (но не поршня). Следовательно, линия $r-a$ (рис. 10.11) лишь условно характеризует процесс наполнения цилиндра горючей смесью, который происходит в результате движения поршня от ВМТ к НМТ.

При перемещении поршня между мертвыми точками он проходит максимально возможное расстояние, называемое ходом поршня (обозначается S). На рис. 10.10 видно, что ход поршня равен

$$S = 2R, \quad (10.60)$$

где R — радиус кривошипа (расстояние от оси вращения коленчатого вала до оси шатунной шейки).

В теории ДВС тактам поршня приписывают наименование того процесса, который осуществляется рабочим телом в цилиндре расширительной машины. При таком наименовании тактов становится понятным, какой процесс происходит в цилиндре теплового двигателя. Например, в процессе впуска рабочего тела $r-a$ (рис. 10.11) поршень совершает такт впуска — поршень движется от ВМТ к НМТ, так как только в этом случае возможно наполнение цилиндра двигателя рабочим телом (горючей смесью).

За счет кинетической энергии маховика происходит дальнейшее вращение кривошипа. При повороте кривошипа коленчатого вала на угол $180^\circ \rightarrow 360^\circ$ (рис. 10.13) происходит движение поршня от НМТ к ВМТ при закрытых клапанах (рис. 10.10). В этом случае объем цилиндра (и рабочего тела) уменьшается. Происходит процесс сжатия $a-c$ (рис. 10.11, 10.12), в результате которого к рабочему телу подводится энергия в механической форме $W_{сж}$. Посредством расширительной машины происходит преобразование энергии из механической формы в тепловую форму. Внутренняя

энергия (и температура) рабочего тела увеличивается. Давление рабочего тела в процессе сжатия также увеличивается.

Известно¹, чем больше степень сжатия рабочего тела в расширительной машине, тем больше термический КПД цикла. Однако в бензиновых двигателях степень сжатия ограничивают некоторым верхним пределом, зависящим в первую очередь от свойств бензина. Это ограничение вызвано следующими обстоятельствами. При увеличении температуры горючей смеси при сжатии скорость молекул топлива и воздуха увеличивается. Внутренняя энергия рабочего тела (горючей смеси) определяется суммарной кинетической энергией его молекул. Температура тела является мерой средней скорости молекул. В процессе движения молекулы сталкиваются. Если кинетическая энергия молекул топлива и воздуха большая, то в результате столкновения происходит их разрушение. При таком разрушении атомы водорода и углерода, входящие в состав углеводородного топлива, могут соединиться с молекулами кислорода, входящего в состав воздуха. В результате этого самопроизвольно начинается реакция окисления топлива. Эта реакция может начаться одновременно по всему объему рабочего тела (происходит взрыв). В результате мгновенного окисления (сгорания) бензина мгновенно нарастает давление рабочего тела (смеси образующихся газов). Чем больше давление рабочего тела, тем больше усилие, приложенное к поршню. Таких ударных нагрузок поршень не может выдержать и разрушается. Взрывное сгорание бензина в цилиндре расширительной машины называют детонацией. Для исключения взрывного эффекта рабочее тело в цилиндре расширительной машины сжимают до такого давления, при котором детонация бензина невозможна.

В процессе сжатия $a-c$ (рис. 10.11, 10.12) поршень совершает такт сжатия (второй по счету). Если стенки поршня и цилиндра являются тепловыми изоляторами, то сжатие рабочего тела будет происходить адиабатически. Параметры рабочего тела в точке c можно определить, используя зависимости, приведенные выше.

В точке c (рис. 10.11, 10.12) с помощью специального устройства (свечи) инициируется процесс сгорания топлива. На центральный электрод свечи (рис. 10.10) подается высокое напряжение, в результате чего между ним и корпусом возникает искровой разряд. Прохождение разряда между электродами свечи эквивалентно нагреванию горючей смеси (подводу к ней энергии в тепловой форме).

В 1888 г. шведский ученый Сванте Аррениус выдвинул гипотезу, что прежде чем вступить в реакцию, молекулы должны получить некоторое минимальное количество энергии, необходимой для перехода из одного химического состояния в другое. Существует некоторый *энергетический барьер* (рис. 10.14), преодолев который молекулы веществ могут вступить в химическую реакцию. Этот энергетический барьер между энергией молекулы в исходном состоянии и ее наибольшей энергией вдоль пути реакции был назван *энергией активации* E_a (рис. 10.15).

При сжатии внутренняя энергия рабочего тела (горючей смеси) увеличилась. Между электродами свечи из-за электрического разряда темпе-

¹ См. главу 9.

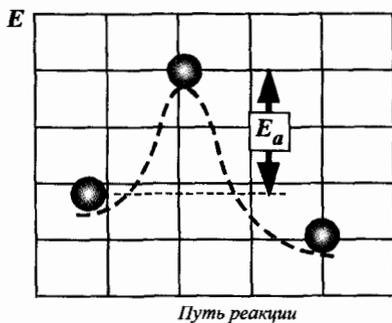


Рис. 10.14. Условная схема энергетического барьера

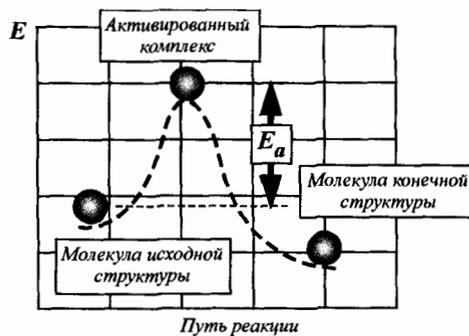


Рис. 10.15. Профиль пути перехода молекулы от исходной структуры к конечной структуре

ратура (и внутренняя энергия) рабочего тела еще больше увеличивается. Средняя скорость молекул рабочего тела, находящегося между электродами свечи, резко увеличивается. Теоретически и экспериментально доказано, что с увеличением температуры распределение молекул газа по скоростям смещается в сторону высоких значений. Только при определенной скорости молекул (следовательно, только при определенной температуре) возможны такие их соударения, которые способны разрушить существующие межатомные связи и образовать новые.

Аррениус обратил внимание на тот факт, что возрастание скорости большинства химических реакций при повышении температуры происходит не линейно. Он установил, что в большинстве случаев константа скорости реакции подчиняется уравнению

$$\lg k = \lg A - \frac{E_a}{2.30RT}, \quad (10.61)$$

где E_a — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура; A — константа (почти не зависящая от температуры), называемая частотным фактором, так как связана с частотой молекулярных столкновений и вероятностью того, что столкновения происходят при ориентации молекул, благоприятной для реакции.

Из выражения (10.61) видно, что при увеличении энергии активации E_a константа скорости реакции k уменьшается. Следовательно, скорость реакции уменьшается при повышении ее энергетического барьера.

Энергия активации E_a — это та минимальная дополнительная энергия, которую необходимо сообщить молекулам при заданных температуре и давлении среды (рабочего тела в цилиндре двигателя), чтобы их столкновение привело к разрушению внутримолекулярных связей.

Величина энергии активации зависит от химической природы топлива и физических условий, при которых происходит сгорание. Если молекулы топлива непрочны, имеют свободные незамещенные связи и движутся с большими скоростями, то энергия активации обычно незначительна и реакции с участием таких молекул легко возникают и способны самопроизвольно протекать даже в обычных условиях. В случае инертных

молекул требуются очень большие значения энергии активации, поэтому реакции с участием таких молекул путем непосредственного их соединения практически невозможны и могут осуществляться только в специальных условиях.

Значение энергии активации зависит также от исходного состояния реагирующих веществ (топлива и окислителя), прежде всего от температуры и давления. Чем выше температура, тем больше средняя скорость молекул топлива и воздуха в цилиндре расширительной машины. Чем больше скорость молекул, тем больше их кинетическая энергия. При сжатии внутренняя (кинетическая) энергия горючей смеси увеличивается. В этом случае энергия активации уменьшается. При большом сжатии можно достичь такой температуры рабочего тела (горючей смеси), при которой энергия активации равна нулю ($E_a = 0$). В этом случае реакция окисления бензина может начаться самопроизвольно. Как правило, такая реакция окисления начинается по всему объему горючей смеси, что приводит к взрывному характеру. Возникает детонация, о которой говорилось выше. Чтобы этого не допустить, горючую смесь в цилиндре бензинового двигателя сжимают до состояния, недостаточного для возникновения самопроизвольной реакции окисления, а недостающую энергию активации подводят к горючей смеси извне посредством электрического разряда. В этом случае процесс сгорания топлива возникает между электродами свечи, и пламя последовательно распространяется по всему объему цилиндра расширительной машины двигателя. Топливо окисляется последовательно в узком слое, разделяющем несгоревшую часть топлива от сгоревшей части. Эту зону называют фронтом пламени. Фронт пламени распространяется подобно волнам на воде, образующимся при бросании камня. Перед фронтом пламени находится несгоревшая горючая смесь, за фронтом — продукты сгорания топлива.

Процесс сгорания бензина происходит настолько быстро, что объем рабочего тела при этом почти не изменяется. В процессе сгорания топлива резко увеличиваются давление и температура рабочего тела, а также происходит его химическое превращение. Можно утверждать, что процесс подвода тепловой энергии к рабочему телу в бензиновом двигателе происходит по изохоре $c-z$ (рис. 10.11 и 10.12). В точке z процесс сгорания бензина завершается и начинается процесс расширения $z-b$. Параметры рабочего тела в конце процесса сгорания можно определить по известному количеству выделившейся тепловой энергии Q_1 .

В идеальном случае процесс расширения может происходить адиабатически. Параметры рабочего тела в конце процесса расширения (точке b ; рис. 10.11 и 10.12) можно определить, используя ранее приведенные зависимости. В процессе расширения рабочее тело отдает энергию $W_{\text{расш}}$ окружающей среде через поршень. В цилиндре расширительной машины происходит преобразование энергии из тепловой формы (внутренней энергии) в механическую форму. В точке b (рис. 10.11 и 10.12) открывается выпускной клапан. Таким образом, в процессе расширения рабочего тела поршень (рис. 10.10) перемещается от ВМТ к НМТ, т.е. совершает такт расширения (третий по счету). Энергия $W_{\text{расш}}$ передается маховику. Часть этой энергии в количестве $W_{\text{рез}}$ отводится дальше, а часть ее в количестве

$W_{\text{сж}}$ будет в последующем затрачена на сжатие рабочего тела. В процессе расширения кривошип коленчатого вала поворачивается на угол $360^\circ \rightarrow 540^\circ$. Вращаясь по инерции, маховик (рис. 10.10) продолжает вращать кривошип коленчатого вала двигателя, в результате чего происходит движение поршня от НМТ к ВМТ (четвертый такт) при открытом выпускном клапане (процесс $b-r$ на рис. 10.11 и 10.12) и выпуск отработавшего рабочего тела. В точке r рабочий цикл двигателя замыкается условно (через окружающую среду). После замыкания цикл повторяется аналогично.

В ходе цикла поршень совершает четыре такта, поэтому такой двигатель называют четырехтактным.

На рис. 10.13 показаны фазы (периоды) открытого состояния впускного и выпускного клапанов. Этот график называют диаграммой фаз газораспределения.

10.4.2. Действительное протекание рабочего цикла четырехтактного бензинового двигателя

В действительности цикл четырехтактного бензинового двигателя протекает несколько иначе, чем показано на индикаторных диаграммах (рис. 10.11 и 10.12). Это обусловлено рядом факторов. Так, клапаны нельзя мгновенно открыть или закрыть. Для открытия и закрытия клапана требуется некоторое время, поэтому в реальных конструкциях двигателей моменты открытия и закрытия клапанов не совпадают с точками, показанными на рис. 10.11 и 10.12. В действительности реальная индикаторная диаграмма выглядит несколько иначе (рис. 10.16).

Для удобства изучения протекания цикла четырехтактного бензинового двигателя начнем с точки d (процесс расширения). В процессе расширения рабочего тела поршень перемещается от ВМТ к НМТ. В точке b_1 (рис. 10.16) начинает открываться выпускной клапан, поэтому давление рабочего тела в цилиндре расширительной машины падает (линия b_1-b). Рабочее тело самостоятельно покидает расширительную машину, так как его давление больше, чем давление окружающей среды.

В точке b (рис. 10.16) выпускной клапан полностью открыт. Поршень движется к ВМТ, в результате чего происходит выталкивание отработавшего тела из цилиндра расширительной машины. Рабочее тело через выпускной канал движется к выходу. Такому движению рабочего тела препятствует сам клапан и выпускной канал, поэтому в процессе выпуска давление рабочего тела больше давления окружающей среды. Линия выпуска b_1-b-r располагается выше линии атмосферного давления $p_0 = idem$. По мере приближения поршня к ВМТ (точка a_1) начинает открываться впускной клапан (рис. 10.16). В момент прихода поршня в ВМТ (точка r) впускной клапан полностью открывается, а выпускной начинает закрываться. В точке b_2 выпускной клапан полностью закрывается и отработавшее тело больше не выходит за пределы цилиндра. В точке a_1 начинается процесс впуска новой порции горючей смеси. В процессе выпуска b_1-b-b_2 отработавшее тело удаляется из цилиндра не полностью,

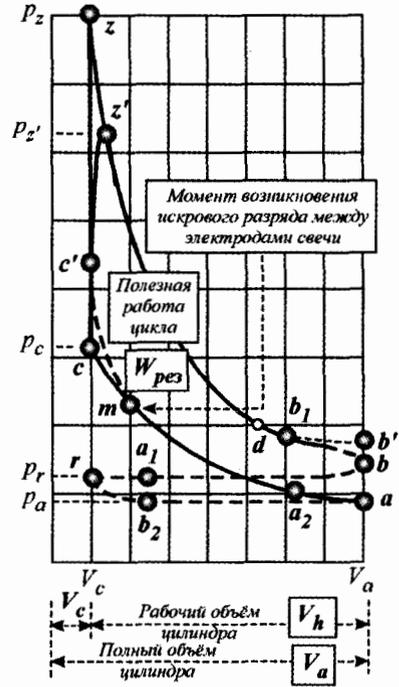


Рис. 10.16. Индикаторная диаграмма действительного цикла четырехтактного бензинового двигателя

так как поршень не может подойти вплотную к головке цилиндра и в объеме камеры сжатия V_c остается часть рабочего тела.

Количество остаточных газов $n_{ост}$ определяется по формуле:

$$n_{ост} = \frac{p_r V_c}{RT_r}, \quad (10.62)$$

где p_r — давление остаточных газов, остающихся в камере сжатия (сгорания); V_c — объем камеры сжатия (сгорания); T_r — температура остаточных газов.

Чем больше степень сжатия ϵ , тем меньше объем камеры сжатия V_c . Следовательно, с увеличением степени сжатия ϵ количество остаточных газов уменьшается. Чем больше сопротивление выпускной системы, тем больше давление p_r . Следовательно, с увеличением сопротивления выпускной системы количество остаточных газов $n_{ост}$ увеличивается.

В момент прихода поршня в НМТ (точка a) впускной клапан начинает закрываться. Полное закрытие впускного клапана происходит в точке a_2 . На участке $a-a_2$ поршень движется к ВМТ, но горючая смесь продолжает поступать в цилиндр расширительной машины. Это обусловлено тем, что горючая смесь не может мгновенно остановиться, и движется по инерции. Точка a_2 расположена на линии $p_0 = idem$. В этой точке давление горючей смеси равно давлению окружающей среды. Если впускной клапан закрыть несколько позже, то произойдет выталкивание горючей смеси обратно. Процесс сжатия $a-c$ происходит не адиабатически, а политропически.

В момент прихода поршня в НМТ (точка a ; рис. 10.16) в цилиндр двигателя поступает некоторое количество (n_{1a}) воздуха¹. На участке $a-a_2$ за счет инерционности потока рабочего тела в цилиндр двигателя поступает дополнительное количество воздуха Δn_1 при одновременном закрытии впускного клапана. Вместе с воздухом в цилиндр расширительной машины поступают пары бензина. Такое дополнительное поступление горючей смеси в цилиндр двигателя на участке $a-a_2$ за счет инерционных свойств потока называют *дозарядкой*. Чем больше горючей смеси Δn_1 поступает в цилиндр бензинового двигателя в процессе дозарядки, тем выше его энергетические возможности ввиду увеличения количества сгорающего бензина.

Величину дозарядки цилиндра двигателя оценивают относительной величиной, называемой *коэффициентом дозарядки* $\varphi_{\text{доз}}$, который определяется по формуле

$$\varphi_{\text{доз}} = \frac{n_1}{n_{1a}} = \frac{n_{1a} + \Delta n_1}{n_{1a}} = 1 + \frac{\Delta n_1}{n_{1a}}. \quad (10.63)$$

В современных бензиновых двигателях величина коэффициента дозарядки равна $\varphi_{\text{доз}} = 1.02 \dots 1.15$.

В процессах выпуска-впуска (газообмена) в цилиндре двигателя все же остается некоторое количество остаточных газов. Одним из критериев совершенства протекания процессов газообмена является коэффициент остаточных газов $\eta_{\text{ост}}$, величина которого определяется по формуле (10.46). В современных четырехтактных бензиновых двигателях величина коэффициента остаточных газов находится в пределах $\eta_{\text{ост}} = 0.05 \dots 0.12$.

В процессе впуска $a_1-r-a-a_2$ (рис. 10.16) поршнем освобождается объем, заключенный между ВМТ и НМТ (в этом объеме перемещается поршень). Этот объем называется рабочим и обозначается V_h . В процессе выпуска $b_1-b-r-b_2$ в объеме камеры сжатия (сгорания) остаются отработавшие газы, а поступающее в процессе впуска рабочее тело может фактически занять объем, равный рабочему объему цилиндра².

Если воздух поступает из окружающей среды, его температура и давление равны соответственно T_o и p_o . Следовательно, при параметрах (p_o, T_o) в рабочем объеме цилиндра расширительной машины может находиться масса воздуха, равная

$$m'_1 = \frac{p_o V_h}{R_o T_o}. \quad (10.64)$$

В процессе впуска воздух (горючая смесь) нагревается как от нагретых стенок впускного канала и цилиндра, так и за счет смешения с остаточными газами, а его давление в цилиндре несколько меньше атмосферного из-за сопротивления впускной системы. Следовательно, плотность воздуха в цилиндре будет меньше, чем его плотность в окружающей среде ($p_a < p_o$; $T_a > T_o$), что следует из зависимости (10.64). Температура T_a рабочего тела

¹ Наличием паров бензина в нем пренебрегают.

² Это не следует понимать так, что остаточные газы будут находиться отдельно от вновь поступающей горючей смеси. Они сразу же смешиваются.

в точке a равна

$$T_a = \frac{T_o + \Delta T + \eta_{\text{ост}} T_r}{1 + \eta_{\text{ост}}}, \quad (10.65)$$

где ΔT — подогрев рабочего тела от стенок цилиндра и впускного канала; $\eta_{\text{ост}}$ — коэффициент остаточных газов; T_r — температура остаточных газов;

Величина подогрева рабочего тела в процессе впуска в бензиновых двигателях равна примерно $\Delta T = 5 \dots 25 \text{ K}$.

Учитывая сказанное выше, можно заключить, что в цилиндр расширительной машины двигателя поступит масса воздуха, равная

$$m_1 = \frac{p_a V_h}{R_o T_a}. \quad (10.66)$$

Отношение

$$\eta_V = \frac{m_1}{m'_1} \quad (10.67)$$

называют *коэффициентом наполнения* цилиндра расширительной машины в процессе впуска рабочего тела.

Коэффициент наполнения можно интерпретировать следующим образом. Пусть имеется ведро емкостью 10 л. Залить в него 10 л воды можно только в том случае, если оно расположено вертикально. Если же оно наклонено, налить в него ровно 10 л воды невозможно (часть ее будет вытекать). Отношение реального количества залитой в ведро воды к теоретически возможному количеству можно назвать коэффициентом наполнения ведра водой.

Определим коэффициент наполнения цилиндра двигателя η_V через параметры состояния рабочего тела. К моменту закрытия впускного клапана (точка a_2 ; рис. 10.16) в цилиндре двигателя находится следующее количество рабочего тела (смесь горючей смеси с остаточными газами):

$$n_2 = n_1 + n_{\text{ост}} = n_1 \left(1 + \frac{n_{\text{ост}}}{n_1} \right). \quad (10.68)$$

Учитывая выражение (10.46), зависимость (10.68) можно представить в виде

$$n_2 = n_1 (1 + \eta_{\text{ост}}). \quad (10.69)$$

Из выражения (10.69) определим количество рабочего тела, вновь поступившего в цилиндр расширительной машины:

$$n_1 = \frac{n_2}{1 + \eta_{\text{ост}}}. \quad (10.70)$$

Общее количество рабочего тела, находящегося в цилиндре расширительной машины, можно определить на основании уравнения состояния идеального газа

$$n_2 = \frac{p_a V_a}{R T_a}, \quad (10.71)$$

где p_a — давление рабочего тела в момент прихода поршня в НМТ в процессе впуска (точка a ; рис. 10.16); T_a — температура рабочего тела в момент прихода поршня в НМТ; V_a — полный объем цилиндра.

Подставляя выражение (10.71) в выражение (10.70), получим

$$n_1 = \frac{p_a V_a}{RT_a} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} \quad (10.72)$$

При атмосферном давлении p_o и температуре T_o в рабочем объеме цилиндра V_h может разместиться количество воздуха (горючей смеси)

$$n'_1 = \frac{p_o V_h}{RT_o} \quad (10.73)$$

Отношение действительного количества воздуха (горючей смеси), поступившего в цилиндр двигателя, к теоретически возможному его поступлению при параметрах окружающей среды будет представлять коэффициент наполнения

$$\eta_V = \frac{n_1}{n'_1} = \frac{p_a V_a}{RT_a} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} \cdot \frac{RT_o}{p_o V_h} = \frac{p_a}{p_o} \cdot \frac{T_o}{T_a} \cdot \frac{V_a}{V_h} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} \quad (10.74)$$

Преобразуем выражение (10.74) к виду

$$\begin{aligned} \eta_V &= \frac{p_a}{p_o} \cdot \frac{T_a}{T_o} \cdot \frac{V_a}{V_a - V_c} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} = \frac{p_a}{p_o} \cdot \frac{T_a}{T_o} \cdot \frac{1}{1 - \frac{V_c}{V_a}} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} = \\ &= \frac{p_a}{p_o} \cdot \frac{T_a}{T_o} \cdot \frac{1}{1 - \frac{1}{V_a/V_c}} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} = \frac{p_a}{p_o} \cdot \frac{T_a}{T_o} \cdot \frac{1}{1 - 1/\varepsilon} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} = \\ &= \frac{p_a}{p_o} \cdot \frac{T_a}{T_o} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \cdot \frac{1}{1 + \eta_{\text{ост}}} \quad (10.75) \end{aligned}$$

Если двигатель имеет агрегат наддува¹, то в зависимость (10.75) вместо параметров p_o и T_o следует подставить параметры p_k и T_k (давление и температура рабочего тела на выходе из агрегата наддува).

В современных бензиновых двигателях коэффициент наполнения равен $\eta_V = 0.75 \dots 0.85$.

В действительности процесс сжатия $a-c$ (рис. 10.16) рабочего тела (горючей смеси) происходит не адиабатически, а политропически. Это обусловлено тем, что в процессе сжатия рабочее тело и стенки цилиндра обмениваются энергией в тепловой форме (происходит теплообмен). В начале процесса сжатия (точка a) температура рабочего тела меньше температуры стенок расширительной машины, которые нагреваются при работе двигателя. По мере сжатия рабочего тела его температура увеличивается как вследствие самого процесса сжатия, так и за счет нагревания от стенок. В некоторый момент времени (при некотором промежуточном положении поршня) температура рабочего тела становится равной температуре стенок. В этот момент теплообмен между ними отсутствует, т. е. на мгновение процесс сжатия становится адиабатическим. Дальнейшее сжатие приводит к тому, что температура рабочего тела становится больше температуры стенок, поэтому тепловая энергия отводится от него в стенки расширительной машины. Интенсивность теплообмена между рабочим телом и стенками

¹ Вопросы применения наддува в поршневых двигателях рассматриваются в теории ДВС.

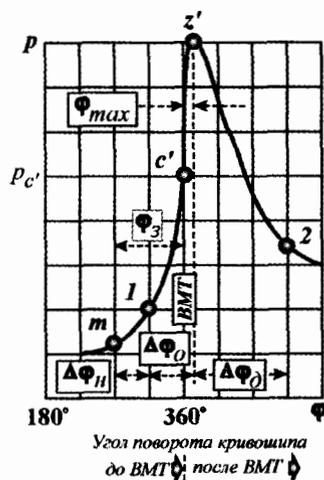


Рис. 10.17. Условные фазы сгорания бензина в цилиндре двигателя

цилиндра в процессе сжатия изменяется, поэтому изменяется и показатель политропы сжатия. По этой причине при расчете параметров состояния рабочего тела в конце политропического процесса сжатия используют среднее значение показателя политропы сжатия n_1 . Параметры рабочего тела в конце политропического сжатия (точка c) определяются по формулам

$$p_c = p_a \varepsilon^{n_1}; \quad T_c = T_a \varepsilon^{n_1 - 1}. \quad (10.76)$$

В приближенных расчетах среднее значение показателя политропы сжатия можно принимать равным $n_1 = 1.34 \dots 1.39$.

В процессе сжатия при приближении поршня к ВМТ в точке m происходит воспламенение бензина в результате искрового разряда между электродами свечи. Дальнейший процесс сжатия идет не по политропе $m-c$, а по линии $m-c'$, что приводит к увеличению энергетических затрат на сжатие ($W_{сж}^{a-m-c'} > W_{сж}^{a-m-c}$). Процесс расширения рабочего тела и сгорание топлива происходят одновременно, следовательно, реально сгорание топлива происходит при переменном объеме. Если бы сгорание бензина происходило при постоянном объеме, то давление рабочего тела достигло бы значения p_z . Тем не менее, в связи с расширением рабочего тела его давление не достигает значения p_z . Максимальное давление рабочего тела в цикле равно $p_{z'}$.

Топливо в цилиндре бензинового двигателя сгорает с различной скоростью. Процесс сгорания топлива условно разделяют на три фазы (рис. 10.17):

- **начальная фаза.** Начинается эта фаза в момент возникновения искры между электродами свечи (точка m ; рис. 10.16). Температура искрового разряда достигает 10000 К. Между электродами свечи возникает первичный очаг воспламенения, который затем развивается во фронт пламени. Заканчивается эта фаза в условной точке 1 , когда начинается интенсивное увеличение давления рабочего тела. Длительность этой фазы по углу поворота коленчатого вала составляет φ_H (рис. 10.17);

- *основная фаза* горения. Эта фаза начинается в точке 1 и заканчивается в условной точке z' (рис. 10.17), когда давление рабочего тела достигает максимума $p_{z'}$. Во второй фазе топливо сгорает очень быстро и давление рабочего тела увеличивается интенсивно. Это обусловлено большим количеством топлива и воздуха, в котором имеется достаточное количество кислорода, необходимого для окисления топлива. Продолжительность этой фазы по углу поворота коленчатого вала составляет φ_0 ;
- *фаза догорания*. Она начинается в условной точке z' и заканчивается в условной точке 2. В этой фазе интенсивность сгорания топлива существенно замедляется, что обусловлено значительным расходом топлива и кислорода в основной фазе сгорания. Так как объем цилиндра увеличивается (рабочее тело расширяется), а интенсивность сгорания топлива падает, давление рабочего тела резко уменьшается. Считают, что в условной точке 2 процесс сгорания топлива (бензина) заканчивается. Продолжительность этой фазы по углу поворота коленчатого вала составляет φ_d .

Обычно считают, что процесс сгорания топлива заканчивается в точке 2, когда сгорело примерно 90% топлива. Сгорание остальных 10% топлива положительного эффекта не дает.

Угол φ_3 (рис. 10.17), отмеряемый по углу поворота коленчатого вала от момента возникновения искры (точка m) до момента прихода поршня в ВМТ, называется *углом опережения зажигания*. Его значение должно быть оптимальным и определяется экспериментальным путем. Если угол φ_3 будет больше оптимального значения, давление рабочего тела будет сильно нарастать до прихода поршня в ВМТ. Сила будет приложена со стороны рабочего тела против хода поршня. Если угол φ_3 будет меньше оптимального значения, давление рабочего тела начнет нарастать слишком поздно, когда поршень отойдет на значительное расстояние от ВМТ. В этом случае положительный эффект от сгорания топлива также будет незначительным.

При оптимальном угле опережения зажигания φ_3 максимальное давление рабочего тела $p_{z'}$ будет достигаться после прохождения поршнем ВМТ при угле поворота коленчатого вала, равном φ_{\max} .

Полнота и скорость сгорания топлива в цилиндре двигателя влияют на его энергетические и экономические показатели, при этом важную роль играет характер тепловыделения. При оптимальном протекании процесса можно добиться степени расширения продуктов сгорания, близкой к геометрической степени сжатия ($V_b/V_{z'} \rightarrow \varepsilon = V_a/V_c$).

Эффективность организации процессов сгорания можно проанализировать на основе характеристик активного тепловыделения, которые показывают изменение доли тепловой энергии, использованной на повышение температуры рабочего тела (изменение его внутренней энергии) и на совершение полезной работы, по отношению к общей, введенной за цикл, энергии в форме теплоты в зависимости от угла поворота коленчатого вала.

В результате сгорания топлива происходит преобразование энергии из химической формы в тепловую форму. Выделяющаяся энергия в тепловой форме передается рабочему телу и стенкам расширительной машины.

Количество тепловой энергии, отданной стенкам расширительной машины, назовем потерянной энергией (обозначается $Q_{\text{пот}}$). Следовательно, в процессе сгорания топлива рабочему телу будет передано следующее количество энергии в тепловой форме:

$$Q_{\text{полез}} = Q - Q_{\text{пот}}, \quad (10.77)$$

где $Q_{\text{полез}}$ — количество энергии, переданной рабочему телу в процессе сгорания топлива (бензина); Q — количество энергии, выделяющейся в тепловой форме при сгорании топлива; $Q_{\text{пот}}$ — количество энергии, отданной в тепловой форме стенкам расширительной машины.

В соответствии с первым законом термодинамики подведенная к рабочему телу энергия в тепловой форме расходуется на изменение его внутренней энергии и преобразуется в механическую форму, т. е.

$$Q_{\text{полез}} = \Delta U + W_{\text{рез}} = \Delta U + \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (10.78)$$

Напомним, что термин «теплота» выражает процесс передачи энергии в тепловой форме, поэтому вся теплота (количество тепловой энергии) идет только на изменение внутренней энергии U , но не на совершение работы. Только с помощью расширительной машины внутренняя энергия рабочего тела преобразуется в механическую форму. Распределение энергии, выделяющейся при сгорании топлива, показано на рис. 10.18.

Определим относительное количество выделившейся энергии в тепловой форме, затраченной на изменение внутренней энергии рабочего тела и отданной в окружающую среду в механической форме

$$\xi = \frac{Q_{\text{полез}}}{Q} = \frac{\Delta U + \int_{V_1}^{V_2} p dV}{Q}. \quad (10.79)$$

Величину ξ называют коэффициентом использования тепловой энергии, выделяющейся при сгорании топлива.



Рис. 10.18. Распределение потоков тепловой энергии, выделяющейся при сгорании топлива в цилиндре расширительной машины

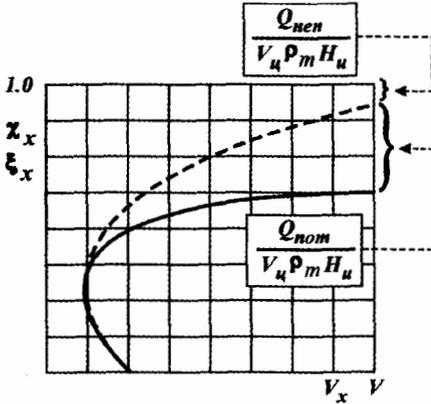


Рис. 10.19. Внутренний тепловой баланс двигателя

Несмотря на то, что процесс сгорания топлива в цилиндре двигателя протекает очень быстро, он все же охватывает некоторый промежуток времени, поэтому к некоторому моменту времени x выделяется лишь Q_x энергии в тепловой форме. Относительное количество тепловой энергии, выделившейся к некоторому моменту времени в результате сгорания топлива, равно

$$\chi_x = \frac{Q_x}{Q}. \tag{10.80}$$

Количество тепловой энергии, выделяющейся при сгорании топлива, определяется по формуле

$$Q = g_{ц} H_u = V_{ц} \rho_m H_u, \tag{10.81}$$

где $g_{ц}$ — цикловая подача топлива в расширительную машину (масса бензина, находящегося в смеси с воздухом); H_u — низшая теплота сгорания топлива; $V_{ц}$ — объем топлива (бензина) в смеси с воздухом; ρ_m — плотность топлива (бензина).

Для момента времени x можно записать, что

$$Q_x = \Delta U_x + W_x + Q_{пот,x}. \tag{10.82}$$

Подставляя выражение (10.82) в выражение (10.80), получим

$$\chi_x = \frac{\Delta U_x + W_x + Q_{пот,x}}{V_{ц} \rho_m H_u} = \xi_x + \frac{Q_{пот,x}}{V_{ц} \rho_m H_u}. \tag{10.83}$$

С течением времени изменяется угол поворота коленчатого вала двигателя, при этом все больше топлива сгорает в цилиндре расширительной машины. Следовательно, с течением времени (при изменении угла поворота коленчатого вала) изменяется величина χ_x . Графическая зависимость коэффициента выделения теплоты χ_x от угла поворота коленчатого вала (объема рабочего тела) называется *характеристикой выделения теплоты* (рис. 10.19).

Если в цилиндре расширительной машины находится недостаточное для полного сгорания топлива количество воздуха (кислорода), то часть энергии в тепловой форме не выделится. Количество тепловой энергии

$Q_{\text{неп}}$, не выделившейся из-за неполноты сгорания топлива, определяют на основе химического анализа отработавшего тела (газов).

При сгорании топлива давление рабочего тела резко возрастает. Если максимальное давление рабочего тела p_z превысит допустимое значение p_{max} , двигатель разрушится. По этой причине на этапе проектирования двигателя возникает задача определения максимального давления p_z рабочего тела в цикле. Для определения p_z осуществляют расчет процесса сгорания топлива, при этом его упрощают, считая, что он протекает при постоянном объеме рабочего тела (по линии $c-z$; рис. 10.16). Фактически процесс сгорания топлива накладывается на линию расширения рабочего тела $c'-z'$ (рис. 10.16).

Экспериментально установлено, что к моменту достижения рабочим телом максимального давления p_z ему сообщается примерно 85...95% тепловой энергии, выделяющейся в процессе сгорания топлива, поэтому коэффициент сообщения теплоты ξ_z находится в пределах 0.85...0.95.

Следовательно, к моменту достижения максимального давления рабочему телу будет сообщено следующее количество энергии в тепловой форме:

$$Q_z = \xi_z H_u. \quad (10.84)$$

Если имеет место неполнота сгорания топлива (при недостатке воздуха), этот факт учитывают специальным коэффициентом ζ_α , определяемым по формуле (10.58). В этом случае при $\alpha < 1$ выражение (10.84) будет иметь вид

$$Q_z = \xi_z \zeta_\alpha H_u. \quad (10.85)$$

Если принять допущение, что в процессе сгорания топлива объем рабочего тела не изменяется, то вся выделяющаяся энергия в тепловой форме (за вычетом потерь) будет вызывать только изменение его внутренней энергии. В изохорном процессе $c-z$ (рис. 10.16) энергия в механической форме не подводится к рабочему телу и не отводится от него, поэтому для этого процесса можно записать

$$U_z - U_c = n_z U'' \Big|_0^{T_z} - n_c U'' \Big|_0^{T_c} = (n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}}) U'' \Big|_0^{T_z} - (n_1 + n_{\text{ост}}) U'' \Big|_0^{T_c}, \quad (10.86)$$

где $n_{\text{сг}}$ — количество продуктов сгорания топлива; $n_{\text{ост}}$ — количество остаточных газов; n_1 — количество воздуха, поступившего в цилиндр расширительной машины в процессе впуска.

Так как в процессе сгорания топлива объем рабочего тела не изменяется ($V_{c-z} = \text{idem}$), на основании первого закона термодинамики можно записать

$$\Delta U_{c-z} = U_z - U_c = Q_z. \quad (10.87)$$

Учитывая зависимость (10.85), выражение (10.87) представим в виде

$$U_z - U_c = \xi_z \zeta_\alpha H_u. \quad (10.88)$$

Подставив выражение (10.88) в выражение (10.86), получим

$$\xi_z \zeta_\alpha H_u + (n_1 + n_{\text{ост}}) U'' \Big|_0^{T_c} = (n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}}) U'' \Big|_0^{T_z}. \quad (10.89)$$

Преобразуем выражение (10.89) к виду

$$\begin{aligned}
 \frac{\xi_z \xi_\alpha H_u + (n_1 + n_{\text{ост}}) U' |_0^{T_c}}{(n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}})} &= U'' |_0^{T_z}; \\
 \frac{\xi_z \xi_\alpha H_u}{(n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}})} + \frac{(n_1 + n_{\text{ост}})}{(n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}})} U' |_0^{T_c} &= U'' |_0^{T_z}; \\
 \frac{\xi_z \xi_\alpha H_u}{(n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}})} + \frac{1}{\frac{(n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}})}{(n_1 + n_{\text{ост}})}} U' |_0^{T_c} &= U'' |_0^{T_z}; \\
 \frac{1}{\frac{(n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}})}{(n_1 + n_{\text{ост}})}} \left[\frac{\xi_z \xi_\alpha H_u}{(n_1 + n_{\text{ост}})} + U' |_0^{T_c} \right] &= U'' |_0^{T_z}. \quad (10.90)
 \end{aligned}$$

Учитывая зависимость (10.49), выражение (10.90) можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\beta} \left[\frac{\xi_z \xi_\alpha H_u}{(n_1 + n_{\text{ост}})} + U' |_0^{T_c} \right] &= U'' |_0^{T_z}; \\
 \frac{1}{\beta} \left[\frac{\xi_z \xi_\alpha H_u}{n_1 \left(1 + \frac{n_{\text{ост}}}{n_1} \right)} + U' |_0^{T_c} \right] &= U'' |_0^{T_z}; \\
 \frac{1}{\beta} \left[\frac{\xi_z \xi_\alpha H_u}{n_1 (1 + \eta_{\text{ост}})} + U' |_0^{T_c} \right] &= U'' |_0^{T_z}. \quad (10.91)
 \end{aligned}$$

Выражение (10.91) является уравнением сгорания топлива в цикле с изохорным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу и используется для определения максимальной температуры T_z рабочего тела в цикле. Для этого по графику (рис. 10.20) вычисляют удельную внутреннюю энергию $U' |_0^{T_c}$ при температуре T_c . Подставив данные в левую часть выражения (10.91), вычисляют значение удельной внутренней энергии $U'' |_0^{T_z}$ продуктов сгорания топлива. Далее по графику (рис. 10.21) определяют максимальную температуру T_z рабочего тела в цикле.

Зная максимальную температуру рабочего тела T_z в цикле, можно определить его максимальное давление p_z . Для этого запишем уравнение состояния рабочего тела в крайних точках процесса $c-z$ (рис. 10.16):

$$\left. \begin{aligned}
 p_z V_z &= n R T_z = (n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}}) R T_z \\
 p_c V_c &= n R T_c = (n_1 + n_{\text{ост}}) R T_c
 \end{aligned} \right\}.$$

Разделим первое уравнение на второе:

$$\frac{p_z V_z}{p_c V_c} = \frac{n_{\text{сг}} + n_{\text{ост}}}{n_1 + n_{\text{ост}}} \cdot \frac{T_z}{T_c}; \quad \frac{p_z V_z}{p_c V_c} = \beta \frac{T_z^*}{T_c}. \quad (10.92)$$

Так как в изохорном процессе $c-z$ (рис. 10.16) объем рабочего тела не изменяется ($V_z = V_c = idem$), выражение (10.92) можно записать в виде

$$\frac{p_z}{p_c} = \beta \frac{T_z}{T_c} = \lambda. \quad (10.93)$$

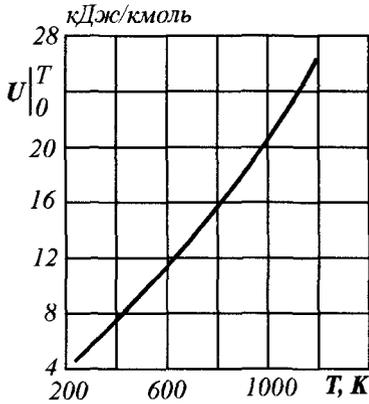


Рис. 10.20. Зависимость удельной внутренней энергии воздуха от температуры

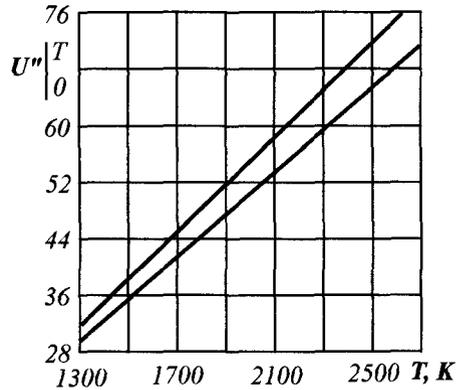


Рис. 10.21. Зависимость удельной внутренней энергии продуктов сгорания топлива нефтяного происхождения от температуры

Действительное значение максимального давления p_z' рабочего тела в цикле несколько меньше расчетного p_z , так как в процессе сгорания топлива рабочее тело расширяется:

$$p_z' = 0.85p_z. \quad (10.94)$$

Процесс расширения рабочего тела начинается в точке c' (рис. 10.16), а заканчивается в точке b . В начале процесса расширения давление и температура рабочего тела увеличиваются, что обусловлено интенсивным тепловыделением при сгорании топлива. В дальнейшем процесс сгорания топлива замедляется из-за значительного расхода кислорода. Так как температура рабочего тела в процессе расширения значительно выше температуры стенок расширительной машины, происходит значительный отвод тепловой энергии от рабочего тела в эти стенки. По мере расширения температура рабочего тела уменьшается, поэтому уменьшается разность температур между рабочим телом и стенками цилиндра расширительной машины. Интенсивность теплообмена между ними тоже уменьшается. Таким образом, процесс расширения рабочего тела следует считать политропическим, протекающим при переменном значении показателя политропы расширения n_2 . В расчетах процесса расширения рабочего тела переменное значение показателя политропы расширения заменяют его средним значением $n_2 = 1.23 \dots 1.3$, полученным в результате обработки большого количества экспериментальных данных.

Запишем уравнение политропы расширения $z-b$ (рис. 10.16)

$$p_z V_z^{n_2} = p_b V_b^{n_2}. \quad (10.95)$$

Давление рабочего тела в точке b равно

$$p_b = p_z \frac{V_z^{n_2}}{V_b^{n_2}} = p_z \left(\frac{V_z}{V_b} \right)^{n_2}. \quad (10.96)$$

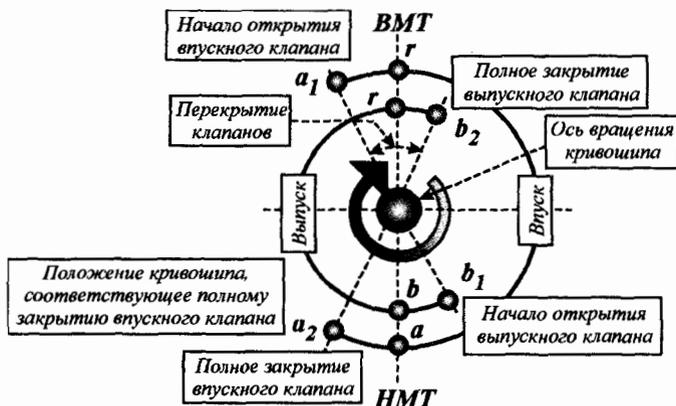


Рис. 10.22. Диаграмма фаз газораспределения бензинового двигателя, работающего по действительному циклу

Преобразуем выражение (10.96), учитывая, что $V_z = V_c$; $V_b = V_a$:

$$p_b = p_z \frac{1}{(V_b/V_z)^{n_2}} = p_z \frac{1}{(V_a/V_c)^{n_2}} = \frac{p_z}{\varepsilon^{n_2}}. \quad (10.97)$$

Температуру рабочего тела в конечной точке процесса расширения определим на основе уравнения состояния идеального газа:

$$\left. \begin{aligned} p_z V_z &= m R_o T_z \\ p_b V_b &= m R_o T_b \end{aligned} \right\}. \quad (10.98)$$

Разделим второе уравнение на первое:

$$\frac{p_b V_b}{p_z V_z} = \frac{m R_o T_b}{m R_o T_z} = \frac{T_b}{T_z}. \quad (10.99)$$

На основании выражения (10.95) можно записать

$$\frac{p_b}{p_z} = \frac{1}{\varepsilon^{n_2}}. \quad (10.100)$$

Подставив выражение (10.100) в выражение (10.99), учитывая, что $V_b = V_a$; $V_z = V_c$; $V_a/V_c = \varepsilon$, получим

$$\frac{1}{\varepsilon^{n_2}} \frac{V_b}{V_z} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon^{n_2}} = \frac{T_b}{T_z}. \quad (10.101)$$

Из выражения (10.101) определим температуру рабочего тела в конце процесса расширения рабочего тела

$$T_b = \frac{\varepsilon T_z}{\varepsilon^{n_2}} = \frac{T_z}{\varepsilon^{n_2-1}}. \quad (10.102)$$

В точке b_1 (рис. 10.16) открывается выпускной клапан и начинается процесс выпуска рабочего тела.

Действительная диаграмма фаз газораспределения в бензиновом двигателе показана на рис. 10.22.

От точки b_1 до прихода поршня в НМТ происходит процесс выпуска. В точке b_2 , когда поршень проходит ВМТ, процесс выпуска заканчивается.

В точке a_1 (до прихода поршня в ВМТ) открывается впускной клапан, а в точке a_2 (после прохождения поршнем ВМТ) впускной клапан закрывается. Участок $a_1 - b_2$ диаграммы фаз газораспределения называется *перекрывтием* клапанов. На этом участке впускной и выпускной клапаны одновременно находятся в открытом состоянии.

10.5. ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЙ ЦИКЛ ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ С САМОВОСПЛАМЕНЕНИЕМ ТОПЛИВА

10.5.1. Общая организация цикла дизельного двигателя

Ранее отмечалось, чем выше степень сжатия рабочего тела в цикле, тем больше КПД цикла, выше его эффективность. В бензиновом двигателе, тем не менее, невозможно реализовать высокую степень сжатия рабочего тела. Причиной, обусловившей такое ограничение, является детонация бензина. При большой степени сжатия смеси бензина с воздухом ($\epsilon > 11$) происходит его самовоспламенение и мгновенное сгорание. Давление рабочего тела нарастает так быстро, что носит ударный характер. Такое воздействие рабочего тела на стенки расширительной машины может разрушить ее.

Решение проблемы было найдено простым способом. Для исключения самовоспламенения топлива сначала в расширительной машине теплового двигателя сжимают не горючую смесь (смесь топлива с воздухом), а воздух. В процессе сжатия температура воздуха возрастает и в некоторый момент времени становится больше температуры самовоспламенения топлива, но в расширительной машине топливо пока отсутствует. В момент подхода поршня к ВМТ в цилиндр расширительной машины впрыскивается топливо, которое воспламеняется от сильно нагретого воздуха. Для впрыска топлива в цилиндр расширительной машины оно сжимается в специальном насосе. Давление топлива в насосе должно превышать давление воздуха в цилиндре расширительной машины, так как только в этом случае топливо будет поступать в цилиндр. При поступлении топлива в цилиндр расширительной машины происходит его распыление с помощью специального устройства, называемого форсункой. В процессе распыления струя топлива измельчается на мельчайшие частички. Чем больше частичек, тем больше площадь их контакта с сильно нагретым при сжатии воздухом. От площади контакта частичек с воздухом зависит скорость их испарения. Для быстрого сгорания топлива его необходимо перевести в газообразное (паровое) состояние и быстро смешать с воздухом. Таким образом, в данном случае горючая смесь готовится внутри цилиндра расширительной машины, поэтому такие двигатели называют двигателями с внутренним смесеобразованием или дизельными двигателями. В них сгорание топлива происходит несколько медленнее, чем в двигателях с внешним смесеобразованием (бензиновых двигателях). Это позволяет в некотором приближении рассматривать цикл таких двигателей как близкий к идеализированному циклу со смешанным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу.

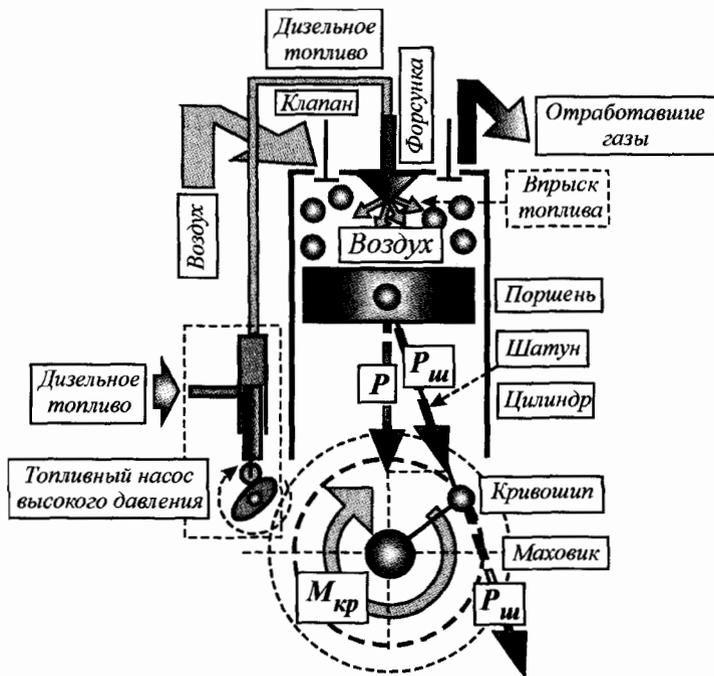


Рис. 10.23. Конструктивная схема дизельного двигателя

Рассмотрим общую схему протекания такого цикла. Конструктивная схема дизельного двигателя представлена на рис. 10.23.

Топливный насос создает давление топлива, превышающее максимальное давление воздуха при сжатии. С помощью форсунки производится распыление топлива во время впрыска.

При положении поршня в ВМТ объем цилиндра минимален и равен объему камеры сжатия V_c (рис. 10.24, 10.25). При вращении кривошипа и открытом впускном клапане происходит впуск воздуха в цилиндр расширительной машины. При повороте кривошипа на угол $\varphi \rightarrow 180^\circ$ происходит процесс впуска $r-a$. Поршень совершает первый такт, называемый тактом впуска. Если впускная система не оказывает сопротивления потоку воздуха, то в процессе впуска давление воздуха будет равно атмосферному давлению p_0 . В момент прихода поршня в НМТ ($\varphi = 180^\circ$) закрывается впускной клапан.

Дальнейшее вращение кривошипа коленчатого вала ($\varphi \rightarrow 360^\circ$) приводит к перемещению поршня к ВМТ, в результате чего воздух в цилиндре расширительной машины сжимается. Поршень совершает такт сжатия. На сжатие рабочего тела затрачивается энергия в механической форме в количестве $W_{сж}$. В процессе сжатия воздуха $a-c$ при подходе поршня к ВМТ (точка t) происходит впрыск топлива. К моменту прихода поршня в ВМТ (точка c) происходит воспламенение топлива от сильно нагретого воздуха. Топливо впрыскивается заранее (до прихода поршня в ВМТ) для обеспечения его испарения и воспламенения в момент прихода поршня в

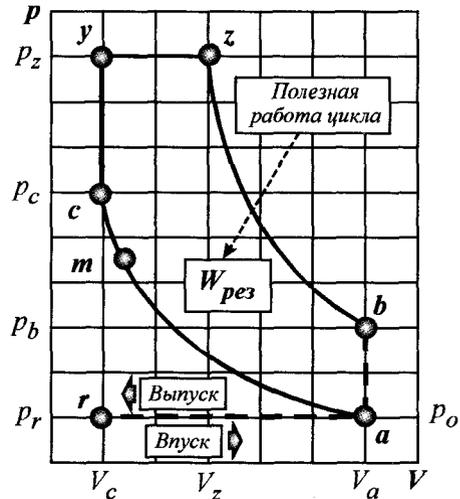


Рис. 10.24. Упрощенная индикаторная диаграмма четырехтактного цикла дизельного двигателя

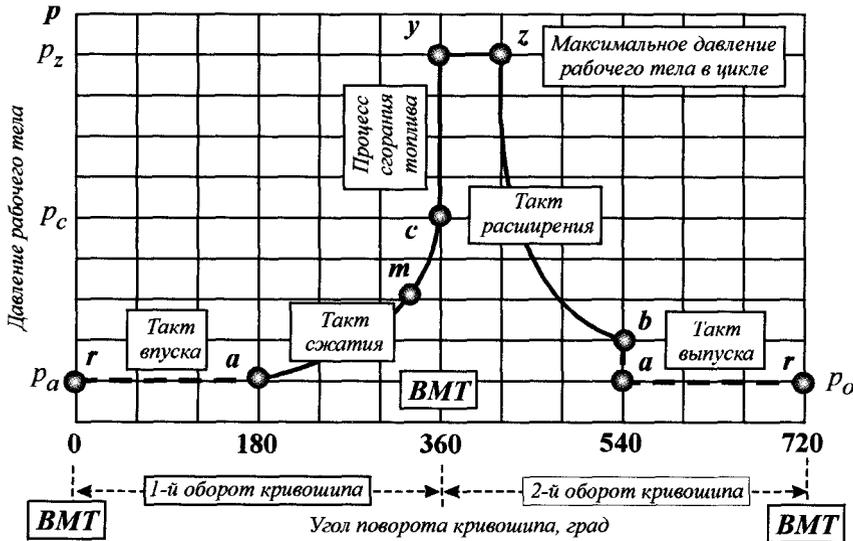


Рис. 10.25. Развернутая по углу поворота кривошипа индикаторная диаграмма цикла четырехтактного дизельного двигателя

ВМТ. Вначале топливо горит быстро, что позволяет рассматривать процесс $c-y$ как изохорный. В дальнейшем скорость сгорания топлива замедляется и в течение некоторого промежутка времени его можно рассматривать изобарным (процесс $y-z$). В процессе $y-z-b$ происходит расширение рабочего тела. Поршень совершает такт расширения. Кривошип коленчатого вала поворачивается на угол $\varphi \rightarrow 540^\circ$. В процессе расширения от рабочего тела отводится энергия в механической форме, т. е. рабочее тело совершает полезную работу $W_{\text{расш}}$.

В точке b (поршень находится в НМТ) открывается выпускной клапан и давление в цилиндре двигателя резко падает (процесс $b-a$). Отработавшее

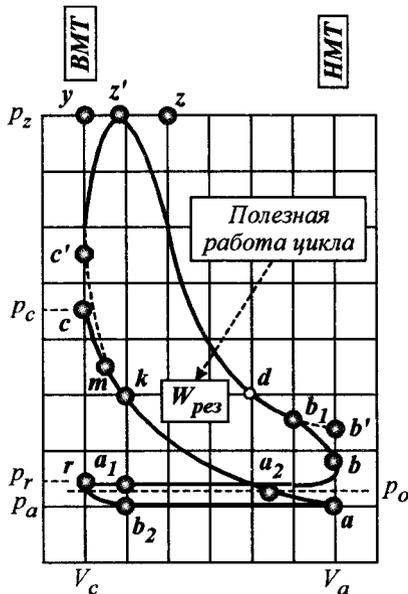


Рис. 10.26. Индикаторная диаграмма действительного цикла четырехтактного дизельного двигателя

тело самостоятельно покидает пространство цилиндра расширительной машины. Дальнейшее вращение кривошипа приводит к выталкиванию отработавшего рабочего тела из цилиндра расширительной машины (процесс $a-r$). Поршень совершает такт выпуска ($\varphi \rightarrow 720^\circ$). В точке r выпускной клапан закрывается, а впускной открывается. В дальнейшем весь процесс повторяется. Если выпускная система не оказывает сопротивление потоку отработавших газов, то давление рабочего тела в процессе выпуска равно атмосферному давлению p_0 . Диаграмма фаз газораспределения такого упрощенного цикла подобна диаграмме, показанной на рис. 10.13.

10.5.2. Действительное протекание рабочего цикла четырехтактного дизельного двигателя

Действительное протекание цикла дизельного двигателя отличается от описанного выше. Это обусловлено несколькими факторами, учитываемыми при разработке ДВС. Начнем рассмотрение действительного цикла с точки d индикаторной диаграммы (рис. 10.26). Выбор этой точки в качестве исходной связан исключительно с удобством изучения.

В процессе расширения $c'-z'-b$ поршень перемещается к НМТ. Объем цилиндра увеличивается, а давление рабочего тела уменьшается. При подходе поршня к НМТ (точка b_1) начинает открываться выпускной клапан, поэтому давление в цилиндре двигателя резко падает. Отработавшие газы выходят из цилиндра, так как их давление больше атмосферного. После прохождения НМТ поршень движется к ВМТ при полностью открытом выпускном клапане. При этом происходит выталкивание отработавшего тела из цилиндра. Так как выпускная система (каналы) оказывает сопротивление потоку газа, давление остающегося в цилиндре рабочего тела в процессе

выпуска больше атмосферного. По этой причине линия выпуска $b_1-b-r-b_2$ располагается выше линии атмосферного давления p_0 . В процессе выпуска в точке a_1 начинает открываться выпускной клапан. В момент прихода поршня в ВМТ (точка r) впускной клапан полностью открывается, а выпускной начинает закрываться. В точке b_2 выпускной клапан полностью закрывается, а впускной находится в открытом состоянии. Таким образом, процесс выпуска отработавшего тела изображается линией $b_1-b-r-b_2$, а такт выпуска линией $b-r$.

В процессе впуска в цилиндре расширительной машины создается разрежение, обусловленное сопротивлением впускной системы потоку воздуха, поэтому в процессе впуска давление воздуха, поступившего в цилиндр, несколько меньше атмосферного. В этом случае на индикаторной диаграмме (рис. 10.26) линия впуска располагается ниже линии атмосферного давления. В момент прихода поршня в НМТ (точка a) начинает закрываться впускной клапан. При движении поршня к ВМТ на участке $a-a_2$ происходит дополнительное наполнение цилиндра воздухом за счет инерции потока воздуха. В точке a_2 впускной клапан полностью закрывается и происходит процесс сжатия.

В процессе сжатия давление и температура рабочего тела увеличиваются. В некоторый момент времени температура находящегося в цилиндре двигателя воздуха из-за сжатия превышает температуру самовоспламенения топлива. Температура самовоспламенения топлива нефтяного происхождения при давлении воздуха 3.5...4.5 МПа лежит в пределах 200...250°С. В точке k процесса сжатия с помощью топливного насоса высокого давления начинается впрыск топлива в цилиндр расширительной машины. В результате распыления происходит испарение его мельчайших капель. При приближении поршня к ВМТ топливо воспламеняется (точка m). В этот момент давление рабочего тела резко возрастает. Процесс сжатия рабочего тела в этом случае идет по линии $m-c'$.

Процесс сжатия по описанным ранее причинам является политропическим. При этом в процессе сжатия показатель политропы сжатия изменяется. В инженерной практике для упрощения расчетов значение показателя политропы сжатия усредняют, используя результаты экспериментальных исследований. Для дизельных двигателей среднее значение показателя политропы сжатия примерно равно $n_1 = 1.35 \dots 1.42$. Значения параметров рабочего тела в расчетной точке c определяют по формулам (10.76).

Максимальное давление рабочего тела достигается после прохождения поршнем ВМТ (точка z'). В последующем скорость нарастания давления рабочего тела по углу поворота коленчатого вала уменьшается и далее происходит падение давления, что вызвано увеличением объема цилиндра из-за перемещения поршня к НМТ. В процессе расширения рабочим телом совершается полезная работа $W_{\text{расп}}$. В точке d цикл замыкается¹.

Для определения параметров рабочего тела в расчетной точке z (рис. 10.26) используют уравнение сгорания для расчетного цикла. В соответствии с расчетной схемой цикла (рис. 10.24) общее количество тепловой

¹ Из этой точки начиналось рассмотрение цикла.

энергии Q_1 , подведенной к рабочему телу в процессе сгорания топлива, можно условно разделить на две части:

- первая часть Q_{c-y} подводится к рабочему телу при постоянном объеме ($V_{c-y} = idem$);
- вторая часть Q_{y-z} подводится к рабочему телу при постоянном давлении ($p_{y-z} = idem$).

Общее количество подводимой к рабочему телу тепловой энергии, выделяющейся при сгорании топлива, равно

$$Q_1 = Q_{c-y} + Q_{y-z}. \quad (10.103)$$

В соответствии с первым законом термодинамики подведенная к рабочему телу энергия в тепловой форме идет в общем случае на изменение его внутренней энергии ΔU и преобразуется в механическую форму W . В этом случае можно записать, что

$$Q_1 = U_z - U_c + W. \quad (10.104)$$

Количество тепловой энергии, подведенной к рабочему телу в процессе сгорания топлива к моменту достижения точки z (рис. 10.26), определяется по формуле (10.84).

Изменение внутренней энергии рабочего тела в процессе $c-y-z$ равно

$$U_z - U_c = (n_{сг} + n_{ост}) u''|_0^{T_z} - (n_1 + n_{ост}) u|_0^{T_c}, \quad (10.105)$$

где $n_{сг}$ — количество продуктов сгорания, образующихся в процессе сгорания топлива; $n_{ост}$ — количество остаточных газов; n_1 — количество воздуха, поступившего в цилиндр двигателя в процессе впуска; $u''|_0^{T_z}$ — среднее значение удельной внутренней энергии продуктов сгорания топлива в интервале температуры от 0 до T_z ; $u|_0^{T_c}$ — среднее значение удельной внутренней энергии воздуха в интервале температуры от 0 до T_c .

Количество тепловой энергии, преобразующейся в механическую форму на участке $y-z$, равно

$$W = p_z V_z - p_y V_y = p_z V_z - p_c V_c, \quad [p_y = p_z; \quad V_y = V_c]. \quad (10.106)$$

С учетом выражения (9.77) выражение (10.106) можно представить в виде

$$W = p_z V_z - \lambda p_c V_c. \quad (10.107)$$

В соответствии с уравнением состояния идеального газа ($pV = nRT$) можно записать, что

$$\left. \begin{aligned} p_z V_z &= (n_{сг} + n_{ост}) RT_z \\ p_c V_c &= (n_1 + n_{ост}) RT_c \end{aligned} \right\}. \quad (10.108)$$

Подставив выражения (10.108) в выражение (10.107), получим

$$W = (n_{сг} + n_{ост}) RT_z + (n_1 + n_{ост}) \lambda RT_c. \quad (10.109)$$

Подставляя выражения (10.84), (10.105) и (10.109) в выражение (10.104), получим

$$\xi_z H_u = (n_{сг} + n_{ост}) u''|_0^{T_z} - (n_1 + n_{ост}) u|_0^{T_c} + (n_{сг} + n_{ост}) RT_z - (n_1 + n_{ост}) \lambda RT_c. \quad (10.110)$$

Преобразуем выражение (10.110):

$$\begin{aligned}
 \xi_z H_u + (n_1 + n_{\text{ост}}) u \Big|_0^{T_c} + (n_1 + n_{\text{ост}}) \lambda RT_c &= (n_{\text{ср}} + n_{\text{ост}}) u'' \Big|_0^{T_z} + (n_{\text{ср}} + n_{\text{ост}}) RT_z; \\
 \frac{\xi_z H_u}{(n_1 + n_{\text{ост}})} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda RT_c &= \frac{(n_{\text{ср}} + n_{\text{ост}})}{(n_1 + n_{\text{ост}})} u'' \Big|_0^{T_z} + \frac{(n_{\text{ср}} + n_{\text{ост}})}{(n_1 + n_{\text{ост}})} RT_z; \\
 \frac{\xi_z H_u}{(n_1 + n_{\text{ост}})} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda RT_c &= \frac{(n_{\text{ср}} + n_{\text{ост}})}{(n_1 + n_{\text{ост}})} (u'' \Big|_0^{T_z} + RT_z); \\
 \frac{\xi_z H_u}{(n_1 + n_{\text{ост}})} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda RT_c &= \beta (u'' \Big|_0^{T_z} + RT_z); \\
 \frac{\xi_z H_u}{n_1 \left(1 + \frac{n_{\text{ост}}}{n_1}\right)} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda RT_c &= \beta (u'' \Big|_0^{T_z} + RT_z); \\
 \frac{\xi_z H_u}{n_1 (1 + \eta_{\text{ост}})} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda RT_c &= \beta (u'' \Big|_0^{T_z} + RT_z). \quad (10.111)
 \end{aligned}$$

На основании уравнения состояния идеального газа

$$p \frac{V}{n} = RT; \quad pV_n = RT$$

выражение (10.111) можно записать в виде

$$\frac{\xi_z H_u}{n_1 (1 + \eta_{\text{ост}})} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda RT_c = \beta (u'' \Big|_0^{T_z} + pV_n). \quad (10.112)$$

Учитывая, что $u + pV_n = h$, последнее выражение представим в виде

$$\begin{aligned}
 \frac{\xi_z H_u}{n_1 (1 + \eta_{\text{ост}})} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda RT_c &= \beta h'' \Big|_0^{T_z}; \\
 \left[\frac{\xi_z H_u}{n_1 (1 + \eta_{\text{ост}})} + u \Big|_0^{T_c} + \lambda \cdot RT_c \right] \frac{1}{\beta} &= h'' \Big|_0^{T_z}. \quad (10.113)
 \end{aligned}$$

Выражение (10.113) называется уравнением сгорания топлива в расчетном цикле ДВС со смешанным процессом подвода тепловой энергии. Для определения максимального значения температуры T_z рабочего тела в расчетном цикле сначала на основе статистических данных задают значения величин ξ_z и λ . Затем, рассчитав по уравнению (10.76) температуру рабочего тела (воздуха) в точке с, с помощью графика (рис. 10.20) определяют внутреннюю энергию воздуха $u \Big|_0^{T_c} = f(T)$.

Численное значение левой части выражения (10.113) равно удельной энтальпии продуктов сгорания $h'' \Big|_0^{T_z}$. С помощью графика (рис. 10.27) по известной величине $h'' \Big|_0^{T_z}$ можно определить температуру T_z .

На рис. 10.28 показан фрагмент развернутой индикаторной диаграммы, охватывающий на индикаторной диаграмме (рис. 10.26) область максимального давления рабочего тела. Отношение

$$W_p = \frac{\Delta p}{\Delta \varphi} \quad (10.114)$$

характеризует жесткость работы двигателя. оно показывает, на какую величину изменяется давление рабочего тела в процессе сгорания топлива при повороте кривошипа коленчатого вала на 1 градус. Если величина

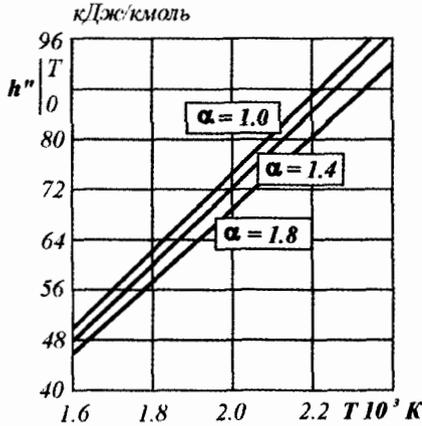


Рис. 10.27. Зависимость энтальпии продуктов сгорания жидкого топлива от температуры

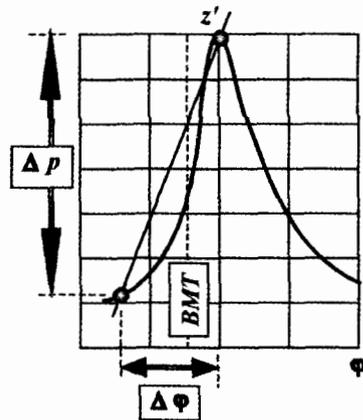


Рис. 10.28. К определению жесткости работы двигателя

w_p превышает значения 1.0...1.5 мпа/град для дизельного двигателя или 0.2...0.3 мпа/град для бензинового двигателя, то двигатель работает жестко. В этом случае на детали кривошипно-шатунного механизма действует нагрузка ударного характера.

Параметры рабочего тела в конце процесса расширения (точка b ; рис. 10.26) можно определить на основе уравнения адиабаты (9.36), заменив показатель адиабаты показателем политропы расширения. В соответствии с выражением (9.36) для процесса $z-b$ запишем (рис. 10.26):

$$\begin{aligned} T_z V_z^{n_2-1} &= T_b V_b^{n_2-1}; \\ T_b &= T_z \frac{V_z^{n_2-1}}{V_b^{n_2-1}} = T_z \frac{V_z^{n_2-1}}{V_a^{n_2-1}}, \quad (10.115) \\ [V_b &= V_a]. \end{aligned}$$

Уравнения состояния идеального газа для конечных точек процесса расширения имеют вид

$$\left. \begin{aligned} p_z V_z &= nRT_z; \\ p_b V_b &= nRT_b \end{aligned} \right\}.$$

Разделим второе уравнение на первое:

$$\frac{p_b V_b}{p_z V_z} = \frac{nRT_b}{nRT_z} = \frac{T_b}{T_z}. \quad (10.116)$$

Подставляя выражение (10.115) в выражение (10.116), получим

$$\frac{p_b V_b}{p_z V_z} = \frac{T_z}{T_z} \left(\frac{V_z}{V_b} \right)^{n_2-1}. \quad (10.117)$$

Давление рабочего тела в точке b (рис. 10.26) равно

$$p_b = p_z \left(\frac{V_z}{V_b} \right)^{n_2-1} \left(\frac{V_z}{V_b} \right) = p_z \left(\frac{V_z}{V_b} \right)^{n_2} = p_z \left(\frac{V_z}{V_a} \right)^{n_2}. \quad (10.118)$$

Для определения степени предварительного расширения рабочего тела в изобарном процессе $y-z$ (рис. 10.26) разделим первое уравнение системы (10.108) на второе:

$$\frac{p_z V_z}{p_c V_c} = \frac{n_{cr} + n_{ост}}{n_1 + n_{ост}} \frac{T_z}{T_c}. \quad (10.119)$$

Учитывая зависимость (10.49) и то, что $V_z/V_c = V_z/V_y = \rho$, а $p_z/p_c = \lambda$, выражение (10.119) можно записать в виде

$$\lambda \rho = \beta \frac{T_z}{T_c}.$$

Из последнего выражения получим

$$\rho = \beta \frac{T_z}{\lambda T_c}. \quad (10.120)$$

Диаграмма фаз газораспределения действительного цикла дизельного двигателя показана на рис. 10.29. По внешнему виду она не отличается от аналогичной для бензинового двигателя (рис. 10.22). Основное отличие этих диаграмм фаз газораспределения состоит в величине угла перекрытия клапанов. В дизельных двигателях с наддувом перекрытие клапанов больше, чем в двигателях без наддува. Чем больше перекрытие клапанов, тем больше поршень при продувке цилиндра охлаждается воздухом. Ниже приведены углы перекрытия клапанов для бензиновых и дизельных двигателей:

Бензиновые двигатели	Дизельные двигатели	
	без наддува	с наддувом
20...80°	10...60°	50...100°

Продувка цилиндра с помощью агрегата наддува способствует лучшей очистке цилиндра от отработавших газов. В этом случае улучшается наполнение цилиндра двигателя новым рабочим телом.

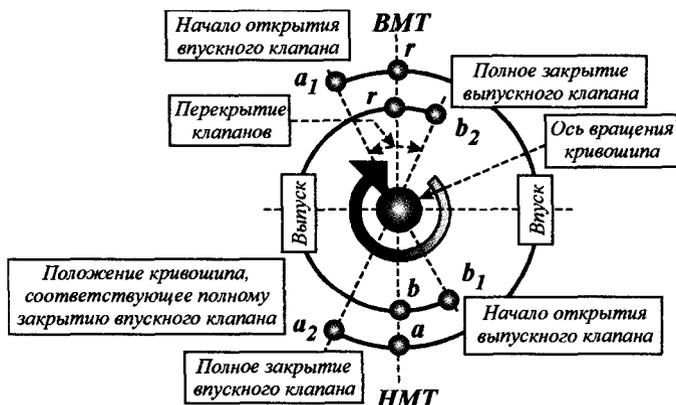


Рис. 10.29. Диаграмма фаз газораспределения дизельного двигателя, работающего по действительному циклу

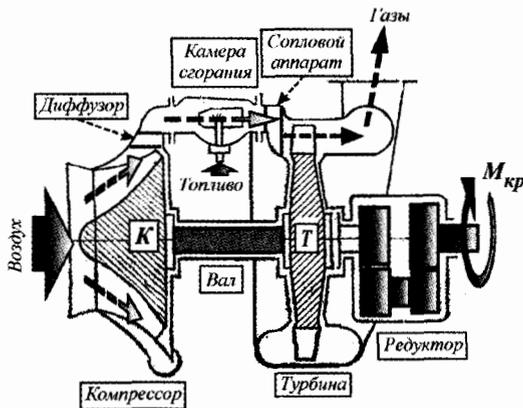


Рис. 10.30. Конструктивная схема одновального ГТД

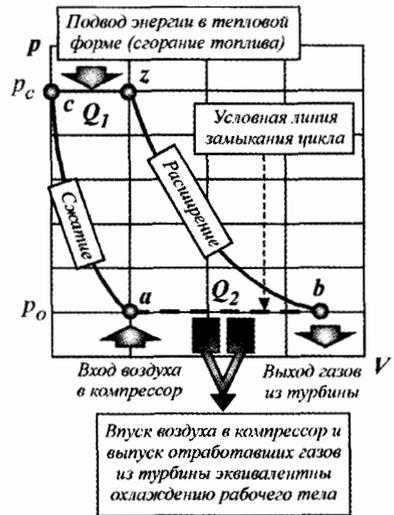


Рис. 10.31. Индикаторная диаграмма действительного цикла одновального ГТД

В настоящее время количество дизельных двигателей без наддува уменьшается, а с наддувом — увеличивается. Применение наддува позволило улучшить энергетические и экономические показатели дизельных двигателей.

10.6. ДЕЙСТВИТЕЛЬНЫЙ ЦИКЛ ГАЗОТУРБИННОГО ДВИГАТЕЛЯ

Конструктивная схема одновального транспортного ГТД показана на рис. 10.30.

Воздух из-за разрежения поступает на вход компрессора. Под действием центробежных сил, возникающих в результате вращения рабочего колеса компрессора, воздух перемещается к периферии колеса¹, при этом его давление увеличивается. После рабочего колеса компрессора воздух поступает в диффузор, где его давление несколько повышается за счет расширения (торможения) потока. Процесс сжатия воздуха в компрессоре на индикаторной диаграмме (рис. 10.31) изображен линией *a-c*. Давление воздуха на выходе из компрессора значительно больше, чем на входе:

$$\pi_k = \frac{p_{\text{вых}}}{p_{\text{вх}}} = \frac{p_k}{p_0} = \frac{p_c}{p_a}, \quad (10.121)$$

где π_k — степень повышения давления воздуха в компрессоре; $p_{\text{вых}} = p_k = p_c$, $p_{\text{вх}} = p_0 = p_a$ — давление воздуха соответственно на выходе и входе в компрессор.

¹ Принцип работы центробежного компрессора рассмотрен в гл. 7.

Сжатый в компрессоре воздух поступает в камеру сгорания. При сжатии воздух нагревается. В камеру сгорания с помощью топливного насоса подается топливо, которое мелко распыляется специальной форсункой. В камере сгорания топливо смешивается с воздухом и сгорает. Первоначальный очаг пламени инициируется с помощью специальной свечи зажигания и в дальнейшем поддерживается за счет непрерывности горения. Внутренняя энергия рабочего тела (газов) увеличивается. В результате нагревания в камере сгорания рабочее тело несколько расширяется при постоянном давлении (линия $c-z$; рис. 10.31). После камеры сгорания рабочее тело поступает в турбинную ступень (рис. 10.30), состоящую из соплового аппарата и рабочего колеса. В турбинной ступени происходит расширение рабочего тела, в результате чего давление рабочего тела падает, а скорость увеличивается. Расширение рабочего тела может происходить или только в сопловом аппарате или частично в сопловом аппарате, а частично — в рабочем колесе¹. Процесс расширения рабочего тела в турбинной ступени на индикаторной диаграмме изображен линией $z-b$. Отношение давления рабочего тела на входе в ступень к его давлению на выходе из ступени

$$\pi_{\tau} = \frac{p_{\text{вх}}}{p_{\text{вых}}} = \frac{p_z}{p_b} = \frac{p_z}{p_o} \quad (10.122)$$

называют *степенью понижения давления рабочего тела* в турбинной ступени. После турбинной ступени рабочее тело выходит в окружающую среду.

Таким образом, действительный цикл ГТД замыкается условно через окружающую среду (рабочее тело непрерывно поступает из окружающей среды и в нее же выбрасывается), поэтому на индикаторной диаграмме (рис. 10.31) проводят линию $b-a$, которая условно отражает протекание процессов впуска и выпуска рабочего тела.

Если сжатие рабочего тела (воздуха) в компрессоре происходит *адиабатически*, то справедливо выражение (7.54). Для 1 кг рабочего тела это выражение будет иметь вид $w_{\text{ад}} = h_2 - h_1$.

Учитывая выражения (5.10), последнее выражение можно представить в виде

$$w_{\text{ад}} = c_p (T_2 - T_1) = c_p (T_c - T_a), \quad (10.123)$$

где c_p — удельная теплоемкость рабочего тела (воздуха) при постоянном давлении; $T_1 = T_a$, $T_2 = T_c$ — температура рабочего тела соответственно на входе в компрессор (точка a ; рис. 10.31) и выходе из него (точка c).

Преобразуем выражение (10.123) к виду

$$w_{\text{ад}} = c_p T_a \left(\frac{T_c}{T_a} - 1 \right). \quad (10.124)$$

Учитывая выражение (5.51)², зависимость (10.124) можно записать в виде

$$w_{\text{ад}} = c_p T_c \left[\left(\frac{p_c}{p_a} \right)^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right] = c_p T_a \left(\pi_k^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right). \quad (10.125)$$

¹ Принцип работы турбинной ступени рассмотрен в гл. 7.

² См. гл. 5 части 1 пособия.

В действительности на сжатие воздуха в компрессоре затрачивается большее количество энергии в механической форме. Увеличение затрат энергии на сжатие воздуха в компрессоре учитывают адиабатическим КПД $\eta_{ад}$:

$$\eta_{ад} = \frac{w_{ад}}{w_k} = \frac{c_p T_a \left(\pi_k^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right)}{w_k}, \quad (10.126)$$

где w_k — фактические затраты энергии в механической форме на сжатие 1 кг воздуха.

Из выражения (10.125) определим фактические затраты механической энергии на сжатие 1 кг воздуха

$$w_k = \frac{c_p}{\eta_{ад}} T_a \left(\pi_k^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right). \quad (10.127)$$

Мощность привода компрессора определяется по формуле

$$N_k = \frac{w_k m_c}{\eta_{мех}} = \frac{m_c c_p T_a \left(\pi_k^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right)}{\eta_{мех} \eta_{ад}}, \quad (10.128)$$

где m_c — массовый расход газа через компрессор за 1 с; $\eta_{мех}$ — механический КПД привода компрессора (учитывает потери механической энергии в приводе компрессора).

Принимая во внимание выражение (7.173), зависимость (10.128) может быть представлена в виде

$$N_k = \frac{k}{k-1} \cdot \frac{m_c R_0 T_a}{\eta_{мех} \eta_{ад}} \left(\pi_k^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right). \quad (10.129)$$

Из выражения (10.123) определим изменение температуры воздуха при его сжатии в компрессоре $T_c - T_a = w_{ад}/c_p$.

Учитывая фактические затраты на сжатие рабочего тела в компрессоре, последнее выражение можно записать в виде

$$T_c - T_a = \frac{w_{ад}}{\eta_{ад} c_p}. \quad (10.130)$$

Подставляя в зависимость (10.130) выражение (10.125), определим температуру рабочего тела (воздуха) на выходе из компрессора

$$\begin{aligned} T_c &= T_a + \frac{w_{ад}}{\eta_{ад} c_p} = \\ &= T_a + \frac{c_p T_a \left(\pi_k^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right)}{c_p \eta_{ад}} = T_a \left[1 + \frac{1}{\eta_{ад}} \left(\pi_k^{\frac{k_1-1}{k_1}} - 1 \right) \right]. \end{aligned} \quad (10.131)$$

В результате сгорания топлива в камере сгорания выделяется энергия в тепловой форме, которая передается рабочему телу. Часть топлива не сгорит из-за несовершенства процесса смесеобразования и малой продолжительности пребывания газов в камере сгорания. Кроме того, часть выделившейся при сгорании топлива энергии в тепловой форме сообщается стенкам камеры сгорания. Следовательно, рабочему телу в камере

сгорания сообщается не вся тепловая энергия, которая может выделиться при сгорании топлива.

Если за 1 с в камеру сгорания ГТД подается g грамм топлива, то в результате его сгорания может выделиться количество энергии в тепловой форме, равное

$$Q_o = gH_u, \quad (10.132)$$

где H_u — низшая теплота сгорания топлива.

Отношение

$$\xi_z = \frac{Q_1}{Q_o} \quad (10.133)$$

называется *коэффициентом полноты сгорания* топлива. Этот коэффициент учитывает потери тепловой энергии из-за неполноты сгорания топлива и на нагрев стенок камеры сгорания. На расчетном режиме работы камеры сгорания современных ГТД коэффициент неполноты сгорания топлива равен $\xi_z = 0.97 \dots 0.98$. При отклонении режима работы камеры сгорания от расчетного величина ξ_z смещается в сторону меньших значений, что приводит к росту расхода топлива и ухудшению экономичности работы двигателя.

Процесс сгорания топлива происходит при постоянном давлении рабочего тела (процесс $c-z$; рис. 10.31). В изобарном процессе $c-z$ рабочее тело и окружающая среда обмениваются энергией только в тепловой форме. На основании первого закона термодинамики можно записать, что

$$\Delta U = Q_1 - W = Q_1. \quad (10.134)$$

Изменение внутренней энергии в процессе подвода тепловой энергии при сгорании топлива определяется по формуле

$$m_c c_V (T_z - T_c) = Q_1 = \xi_z g H_u, \quad (10.135)$$

где m_c — секундный расход воздуха; c_V — удельная теплоемкость воздуха при постоянном объеме; g — секундный расход топлива.

Из формулы (10.135) определим температуру рабочего тела в точке z (рис. 10.31):

$$T_z - T_c = \frac{\xi_z g H_u}{m_c c_V}; \quad T_z = T_c + \frac{\xi_z g H_u}{m_c c_V}. \quad (10.136)$$

Температура рабочего тела T_z перед турбиной определяет экономичность работы двигателя. С повышением температуры T_z КПД двигателя увеличивается. Верхний предел температуры ограничивается термической прочностью лопаток турбины. В современных ГТД из-за применения жаропрочных материалов при изготовлении лопаток достигнуты значения температуры рабочего тела перед турбиной $T_z = 1400 \dots 1600$ К.

Полагая, что в турбинной ступени расширение рабочего тела происходит адиабатно, на основании первого закона термодинамики для процесса $z-y$ (рис. 10.31) можно записать, что

$$\Delta u = q - w = -w, \quad [q = 0]. \quad (10.137)$$

Объединяя выражения (7.54) и (7.191), получим

$$w_{ад} = -(h_2 - h_1). \quad (10.138)$$

Рассуждая аналогично, можно записать, что

$$w_{ад} = -c_p(T_2 - T_1) = -c_p(T_b - T_z) = c_p(T_z - T_b). \quad (10.139)$$

Преобразуем выражение (10.139) к виду

$$w_{ад} = c_p T_z \left(1 - \frac{T_b}{T_z}\right).$$

Учитывая выражения (7.178) и (5.10)¹, последнее выражение представим в виде

$$\begin{aligned} w_{ад} &= \frac{k}{k-1} R_o T_z \left(1 - \frac{1}{T_z/T_b}\right) = \frac{k}{k-1} R_o T_z \left[1 - \frac{1}{(p_z/p_b)^{\frac{k_2-1}{k_2}}}\right] = \\ &= \frac{k}{k-1} R_o T_z \left[1 - \frac{1}{\pi_k^{\frac{k_2-1}{k_2}}}\right], \end{aligned} \quad (10.140)$$

где R_o — удельная газовая постоянная рабочего тела (продуктов сгорания топлива).

Эффективный КПД η_T турбины определяется по формуле $\eta_T = \eta_{ад}\eta_M$, где $\eta_{ад}$ — адиабатный КПД турбинной ступени; η_M — механический КПД привода турбины.

С учетом эффективного КПД турбинной ступени выражение (10.140) можно записать в виде

$$w_T = \eta_T \frac{k}{k-1} R_o T_z \left[1 - \frac{1}{\pi_k^{\frac{k_2-1}{k_2}}}\right]. \quad (10.141)$$

Мощность, развиваемая рабочим телом на лопатках турбины, определяется выражением

$$N_T = \eta_T \frac{k}{k-1} m_c R_o T_z \left[1 - \frac{1}{\pi_k^{\frac{k_2-1}{k_2}}}\right], \quad (10.142)$$

где m_c — секундный расход газа через турбинную ступень.

Секундный расход газов через турбинную ступень равен

$$m_c = m_{с.в} + m_{с.т} = m_{с.в} \left(1 + \frac{1}{\alpha \cdot m_o}\right),$$

где $m_{с.в}$, $m_{с.т}$ — секундный расход соответственно воздуха и топлива через двигатель; m_o — масса воздуха, теоретически необходимая для полного сгорания единицы массы воздуха.

10.7. ОСНОВНЫЕ НАРУШЕНИЯ ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ ТОПЛИВА В БЕНЗИНОВОМ ДВИГАТЕЛЕ

Как известно, с повышением степени сжатия ε рабочего тела в расширительной машине термический КПД цикла увеличивается. Увеличение

¹ См. гл. 5 части 1 пособия.

термического КПД цикла означает, что увеличивается доля тепловой энергии в общем ее количестве, преобразованной в механическую форму (работу). Таким образом, с ростом термического КПД положительный эффект цикла возрастает. Поэтому конструкторы ДВС стремятся в пределах возможного увеличить степень сжатия рабочего тела в цилиндре расширительной машины (двигателя). Однако, увеличение степени сжатия рабочего тела в цилиндре двигателя сверх некоторых пределов может приводить к отрицательным последствиям при работе двигателя. В дизельных двигателях величина степени сжатия в основном ограничена величиной нагрузки на детали цилиндропоршневой группы. Чем больше степень сжатия, тем больше давление рабочего тела при сгорании топлива. Чем больше давление рабочего тела, тем большую силу оно прикладывает к поршню. При большой механической нагрузке и значительной температуре поршень разрушается. Для предотвращения разрушения поршни дизельных двигателей изготавливают толстостенными, особенно в верхней части. Так как дизельное топливо сгорает относительно медленно, то это позволяет в дизельных двигателях реализовать большую степень сжатия, чем в бензиновых двигателях (примерно в 2 раза).

Как отмечалось ранее, при сгорании бензина могут наблюдаться взрывные эффекты. Взрывное сгорание бензина приводит к разрушению деталей двигателя (прежде всего поршня). Поэтому в бензиновых двигателях степень сжатия рабочего тела в цилиндре значительно меньше. Это обусловлено в первую очередь склонностью бензина к взрывному (детонационному) сгоранию. Детонационное сгорание топлива сопровождается специфическим стуком или гудящим звуком. Поэтому на практике при увеличении степени сжатия рабочего тела в бензиновом двигателе проводят комплекс мероприятий и по повышению антидетонационных свойств бензина.

Бензин представляет собой смесь углеводородов, которые сгорают неодинаково. Многие из этих углеводородов при сгорании образуют в качестве промежуточных перекисные соединения и продукты их распада — свободные радикалы. Все эти вещества очень нестойки, склонны к взрыву. При воспламенении горючей смеси от искры по цилиндру (рис. 10.2) идет фронт пламени, а в его верхней части накапливаются перекиси. При этом давление рабочего тела резко увеличивается из-за его нагрева, вызванного сгоранием топлива (бензина). В этом случае оставшаяся горючая смесь как бы сжимается. При сжатии ее температура еще больше повышается. И когда остается примерно 15...20% несгоревшей смеси, происходит взрыв. Скорость распространения пламени при этом увеличивается в сотни раз — до 2500 м/с. Ударная волна многократно отражается от стенок цилиндра и от поршня, начинаются вибрации, в двигателе появляется характерный металлический стук. Это и есть детонация, опасная для бензинового двигателя. Показатели работы двигателя резко ухудшаются.

На практике стремятся повысить антидетонационные свойства бензина. При повышении антидетонационных свойств бензина представляется возможность увеличить степень сжатия рабочего тела в цилиндре двигателя. Термический КПД двигателя возрастет.

Для оценки антидетонационных свойств бензина применяется специальный относительный показатель, называемый *октановым числом* (ОЧ).

Решающее влияние на детонационные свойства бензина оказывает углеводородный состав бензина. Детонационные свойства бензина оценивают сравнительным методом. Сущность этого метода заключается в следующем. Товарный бензин испытывают в специальной одноцилиндровой установке для испытания топлива УИТ-65 (УИТ-85). Установка состоит из:

- одноцилиндрового двигателя с искровым зажиганием;
- асинхронного электродвигателя для пуска и поддержания постоянного числа оборотов коленчатого вала;
- систем, обеспечивающих работу двигателя и оценку детонационной стойкости бензина.

Для приготовления топливоздушнoй смеси используется трехбачковый карбюратор, позволяющий попеременно работать на трех топливах.

Особенностью конструкции двигателя установки УИТ-65 (УИТ-85) является возможность изменять степень сжатия во время работы за счет перемещения цилиндра над поршнем. Цилиндр 1 (рис. 10.32) выполнен за одно целое с головкой и водяной рубашкой 2 и имеет в нижней части резьбу, на которую навинчена гайка. Эта гайка может вращаться с помощью червячного привода. При вращении гайки происходит перемещение цилиндра в вертикальном направлении, в результате чего изменяется степень сжатия. Верхняя часть корпуса двигателя разрезная и служит направляющей для цилиндра. Вращению цилиндра препятствует помещенная между направляющей и цилиндром шпонка. В головке цилиндра установлены клапаны 4 с направляющими 3 и седлами 5. Для устранения влияния зазоров при перемещении цилиндра 1 (рис. 10.33) в вертикальном направлении между корпусом направляющей 2 и головкой цилиндра установлены четыре пружины. Во время работы цилиндр зажимается в корпусе при помощи кулачкового рычага 4. При изменении степени сжатия поднимают рычаг 4, ослабляя зажим цилиндра 1, и вращают рукоятку 3, соединенную с червяком, сцепленным с гайкой. После установления новой степени сжатия цилиндр 1 вновь зажимают в направляющей 2. Высота подъема цилиндра 1, а, следовательно, и степень сжатия измеряется индикатором 5. В специальное отверстие цилиндра ввернут датчик детонации (рис. 10.34), который состоит из магнестрикционного стержня 6, корпуса 5 с мембраной, корпуса 4 с ребрами охлаждения, контактной головки 3, грибка 1 и обмотки 2. Для создания постоянного магнитного поля корпус датчика выполнен из стали с большой коэрцитивной силой и намагничен. Мембрана датчика воспринимает импульсы ударов детонационной волны, колебания ее передаются магнестрикционному стержню 6 датчика, вызывая изменение его магнитного сопротивления постоянному магнитному потоку. В результате этого в обмотке 2 стержня 6 возникает напряжение. Импульсный сигнал с датчика детонации (рис. 10.34), амплитуда которого пропорциональная скорости нарастания давления в цилиндре двигателя, поступает на вход фильтра низкой частоты детонометра, где отфильтровываются высокочастотные составляющие сигнала, возникающие от вибрации стенок цилиндра, стука клапанов и собственных колебаний стержня датчика.

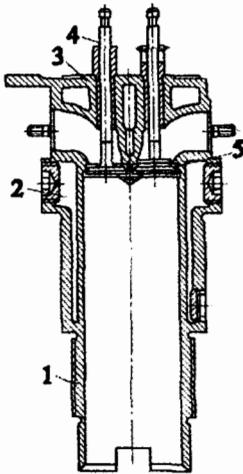


Рис. 10.32. Цилиндр двигателя УИТ-85

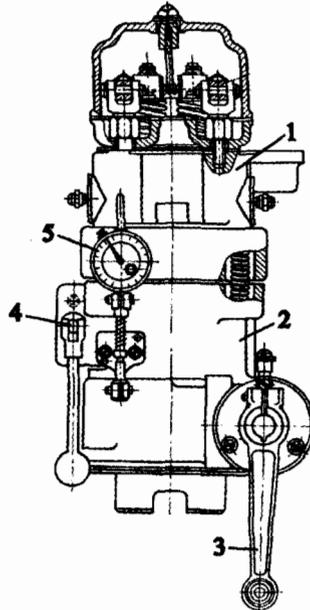


Рис. 10.33. Цилиндр установки УИТ-65 в сборе

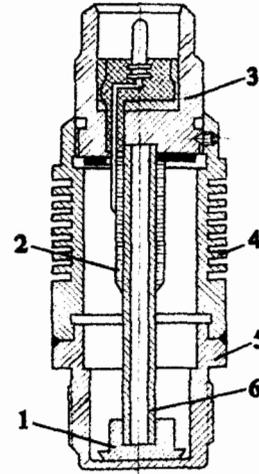


Рис. 10.34. Датчик детонации

Отфильтрованный сигнал датчика детонации поступает на предварительный усилитель, который усиливает слабый сигнал до значения большего, чем опорное напряжение ограничителя (около 15 В). Ограничитель пропускает только пик импульса, пропорциональный интенсивности детонации, который затем усиливается вторым усилителем.

Так как сигналы на выходе датчика детонации значительно отличаются друг от друга, то для оценки интенсивности детонации берут среднее значение ряда сигналов за определенное время. Эту функцию выполняет интегратор, на выходе которого получается постоянное напряжение, пропорциональное усредненному значению амплитуды сигналов.

После выполнения ряда подготовительных регулировочных и других работ двигатель пускают на испытуемом бензине и изменяют степень сжатия до появления детонации. После этого двигатель переключают на работу на эталонном топливе, состоящем из двух индивидуальных углеводородов:

- изооктана C_8H_{16} ;
- нормального гептана C_7H_{16} .

Изооктан представляет изомер октана. Октан имеет неразветвленную структуру и склонен к детонационному сгоранию. Изомер октана — изооктан, наоборот, имеет разветвленную структуру, а поэтому обладает слабыми детонирующими свойствами. Нормальный гептан имеет неразветвленную структуру, а поэтому сильно склонен к детонационному сгоранию. Так как изооктан не склонен к детонации, то его детонационная стойкость условно принята за 100 единиц. Склонному к детонации нормальному

гептану приписана нулевая детонационная стойкость (0 единиц). Смесь в зависимости от концентрации этих углеводородов будет иметь детонационную стойкость в пределах от 0 до 100 единиц. При работе двигателя на эталонном топливе изменяют их процентное содержание до появления такой же детонации, как и при работе на испытуемом топливе. Если в эталонном топливе в данном случае имеется 80% изооктана и 20% нормального гептана, то испытуемому бензину приписывается значение детонационной стойкости 80 единиц. Эту величину называют *октановым числом*.

Октановое число определяют по моторному или исследовательскому методу. При определении октанового числа по моторному методу (МОЧ) топливная смесь после карбюрации нагревается до 149°C , а частота вращения коленчатого вала выдерживается постоянной 900 мин^{-1} . При определении октанового числа по исследовательскому методу (ИОЧ) горючая смесь вообще не подогревается.

Строго говоря, наиболее точно октановое число можно определить, используя оба метода, усредняя полученные значения: $\text{ОЧ} = (\text{МОЧ} + \text{ИОЧ}) / 2$.

Запись марки бензина А-76 означает, что его октановое число равно 76 единиц. Этот бензин также детонирует, как и эталонное топливо, состоящее из смеси 76% изооктана и 24% нормального гептана. Октановое число бензина определено по моторному методу.

Запись марки бензина АИ-93 означает, что октановое число определено по исследовательскому методу.

Для повышения детонационной стойкости бензина применяют различные антидетонирующие присадки. Эти присадки позволяют регулировать скорость горения бензина в цилиндре двигателя. Чаще всего в качестве таких присадок применяют тетраэтилсвинец $(\text{CH}_3\text{CH}_2)_4\text{Pb}$ или тетраметилсвинец $(\text{CH}_3)_4\text{Pb}$. При содержании одного из соединений свинца в количестве 2...3 мл на 3.8 литра бензина его октановое число повышается на 10...15 единиц.

Из-за вредности свинца для окружающей среды эти соединения для повышения детонационной стойкости бензина в настоящее время практически не применяются. Во многих странах их применение запрещено.

В настоящее время одним из самых прогрессивных направлений повышения детонационной стойкости бензина является изомеризация алканов, входящих в его состав. В этом случае углеводороды, входящие в состав бензина, имеют разветвленную структуру.

На рис. 10.5 показана структура изопентана, являющегося изомером пентана. Со вторым атомом углерода соединена группа CH_3 . Эта группа образована из метана CH_4 путем изъятия одного атома водорода H. В этом случае, по рекомендации Международного союза чистой и прикладной химии (ИЮПАК), группу CH_3 называют *метильной*, так как она образована от метана. В изомерах могут быть и другие группы. Например, от одного из атомов алкана, входящего в состав бензина, может отщепляться группа C_2H_5 . Эта группа образуется из этана C_2H_6 путем изъятия одного атома водорода. Эту группу называют *этильной*. В общем случае такие группы называют *алкильными*, так как они образуются из алканов путем изъятия одного атома водорода. Чем больше алкильных групп содержат алканы,

входящие в состав бензина, тем большей детонационной стойкостью он обладает. В настоящее время на нефтеперерабатывающих заводах применяются специальные установки по алкилированию бензинов. В этом случае можно увеличить детонационную стойкость бензина почти до 100 единиц.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Каким образом в ДВС тепловая энергия подводится к рабочему телу?
2. Какие вещества называют топливом? Приведите примеры.
3. Какое топливо используется в ДВС?
4. Химический состав углеводородного топлива.
5. Коэффициент избытка воздуха. Что он выражает и как определяется?
6. Принцип работы бензинового двигателя. Приведите примеры бензиновых двигателей.
7. К какому идеализированному циклу наиболее приближен действительный цикл, реализованный в бензиновом двигателе?
8. Принцип работы дизельного двигателя. Приведите примеры дизельных двигателей.
9. К какому идеализированному циклу наиболее приближен действительный цикл, реализованный в дизельном двигателе?
10. Принцип работы ГТД с изобарным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу.
11. Индикаторная диаграмма действительного цикла бензинового двигателя.
12. Индикаторная диаграмма действительного цикла дизельного двигателя.
13. Жесткость работы двигателя. Как она определяется.

ЦИКЛЫ ПАРОВЫХ ТЕПЛОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

11.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Как известно, самыми первыми тепловыми двигателями были тепловые машины, в которых в качестве рабочего тела использовался водяной пар. Это было обусловлено большой распространенностью воды в природе и доступностью и наглядностью в повседневной практике процессов преобразования воды в пар. Такие тепловые машины было легко строить, не обладая большими знаниями. По мере развития науки и техники были получены результаты, указывающие на преимущества использования в тепловых двигателях газообразного рабочего тела, которое при работе не изменяет своего агрегатного (фазового) состояния. При отрицательных температурах вода замерзает. Поэтому в зимних условиях приходится воду подогревать, чтобы исключить ее замерзание (переход в твердое состояние). Этот факт снижает эффективность использования паровой машины.

Однако на железнодорожном транспорте длительное время основным двигателем был паровой двигатель, работающий по разомкнутому циклу (пар выбрасывается в окружающую среду). Хотя паровозы сейчас практически не используются (за исключением отдельных случаев), интерес к паровым двигателям то падает, то повышается. Повышение интереса к паровым двигателям вызывается в основном периодически повторяющимися энергетическими кризисами, сопровождающими развитие цивилизации. Как известно, запасы нефти и газа на Земле ограничены. Несколько больше запасы угля, который может быть использован для преобразования воды в пар в промышленных установках (котлах с топками).

В настоящее время в энергетике возрастает доля атомной энергетики, без которой, вероятно, не решить энергетических проблем в будущем. Однако энергию атомных ядер нельзя напрямую преобразовать в механическую энергию. Выделяющуюся при делении атомных ядер тепловую энергию используют для преобразования воды в пар, который в последующем используют в паровой машине (паровой турбине) для получения энергии в механической форме.

Таким образом, и в настоящее время в промышленности (теплоэнергетике) эффективно используются паровые машины (турбины).

Конструкторов наземных транспортных средств и сейчас привлекает внимание идея применения парового двигателя. Это обусловлено его лучшими по сравнению с ДВС тяговыми свойствами.

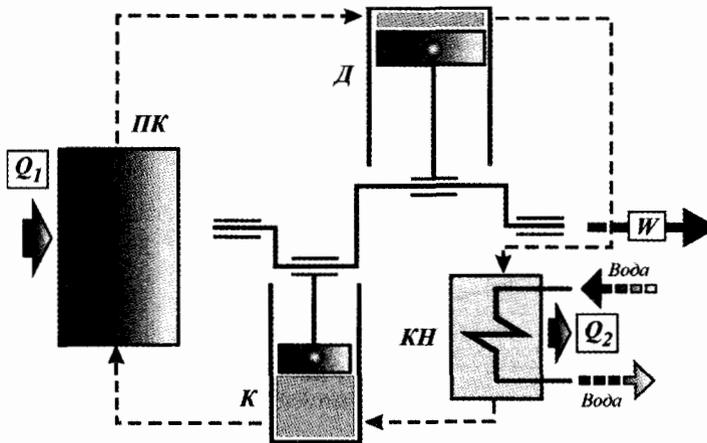


Рис. 11.1. Конструктивная схема простейшей поршневой паросиловой установки

Паровой двигатель представляет собой машину, работающую по определенному циклу. Рабочее тело (как правило, водяной пар) периодически возвращается в исходное состояние. Но протекание цикла в паросиловой установке отличается от протекания цикла ДВС. В паросиловой установке реализуется цикл с внешним подводом тепловой энергии к рабочему телу. Напомним, что в цилиндре ДВС происходит сгорание топлива с выделением тепловой энергии, которая тут же сообщается рабочему телу (смеси газов). При этом в ДВС рабочее тело (первоначально — воздух) претерпевает химические изменения из-за реакции окисления углеводородного топлива. Водяной пар в паросиловом цикле не претерпевает химических изменений, но наоборот, претерпевает изменение агрегатного состояния. Тепловая энергия к рабочему телу (водяному пару) в паросиловом цикле подводится в одном специальном устройстве (котле), а преобразование тепловой энергии в механическую энергию происходит в другом узле (паровом двигателе).

Таким образом, в паросиловом цикле рабочее тело (водяной пар) проходит последовательно через ряд устройств, в которых происходит изменение параметров его состояния.

На рис. 11.1 показана конструктивная схема простейшей поршневой паросиловой установки. В паровом котле (ПК) к воде подводится энергия Q_1 в тепловой форме, в результате чего она кипит при постоянном давлении, превращаясь во влажный пар. Из парового котла (ПК) пар поступает в двигатель (Д), где происходит преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму. Пар в двигателе (Д) расширяется, перемещая поршень. В результате этого коленчатый вал парового двигателя вращается¹. С коленчатым валом может быть соединен ротор генератора или другая машина. Энергия пара в двигателе (Д) понижается, так как часть ее он отдал поршню.

¹ В паровозе движение от поршня двигателя с цилиндром двойного действия (рис. 1.13) через шток передается непосредственно на колесную пару.

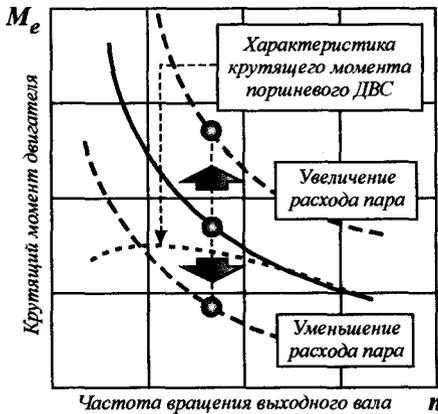


Рис. 11.2. Характеристика крутящего момента парового двигателя

После двигателя пар поступает в конденсатор (КН), в котором отдает часть тепловой энергии Q_2 забортной воде¹. Полного превращения пара в кипящую жидкость в конденсаторе (КН) не происходит (пар конденсируется только частично), и очень влажный пар всасывается компрессором (К), где в результате адиабатного сжатия превращается в кипящую воду, поступающую в паровой котел (ПК).

В описанной простейшей паросиловой установке протекают следующие термодинамические процессы:

- изобарный процесс подвода энергии Q_1 в тепловой форме к рабочему телу в нагревателе (паровом котле (ПК)) при постоянном давлении p_1 и постоянной температуре T_1 ;
- адиабатное расширение рабочего тела (пара) в паровом двигателе (поршневой паровой машине (Д) или паровой турбине);
- изобарный отвод энергии Q_2 в тепловой форме от рабочего тела в конденсаторе (КН);
- адиабатное сжатие смеси пара и жидкости в компрессоре (К).

Многочисленные попытки применения на наземных транспортных средствах (в том числе и танках) паросиловых установок не увенчались успехом вследствие больших размеров и массы, большой продолжительности пуска, необходимости сложных автоматических устройств, уменьшающих степень надежности. При этом вода требует решение проблемы предотвращения ее замерзания при отрицательных температурах.

Однако благоприятное протекание характеристики крутящего момента (рис. 11.2) делает паросиловые установки привлекательными для установки в наземных транспортных средствах.

При постоянном расходе пара в единицу времени мощность, развиваемая паросиловой установкой, почти не изменяется при изменении частоты вращения вала (рис. 11.1). Паровой двигатель можно рассматривать в этом

¹ В паровозе пар после парового двигателя выбрасывается в окружающую среду. Для конденсации воды требуется специальный конденсатор больших размеров, что не совсем приемлемо для движущегося транспортного средства.

случае как двигатель постоянной мощности, над которым длительно время работают конструкторы ДВС¹.

Мощность парового двигателя равна:

$$N_e = M_e \omega = M_e \cdot \frac{\pi \cdot n}{30} = idem. \quad (11.1)$$

Из этого выражения следует, что при увеличении нагрузки на паровой двигатель частота вращения n его выходного вала уменьшается, а крутящий момент M_e увеличивается, так как $N_e = idem$. Такое протекание характеристики крутящего момента (рис. 11.2) обеспечивает применение в наземном транспортном средстве простой механической трансмиссии при обеспечении высокой подвижности такого средства передвижения.

Сила тяги P , создаваемая ведущими колесами автомобиля, равна:

$$P = \frac{M_{кр}}{r}, \quad (11.2)$$

где $M_{кр}$ — крутящий момент двигателя, приведенный к ведущим колесам автомобиля; r — радиус ведущего колеса автомобиля.

Крутящий момент двигателя $M_{кр}$, приведенный к ведущим колесам автомобиля, равен:

$$M_{кр} = M_e \frac{n_d}{n_k} = M_e i, \quad (11.3)$$

где n_d — частота вращения выходного вала двигателя; n_k — частота вращения ведущего колеса автомобиля; i — передаточное отношение трансмиссии.

Зависимость (11.3) показывает, что при увеличении крутящего момента парового двигателя M_e крутящий момент $M_{кр}$ на ведущих колесах автомобиля также увеличивается, а поэтому увеличивается сила тяги P .

Если автомобиль при движении испытывает действие большой силы сопротивления $P_{сопр}$, то силу тяги можно увеличить увеличением расхода пара в единицу времени через паровой двигатель. Это приведет к росту мощности двигателя при тех же оборотах выходного вала двигателя. Так как обороты выходного вала двигателя при этом не изменяются, то при увеличении расхода пара будет увеличиваться крутящий момент двигателя M_e . В этом случае сила тяги на ведущих колесах автомобиля увеличится.

В идеальном случае установка паровой машины в наземное транспортное средство может полностью исключить установку трансмиссии. Это очень важно для машин военного назначения, конструкция которых требует минимальных габаритно-массовых показателей при выполнении заявленных требований.

Таким образом, поршневая паровая машина по тяговым свойствам имеет преимущества перед поршневым ДВС.

¹ Создать такой двигатель в настоящее время оказалось невозможным ввиду большого количества нерешенных проблем.

11.2. ПАРОСИЛОВАЯ УСТАНОВКА, РАБОТАЮЩАЯ ПО ЦИКЛУ КАРНО

Как известно, тепловая машина, работающая по циклу Карно, обладает самой большой эффективностью преобразования энергии, т.е., ее термический КПД наибольший из возможных. Термический КПД цикла Карно зависит только от температур теплоотдатчика T_1 и теплоприемника T_2 и совершенно не зависит от природы рабочего тела. Поэтому этот цикл можно рассматривать как идеальный цикл и для паросиловой установки.

Как известно, цикл Карно включает следующие процессы¹:

- изотермический процесс расширения с одновременным подводом тепловой энергии Q_1 ;
- адиабатический процесс расширения;
- изотермический процесс сжатия с одновременным отводом тепловой энергии Q_2 ;
- адиабатический процесс сжатия.

На рис. 11.3 показана индикаторная диаграмма цикла паросиловой установки, работающей по циклу Карно. Вода при давлении p_1 и температуре t_{s1} поступает в паровой котел (точка θ). Степень сухости пара в точке θ равна $x = 0$. Точка θ находится на пограничной кривой жидкости. В процессе $\theta-1$ при постоянном давлении $p_1 = idem$ (изобарный процесс) к воде подводится энергия q_1 в тепловой форме. Линия $\theta-1$ представляет собой и изобару, и изотерму. В точке 1 изобарно-изотермический процесс подвода тепловой энергии заканчивается, когда пар становится сухим насыщенным. Степень сухости пара в точке 1 равна $x = 1$. Точка 1 находится на пограничной кривой пара. Таким образом, процесс $\theta-1$ подвода тепловой энергии является *изотермическим*, как и в цикле Карно.

Процесс $1-2$ отражает адиабатическое (без теплообмена с окружающей средой) расширение рабочего тела в паровой машине (двигателе). Здесь также соблюдается условие протекания цикла Карно (адиабатическое расширение). В адиабатном процессе $1-2$ давление пара уменьшается от p_1 до p_2 .

После паровой машины пар поступает в конденсатор (точка 2). В конденсаторе происходит отвод энергии q_2 от рабочего тела (охлаждение) при постоянном давлении $p_2 = idem$ (изобарный процесс $2-3$). Изобара $2-3$ одновременно является и изотермой при температуре кипения жидкости t_{s2} , соответствующей давлению $p_2 = idem$. При охлаждении удельный объем водяного пара уменьшается. В точке 3 изобарно-изотермический процесс отвода тепловой энергии от рабочего тела заканчивается. Точка 3 (окончание процесса) выбирается таким образом, чтобы в процессе адиабатического сжатия влажного пара процесс заканчивался в точке θ , соответствующей начальному состоянию рабочего тела в цикле.

Таким образом, показанный на рис. 11.3 цикл $\theta-1-2-3-\theta$ состоит из двух изотерм ($\theta-1$ и $2-3$) и двух адиабат ($1-2$ и $3-\theta$).

¹ См. главу 8.

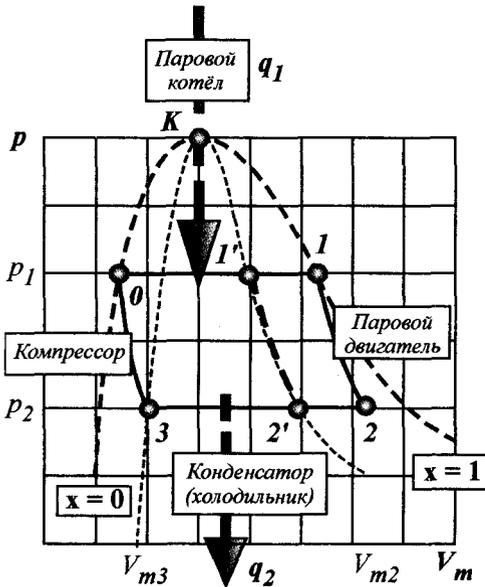


Рис. 11.3. Рабочая диаграмма цикла Карно для насыщенного водяного пара

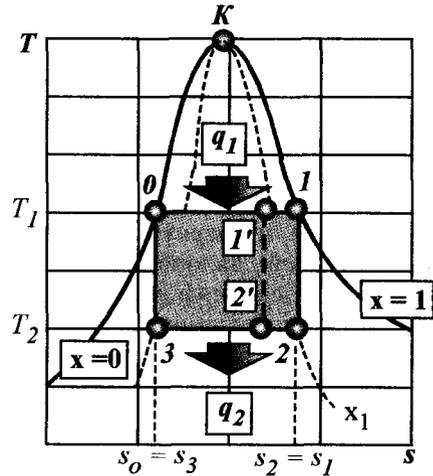


Рис. 11.4. Тепловая диаграмма паросиловой установки, работающей по циклу Карно

На рис. 11.3 видно, что точка 3 расположена в области влажного насыщенного пара. Это означает, что в процессе 2-3 происходит не полная конденсация водяного пара, поступающего в конденсатор из тепловой машины. Следовательно, в конденсаторе (КН) (рис. 11.1) образуется смесь пара и жидкости (воды). По выходе из конденсатора эта смесь направляется в компрессор, где в результате повышения давления от p_2 до p_1 повышается также температура от t_{s2} до t_{s1} , и рабочее тело возвращается в исходное состояние (точка 0). На рис. 11.4 показана тепловая (энтропийная) диаграмма протекания паросилового цикла Карно.

Если подвод тепловой энергии к жидкости закончить в точке 1' (рис. 11.3 и 11.4), то пар не станет сухим насыщенным (он будет оставаться влажным насыщенным). Тогда расширение пар в тепловом двигателе пойдет по адиабате 1'-2', а весь цикл будет изображаться линиями 0-1'-2'-3-0.

Для осуществления цикла Карно в паросиловой установке необходимо соблюдать одно условие: весь цикл должен совершаться в области насыщенного пара (нельзя выходить вправо за линию $x = 1$). Область, расположенная правее линии $x = 1$, является областью перегретого пара. Если в области перегретого пара (правее линии $x = 1$) подводить тепловую энергию к рабочему телу при *постоянном* давлении ($p_1 = idem$), то температура рабочего тела будет повышаться. Такой процесс будет изобарным, но не изотермическим, как должно быть в цикле Карно. Такой цикл не будет удовлетворять условиям протекания цикла Карно.

На основании зависимости (8.50) применительно к рассматриваемому паросиловому циклу запишем:

$$\eta_t = \frac{w}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (11.4)$$

Из выражения (11.4) имеем:

$$w = q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (11.5)$$

где w — удельная работа, совершаемая паром в паровой машине (двигателе).

В котле температура жидкости равна температуре кипения t_{s1} , соответствующей давлению p_1 . Это означает, что вся подводимая к жидкости в котле тепловая энергия расходуется только на увеличение паросодержания от $x = 0$ (пограничная кривая жидкости) до $x = 1$ (пограничная кривая пара). Следовательно, в процессе $\theta-1$ (рис. 11.3) парообразования будет затрачено следующее количество энергии в тепловой форме:

$$q_1 = x \cdot r, \quad (11.6)$$

где x — степень сухости пара, определяемая по формуле (6.1); r — удельная теплота парообразования.

На пограничной кривой жидкости степень сухости пара равна нулю ($x = 0$). На пограничной кривой пара $x = 1$, а поэтому выражение (12.6) для этого случая принимает вид:

$$q_1 = r. \quad (11.6')$$

Для любого промежуточного случая выражение (11.6) можно записать в виде:

$$q_1 = x_1 \cdot r. \quad (11.6'')$$

Объединяя выражения (11.5) и (11.6''), получим:

$$w = x_1 \cdot r \frac{T_1 - T_2}{T_1} \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right]. \quad (11.7)$$

Наряду с термическим КПД η_t важной характеристикой паросилового цикла является удельный расход пара d_o , определяемый по формуле:

$$d_o = \frac{1}{w} = \frac{T_1}{x_1 \cdot r (T_1 - T_2)} \left[\frac{\text{кг}}{\text{кДж}} \right]. \quad (11.8)$$

Из уравнений (11.7) и (11.8) видно, что удельный расход пара в паросиловом цикле, осуществляемому по циклу Карно при неизменных температурах T_1 и T_2 , зависит только от паросодержания x_1 . Чем больше паросодержание x_1 , тем большую удельную работу w совершает пар в паровой машине при данных условиях, и тем меньший удельный расход пара d_o . Наибольшие значения удельной работы w и наименьшие значения удельного расхода пара d_o будут иметь место при $x = 1$.

Пусть сухой насыщенный пар давлением 1 МПа должен совершить цикл Карно в идеальной паросиловой установке. Требуется определить удельную работу пара в цикле и термический КПД, если давление в конденсаторе равно 10 кПа.

Для решения задачи следует воспользоваться данными, приведенными в Приложении 1. «Зависимость параметров насыщенного водяного пара от давления¹». При давлении 1 МПа жидкость кипит при температуре, равной $t_{s1} = 179.88^\circ\text{C}$, а при давлении 10 кПа — $t_{s2} = 45.84^\circ\text{C}$. Тогда в соответствии с выражением (11.4) можно записать:

$$\eta_t = \frac{(t_{s1} + 273.15) - (t_{s2} + 273.15)}{(t_{s1} + 273.15)} = 0.296, \text{ или } 29.6\%.$$

Из Приложения 1 находим, что при $p_1 = 1$ МПа, $r = 2015$ кДж/кг. Из выражения (11.7) имеем:

$$w = x_1 \cdot r \frac{T_1 - T_2}{T_1} = x_1 \cdot r \cdot \eta_t \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right].$$

Так как пар сухой насыщенный, то $x_1 = 1$, а поэтому последнее выражение принимает вид:

$$w = r \cdot \eta_t = 2015 \cdot 0.296 \approx 596 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right].$$

Из сказанного выше следует, что осуществление цикла Карно в паросиловой установке, когда рабочее тело представляет собой влажный пар, вполне возможно. Поскольку критическая температура воды сравнительно небольшая² ($\sim 374^\circ\text{C}$), что соответствует точке K на рис. 11.3, то невелик и интервал температур, в котором можно осуществить цикл Карно в паросиловой установке. Если нижнюю температуру принять равной 25°C , а верхнюю — не выше $340 \dots 350^\circ\text{C}$, то максимальное значение термического КПД цикла Карно в этом случае будет равно:

$$\eta_t = \frac{(350 + 273.15) - (25 + 273.15)}{(350 + 273.15)} \approx 0.52 \text{ (52\%)}.$$

При осуществлении цикла Карно в паросиловой установке максимальную температуру влажного пара нельзя выбирать сколь угодно, так как верхний предел ограничен значением $T_1 = 374^\circ\text{C}$ (точка K ; рис. 11.3). По мере приближения к критической точке K (рис. 11.3) длина изобарно-изотермического участка $\theta-1$ уменьшается, а в точке K он вовсе исчезает.

Чем выше температура рабочего тела в цикле, тем больший КПД этого цикла. Но поднять температуру рабочего тела выше $340 \dots 350^\circ\text{C}$ в паросиловой установке, работающей по циклу Карно, не представляется возможным, что ограничивает КПД такой установки.

Хотя термический КПД паросиловой установки, работающей по циклу Карно, относительно большой, с учетом условий работы теплосилового оборудования он практической реализации почти не получил. Это обусловлено тем, что при работе на влажном паре, который представляет собой поток сухого насыщенного пара со взвешенными в нем капельками воды, условия работы проточных частей паровых турбин (поршневых паровых машин) и компрессоров оказываются тяжелыми, течение оказывается газодинамически несовершенным и внутренний относительный КПД η_{oi} этих машин снижается.

¹ См. часть 1 данного учебного пособия.

² См. гл. 6 части 1 данного пособия.

Вследствие этого внутренний абсолютный КПД цикла

$$\eta_i = \eta_t \cdot \eta_{oi} \quad (11.9)$$

оказывается сравнительно малым.

Важно и то, что компрессор для сжатия влажного пара с малыми давлениями и большими удельными объемами представляет собой весьма громоздкое сооружение, не удобное для эксплуатации. При этом на привод компрессора затрачивается большая энергия. Почти 55% получаемой в паросиловом цикле механической энергии обратно тратится на привод компрессора.

11.3. ПАРОСИЛОВАЯ УСТАНОВКА, РАБОТАЮЩАЯ ПО ЦИКЛУ РЕНКИНА НА ВЛАЖНОМ ПАРЕ

В настоящее время поршневые паровые двигатели практически не применяются. Вместо паровозов применяются тепловозы и электровозы. Пароходы были заменены теплоходами. Поршневой паровой двигатель (паровая машина) был успешно вытеснен двигателем внутреннего сгорания. Однако в промышленной (стационарной) теплоэнергетике в основном используются паровые теплосиловые установки, причем большой мощности. Для получения большой мощности в паросиловой установке тепловая машина (двигатель) поршневого типа не подходит. Это связано с периодичностью ее работы. После расширения в цилиндре парового двигателя пар необходимо удалять. При этом тепловая машина получается весьма громоздкой.

Лучшими энергетическими и объемно-массовыми показателями в стационарной теплоэнергетике обладает паросиловая установка на основе паровой турбины. В этом случае пар непрерывно движется через паровую турбину. Через турбину в единицу времени проходит большее количество пара, а поэтому при прочих равных условиях мощность паровой турбины получается больше мощности поршневой паровой машины (двигателя).

Таким образом, современная теплоэнергетика базируется на использовании паровых турбин большой мощности. С помощью паровых турбин на тепловых электростанциях (в том числе и атомных) приводится во вращательное движение якорь генератора, преобразующего энергию из механической формы в тепловую форму. Следовательно, на тепловых электростанциях происходит преобразование энергии по следующей цепочке: химическая энергия топлива превращается в тепловую (в котле), тепловая энергия преобразуется в механическую энергию (в паровой турбине), механическая энергия преобразуется в электрическую энергию (в генераторе).

Одним из факторов, способствующих применению в стационарной теплоэнергетике паровых машин, является то, что в паросиловых машинах можно использовать твердое топливо (уголь, древесину) в отличие от ДВС, в которых используется только жидкое или газообразное топливо

На рис. 11.5. показана схема простейшей паросиловой установки на основе паровой турбины (двигателя).

Перечисленные выше недостатки, присущие паросиловой установке, работающей по циклу Карно на влажном паре, могут быть частично

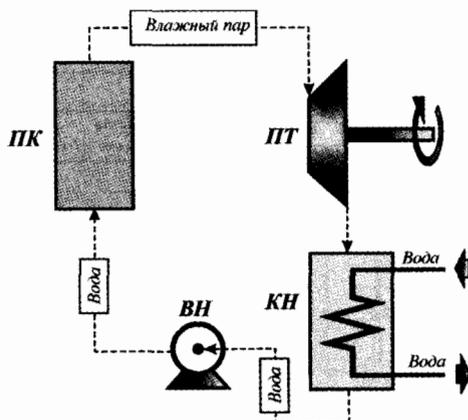


Рис. 11.5. Простейшая схема паросиловой установки с паровой турбиной

устранены, если отвод тепловой энергии в конденсаторе производить до тех пор, пока весь пар не перейдет в жидкость. Первым предложил такую паросиловую установку в середине 50-х годов XIX века шотландский ученый и инженер У. Ренкин. (W. Rankin).

В предложенной У. Ренкиным паросиловой установке (рис. 11.5) в паровом котле *ПК* происходит непрерывное парообразование при давлении p_1 и температуре T_1 . На индикаторной (рис. 11.6) и тепловой (рис. 11.7) диаграммах этот процесс изображен линией $0-1$. Процесс $0-1$ является изобарно-изотермическим, так как протекает при постоянных давлении и температуре ($p_1 = idem$; $T_1 = idem$). Точка 1 расположена на пограничной кривой пара $x = 1$, т. е. пар, выходящий из парового котла (*ПК*), является сухим насыщенным. Сухой насыщенный пар из котла (*ПК*) (рис. 11.5) поступает в паровую турбину (*ПТ*), в которой расширяется адиабатически. В результате расширения давление и температура пара в турбине понижаются до p_2 и T_2 . На индикаторной (рис. 11.6) и тепловой (рис. 11.7) диаграммах этот процесс изображен линией $1-2$. Процесс $1-2$ осуществляется в области влажного насыщенного пара.

После паровой турбины (*ПТ*) (рис. 11.5) влажный насыщенный пар поступает в конденсатор (*КН*), в котором происходит его охлаждение забортной холодной водой. На индикаторной (рис. 11.6) и тепловой (рис. 11.7) диаграммах этот процесс изображен линией $2-3$. Процесс $2-3$ является изобарно-изотермическим, так как происходит при постоянных давлении и температуре ($p_2 = idem$; $T_2 = idem$). Точка 3 расположена на пограничной кривой жидкости $x = 0$. Это означает, что в конденсаторе (*КН*) пар полностью конденсируется (переходит в жидкость). Объем, занимаемый жидкостью, значительно меньше объема, занимаемого влажным паром.

Так как рабочее тело (водяной пар) в конденсаторе (*КН*) полностью перешло в жидкость, то для его возвращения в паровой котел (*ПК*) не требуется громоздкий компрессор. Вода из конденсатора (*КН*) поступает обратно в паровой котел (*ПК*) с помощью водяного насоса (*ВН*) (рис. 11.5). Так как жидкость почти не сжимаема, то процесс подачи воды из насоса (*ВН*) в паровой котел (*ПК*) на индикаторной (рис. 11.6) и тепловой (рис. 11.7) диаграммах показан почти вертикальной прямой $3-4$. Так как

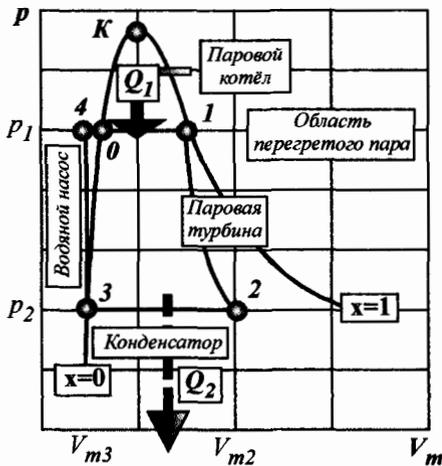


Рис. 11.6. Индикаторная диаграмма паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина

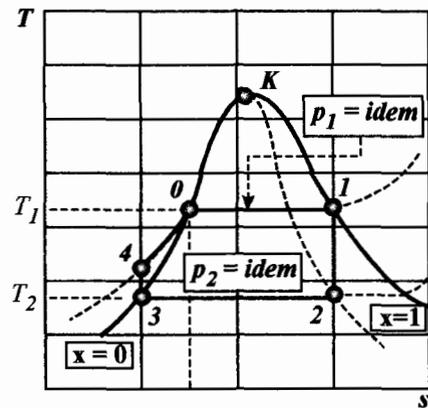


Рис. 11.7. Тепловая диаграмма паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина

вода, поступающая в паровой котел (ПК) из водяного насоса (ВН), имеет температуру, меньшую температуры кипения при давлении p_1 ($t_{s2} < t_{s1}$), то в котле она нагревается до температуры кипения t_{s1} . Процесс нагрева воды в паровом котле (ПК) до температуры кипения изображен линией 4-0 (рис. 11.6 и 11.7). В точке 0 цикл замыкается.

С точки зрения термического КПД цикл Ренкина является менее выгодным, чем цикл Карно, представленный на рис. 11.3, поскольку степень заполнения цикла (равно как и средняя температура рабочего тела при подводе тепловой энергии) для цикла Ренкина оказывается меньше, чем в цикле Карно. Это обусловлено тем, что в цикле Ренкина часть тепловой энергии затрачивается в котле на нагрев жидкости до температуры кипения t_{s1} при давлении p_1 (процесс 4-0; рис. 11.6 и 11.7). Только в процессе 0-1 подводимая к кипящей жидкости тепловая энергия расходуется на парообразование.

Однако с учетом реальных условий протекания цикла и значительно меньшего влияния необратимости процесса сжатия воды в насосе по сравнению со сжатием влажного пара в компрессоре на общий КПД цикла экономичность паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, выше экономичности соответствующей паросиловой установки, работающей по циклу Карно. Вместе с тем замена громоздкого компрессора для сжатия влажного пара компактным водяным насосом позволяет существенно снизить затраты на сооружение промышленной теплосиловой установки и упростить ее эксплуатацию.

Благодаря отмеченным выше обстоятельствам внутренние абсолютные КПД сравниваемых циклов будут примерно одинаковы.

Теоретически термический КПД цикла Ренкина можно сделать равным термическому КПД цикла Карно с помощью *регенерации* тепловой энергии. Для этого в паровой турбине расширение пара следует осуществлять

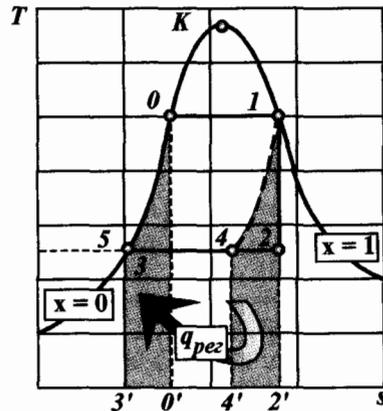


Рис. 11.8. Идеальная регенерация тепловой энергии в цикле насыщенного пара

не по адиабате $1-2$ (рис. 11.8), а по политропе $1-4$. При таком расширении в паровой турбине от водяного пара можно отвести часть тепловой энергии в теплообменник (тепловой аккумулятор). Отведенная в теплообменнике тепловая энергия эквивалентна площади фигуры $1-2'-4'-4$. Далее в конденсаторе в процессе $4-3$ осуществляется полная конденсация пара (он переходит в жидкость). В процессе $3-5$ (крайние точки почти совпадают) жидкость с помощью насоса подается в паровой котел. При этом обратную в процессе расширения пара тепловую энергию возвращают обратно жидкости в процессе нагрева $5-0$. Площадь фигуры $0-0'-3'-5$ эквивалентна количеству тепловой энергии, затраченной на нагрев воды до температуры кипения $t_{с1}$. Площади фигур $0-0'-3'-5$ и $1-2'-4'-4$ одинаковы.

На практике осуществить такую идеальную регенерацию не удастся, однако в несколько ином виде регенеративный подогрев воды применяется очень широко и позволяет существенно увеличить КПД реального цикла, осуществляемого в паросиловой установке.

Следует заметить, что при температуре, превышающей критическую (для воды $t_{кр} = 374.15^\circ\text{C}$, что соответствует давлению $p_{кр} = 22.1\text{ МПа}$), цикл на насыщенном паре вообще невозможен. Поэтому цикл насыщенного пара (регенеративный) применяется в основном в атомной энергетике, где перегрев пара выше температуры насыщения связан с определенными трудностями.

11.4. ПАРОСИЛОВАЯ УСТАНОВКА, РАБОТАЮЩАЯ ПО ЦИКЛУ РЕНКИНА С ПЕРЕГРЕВОМ ПАРА

Современные металлы, используемые в энергомашиностроении, позволяют перегревать пар до температуры $550 \dots 600^\circ\text{C}$. Если цикл паросиловой установки осуществить с перегревом пара, то можно повысить термический КПД цикла Ренкина, рассмотренного выше. Кроме того, перегрев пара уменьшает потери энергии на трение при его движении в каналах оборудования установки (проточной части паровых турбин). Все без исключения тепловые электрические станции на органическом топливе работают сейчас

на перегретом паре, а иногда пар на станции перегревают дважды и даже трижды. Перегрев пара все шире применяется и на атомных электростанциях, особенно в реакторах на быстрых нейтронах.

Схема паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина с перегревом пара, показана на рис. 11.9, а индикаторная диаграмма — на рис. 11.10.

В паровом котле (ПК) (рис. 11.9) вода нагревается до температуры кипения (процесс $4-0$; рис. 11.10) при постоянном давлении $p_1 = idem$. Точка 0 (рис. 11.10) лежит на пограничной кривой жидкости ($x = 0$). В этой точке начинается процесс интенсивного парообразования. В процессе $0-1'$ в паровом котле (ПК) (рис. 11.9) образуется влажный насыщенный пар. Точка $1'$ (она находится на пограничной кривой пара $x = 1$) соответствует сухому насыщенному пару, когда он покидает паровой котел (ПК). Далее пар поступает в пароперегреватель (ПП), где его температура повышается при постоянном давлении $p_1 = idem$.

Таким образом, в процессе $4-1$ (рис. 11.10) к рабочему телу подводится тепловая энергия в три этапа:

- этап $4-0$ — нагревание воды до температуры кипения при постоянном давлении ($p_1 = idem$);
- этап $0-1'$ — интенсивное парообразование при постоянном давлении ($p_1 = idem$) и температуре ($t_{1s} = idem$);
- этап $1'-1$ — перегрев пара при постоянном давлении ($p_1 = idem$).

В процессе $4-1$ к рабочему телу подводится тепловая энергия в количестве q_1 .

Перегретый пар из пароперегревателя (ПП) (рис. 11.9) поступает в паровую турбину (ПТ), в которой расширяется по адиабате $1-2$ (рис. 11.10). Паровая турбина приводит во вращение якорь генератора (Γ), в результате чего механическая энергия турбины преобразуется в электрическую энергию. В процессе расширения пара в паровой турбине (ПТ) давление и температура пара понижаются до p_2 и t_{2s} соответственно. Пар на выходе из

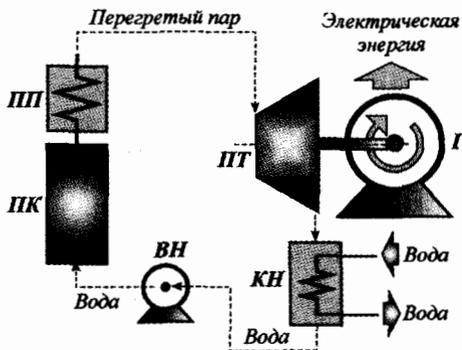


Рис. 11.9. Схема паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина с перегревом пара



Рис. 11.10. Индикаторная диаграмма цикла Ренкина с перегревом пара

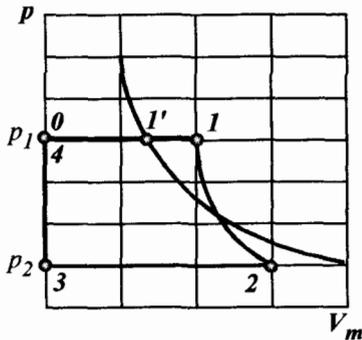


Рис. 11.11. Фрагмент индикаторной диаграммы цикла Ренкина

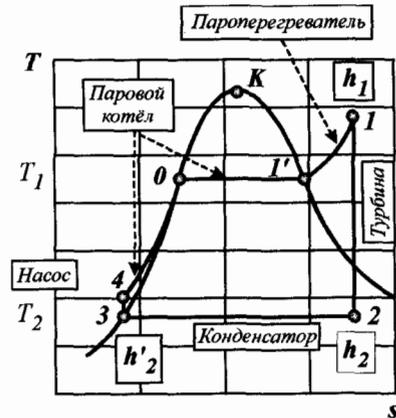


Рис. 11.12. Тепловая диаграмма цикла Ренкина

турбины становится влажным насыщенным (точка 2 находится в области влажного насыщенного пара; рис. 11.10).

Далее из турбины влажный насыщенный пар поступает конденсатор (КН) (рис. 11.9), выполненный в виде трубчатого теплообменника. Трубки конденсатора снаружи омываются паром, идущим из паровой турбины, а их внутренняя поверхность охлаждается водой, имеющей температуру окружающей среды. Охлаждающая вода отбирает от пара теплоту фазового перехода, в результате чего пар при давлении p_2 и температуре t_{2s} полностью конденсируется (переходит в жидкость). Этот конденсат собирается в отдельном баке. Процесс 2-3 (рис. 11.10) конденсации пара в конденсаторе происходит при постоянных давлении $p_2 = idem$ и температуре $t_{2s} = idem$. Точка 3 расположена на пограничной кривой жидкости $x = 0$. В адиабатическом процессе 3-4 (рис. 11.10) конденсат из бака с помощью водяного насоса (ВН) (рис. 11.9) откачивается в паровой котел (ПК) и цикл замыкается. Так как вода почти не сжимаема, то линия 3-4 (рис. 11.10) представляет собой вертикаль.

Так как в процессе 2-3 (конденсатор) пар полностью переходит в жидкость, то цикл Ренкина называют *конденсационным циклом*.

Таким образом, в отличие от двигателя внутреннего сгорания в паросиловой установке продукты сгорания топлива в цикле непосредственно не участвуют, а являются лишь источником тепловой энергии для нагрева воды (пара), являющейся рабочим телом.

Представленная на рис. 11.10 индикаторная диаграмма цикла Ренкина является условной, так как она не учитывает реальный масштаб величин. Как известно, 1 м^3 воды имеет массу $m = 1000 \text{ кг}$. Следовательно, удельный объем воды равен: $V_m = V/m = 0.001 \text{ м}^3/\text{кг}$.

В этом случае, изохора 3-4 (рис. 11.10), выражающая процесс подачи воды насосом в паровой котел, проходит настолько близко от оси ординат, что практически сливается с ней, как показано на рис. 11.11.

Удельное количество тепловой энергии q_1 , сообщаемое рабочему телу на участке 4-0-1'-1 (рис. 11.10, 11.12) определим по формуле (6.32) для изобарного процесса:

$$q_1 = h_1 - h'_1, \quad (11.10)$$

где h_1 — удельная энтальпия пара, поступающего в паровую турбину (выходящего из пароперегревателя); h'_1 — удельная энтальпия воды, поступающей в паровой котел из конденсатора.

Определим располагаемую энергию пара (работу изменения давления), которую можно реализовать на турбине в процессе адиабатического расширения 1-2 (она эквивалентна площади фигуры 0-1-2-3-0; рис. 11.11):

$$w_{o,1-2} = (h_1 - h_2)_{ад}. \quad (11.11)$$

В уравнении (11.11) не учтена механическая энергия, затрачиваемая на привод водяного насоса, перекачивающего жидкость из конденсатора в паровой котел. Но затраты энергии на привод насоса ничтожно малы, так как рабочее тело находится в жидком состоянии и почти несжимаемо. Например, если в цикле Ренкина пар при начальных параметрах $p_1 = 5.0$ МПа и $t_1 = 400^\circ\text{C}$ адиабатно расширяется до давления $p_2 = 5$ кПа, то на привод насоса затрачивается механическая энергия, не превышающая 0.4% от получаемой в турбине механической энергии.

Тогда можно полагать, что удельная работа, которую может совершить рабочее тело (пар) в цикле Ренкина, равна:

$$w = w_o - w_n \approx (h_1 - h_2)_{ад}, \quad (11.12)$$

где w_n — удельные затраты механической энергии на привод водяного насоса.

Удельное количество тепловой энергии q_2 , отдаваемое паром (рабочим телом) в конденсаторе, равно на участке 2-3 при давлении $p_2 = idem$, равно:

$$q_2 = h_2 - h'_1, \quad (11.13)$$

где h_2 — удельная энтальпия пара, выходящего из турбины (на входе в конденсатор).

Термический КПД цикла Ренкина определим по формуле (11.4):

$$\eta_{t.Рен} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_1 - h'_2) - (h_2 - h'_2)}{h_1 - h'_2} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h'_2}. \quad (11.14)$$

Удельный расход пара в паросиловой установке можно определить по формуле (11.4). Однако на практике удельный расход пара в установке определяют несколько иным способом. Это связано со спецификой применения паросиловых установок. Они в основном применяются в крупной теплоэнергетике для привода электрических генераторов, преобразующих механическую энергию в электрическую энергию. Если принять, что в паросиловой установке нет потерь, то вся получаемая в паровой турбине механическая энергия затрачивается на привод генератора (рис. 11.10). Пусть за 1 час через паровую турбину прошло D_o [кг] пара. Каждый килограмм пара в цикле Ренкина (в паровой турбине) совершает работу,

равную w . Тогда, учитывая выражение (11.12), за 1 час в цикле Ренкина будет получено следующее количество механической энергии:

$$W = D_o(h_2 - h_1)_{ад}. \quad (11.15)$$

Эта вся механическая энергия будет затрачена на привод генератора (затраты на привод водяного насоса относительно малы и их не учитываем). Количество полученной от генератора электрической энергии выражают в киловатт-часах, то есть:

$$1 \text{ [кВт} \cdot \text{ч]} = 1 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{с}} \right] \cdot 3600 \text{ [с]} = 3600 \text{ [кДж]}.$$

Тогда за 1 час от генератора будет получено следующее количество электрической энергии:

$$N = 3600 \cdot N_e \text{ [кДж]}.$$

На основании энергетического баланса $N = W$ можно записать:

$$D_o(h_1 - h_2)_{ад} = 3600 N_e.$$

Тогда удельный теоретический расход пара d_o будет равен:

$$d_o = \frac{D_o}{N_e} = \frac{3600}{(h_1 - h_2)_{ад}}. \quad (11.16)$$

Из выражения (11.14) видно, что КПД цикла Ренкина зависит от:

- энтальпии пара h_1 перед турбиной (выходящего из пароперегревателя);
- энтальпии пара h_2 после турбины (выходящего из турбины);
- энтальпии воды h'_2 , выходящей из конденсатора при давлении $p_2 = idem$ и температуре кипения t_{s2} .

В свою очередь энтальпия пара на входе в турбину равна сумме энтальпии пара на выходе из котла и изменению энтальпии в пароперегревателе. Так как парообразование в котле происходит при постоянном давлении и температуре (изобарно-изотермический процесс), то энтальпия пара на выходе из котла (сухого насыщенного пара) зависит только от давления p_1 пара в котле или его температуры t_{s1} (эти два параметра взаимосвязаны). Этот вывод справедлив для области влажного насыщенного пара. Изменение энтальпии пара в области перегрева уже зависит как от давления p_1 (в данном случае оно не изменяется), так и температуры t_1 ($t_1 > t_{s1}$). После расширения в турбине пар снова становится насыщенным, а поэтому его энтальпия зависит только от давления $p_2 = idem$ или температуры $t_{s2} = idem$.

Следовательно, эффективность протекания цикла Ренкина с перегревом пара зависит от трех параметров:

- давления пара в котле p_1 (на входе в паровую турбину);
- температуры перегретого пара t_1 на выходе из пароперегревателя (на входе в паровую турбину);
- давления влажного пара на выходе из турбины p_2 (входе в конденсатор).

Уравнение (11.14) позволяет с помощью s - h -диаграммы (рис. 11.13) или таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара¹ определить

¹ См. Приложения 1–3 части 1 данного пособия.

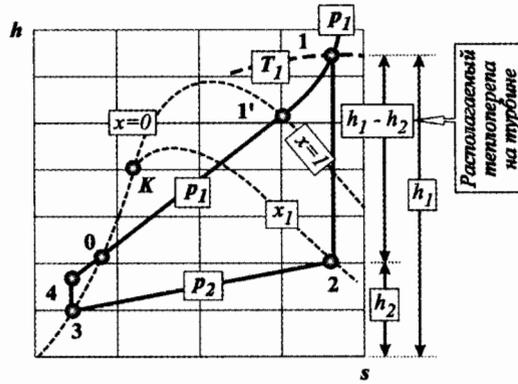


Рис. 11.13. Диаграмма идеализированного цикла Ренкина в координатах энтропия-энтальпия

термический КПД обратимого цикла Ренкина по известным значениям так называемых *начальных параметров* (давления p_1 и температуры t_1) пара перед турбиной и давления пара p_2 в конденсаторе.

11.5. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПАРА НА ТЕРМИЧЕСКИЙ КПД ЦИКЛА РЕНКИНА

Одна из задач термодинамики — это установление влияния параметров рабочего тела (пара) на термический КПД цикла и определение путей возможного его увеличения. Выражение (11.14) не дает возможности выявить характер влияния параметров состояния рабочего тела (пара) непосредственно на термический КПД цикла. В связи с этим удобно воспользоваться понятием эквивалентного цикла Карно, осуществляемым в некотором диапазоне средних температур нагревателя $T_{1ср}$ и холодильника $T_{2ср}$. Напомним, что в паросиловом цикле тепловая энергия подводится к рабочему телу (пару) в паровом котле и пароперегревателе (верхний источник тепловой энергии), а отводится — в конденсаторе (нижний источник тепловой энергии). Повысить среднее значение температуры рабочего тела $T_{1ср}$ в процессе подвода тепловой энергии в паросиловом цикле можно двумя способами:

- увеличить температуру T_{1s} парообразования в котле, для чего необходимо увеличить давление пара $p_1 = idem$ в котле, так как такой процесс является изобарно-изотермическим;
- увеличить температуру перегрева T_1 рабочего тела в пароперегревателе при $p_1 = idem$.

Увеличим температуру парообразования T_{1s} в котле, для чего увеличим давление $p_1 = idem$. В этом случае средняя температура рабочего тела (пара) в процессе подвода тепловой энергии увеличится (рис. 11.14). В

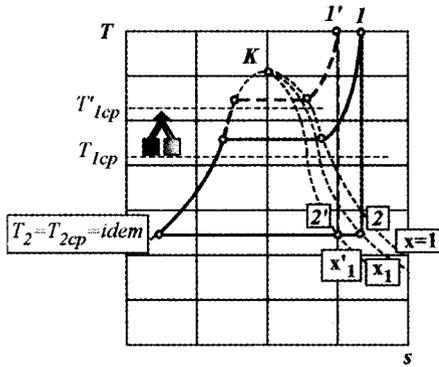


Рис. 11.14. Влияние начального давления пара в котле на термический КПД цикла Ренкина

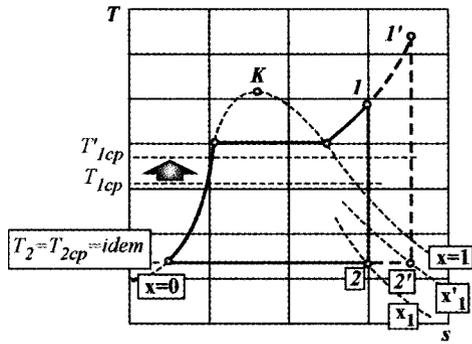


Рис. 11.15. Влияние температуры перегрева пара на термический КПД цикла Ренкина

соответствии с рис. 11.14 можно записать:

$$\eta'_t = \frac{T'_{1cp} - T_{2cp}}{T'_{1cp}} > \eta_t = \frac{T_{1cp} - T_{2cp}}{T_{1cp}}, \quad [T'_{1cp} > T_{1cp}]. \quad (11.17)$$

Так, увеличение давления парообразования в котле от $p_1 = 2$ МПа до $p'_1 = 10$ МПа, что соответствует увеличению температуры парообразования от $t_{s1} = 212^\circ\text{C}$ до $t'_{s1} = 310^\circ\text{C}$, при одной и той же температуре перегретого пара $t_1 = 500^\circ\text{C}$ и одном и том же давлении в конденсаторе $p_2 = 0.004$ МПа = *idem* приводит к повышению термического КПД цикла Ренкина от $\eta_t = 0.36$ до $\eta'_t = 0.426$, т. е. на 16.2%.

Заметим, что само увеличение давления парообразования p_1 в паровом котле никаких преимуществ не дает. Это давление необходимо увеличивать только для того, чтобы увеличить температуру парообразования t_{1s} . Но при росте давления возникает опасность разрушения котла, т. е. возникают проблемы обеспечения прочности паросиловой установки. В этом случае установка дорожает. Если было бы возможным повысить температуру парообразования в котле без увеличения давления в нем (например, за счет применения иного рабочего тела), то непременно следовало бы воспользоваться этим, т. е., на практике отдают предпочтения умеренным давлениям пара в котле.

Кроме того, неблагоприятным следствием повышения давления пара в котле является увеличение степени влажности пара в конце процесса расширения в турбине, т. е. уменьшение степени сухости пара, что видно на рис. 11.14 ($x'_1 < x_1$). Выделяющиеся в последних ступенях турбины капли воды вызывают механический износ (эрозию) рабочих лопаток турбины, вследствие чего ее общий КПД снижается.

При повышении температуры перегрева пара ($T'_1 > T_1$) также увеличивается средняя температура пара в процесс изобарного подвода тепловой энергии ($T'_{1cp} > T_{1cp}$) (рис. 11.15). Увеличение температуры перегрева пара, кроме повышения T_{1cp} , дает заметное снижение конечной влажности пара ($x'_1 < x_1$). Однако предел повышения температуры перегрева пара в пароперегревателе ограничен жаропрочностью металла. В современ-

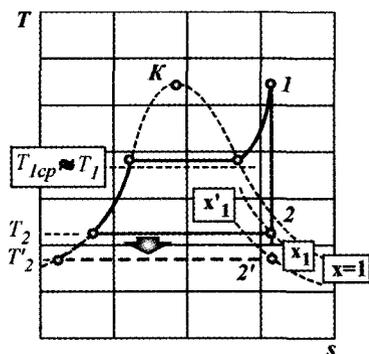


Рис. 11.16. Влияние конечной температуры пара на термический КПД цикла Ренкина

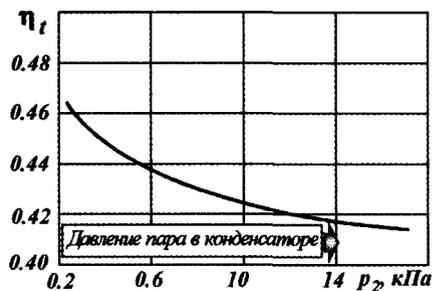


Рис. 11.17. Зависимость термического КПД цикла Ренкина от давления пара в конденсаторе

ных промышленных теплоэнергетических установках температура пара T_1 больше критической, но не превышает 600°C . В связи с этим наиболее благоприятные результаты достигаются при одновременном повышении значений начальных параметров пара — давления p_1 и температуры T_1 .

Снижение давления пара в процессе конденсации в конденсаторе приводит одновременно к снижению температуры T_2 , при которой отводится энергия в тепловой форме (рис. 11.16). В соответствии с выражением (11.17) это приводит к увеличению термического КПД цикла Ренкина (рис. 11.17). Однако снижение температуры пара T_2 в конденсаторе за счет снижения давления p_2 ограничивается температурой окружающей среды, которая в промышленной теплоэнергетике является теплоприемником (охладителем). Если исходить из температурных условий окружающей среды (воздух, вода рек и озер), то низшая температура в цикле паросиловой установки может быть равна $20\dots 30^\circ\text{C}$, что соответствует для водяного пара конечному давлению $p_2 = 0.0024\dots 0.0043$ МПа.

Следовательно, чтобы поддерживать температуру влажного пара в конденсаторе, равную $20\dots 30^\circ\text{C}$, необходимо создать в нем относительно глубокий вакуум (97...96%). Чем больше давление пара в конденсаторе в процессе его конденсации, тем выше средняя температура, при которой он конденсируется. Это приводит к снижению термического КПД цикла.

Поскольку на практике возможности увеличения термического КПД η_t паросиловой установки за счет снижения давления p_2 (это приводит к снижению t_{s2}) весьма ограничены, то для достижения этой цели идут по пути увеличения давления p_1 и температуры T_1 пара перед турбиной. В этом случае параметры пара и цикла в целом выбираются на основании технико-экономического обоснования; при этом учитываются такие факторы, как уменьшение габаритных размеров, металлоемкость, безопасность и экологичность работы.

В отличие от идеализированных условий протекания цикла в паросиловой установке, который состоит из обратимых процессов, действительные циклы протекают необратимо (имеют место потери энергии). Так, расширение пара в турбине происходит при наличии потерь энергии

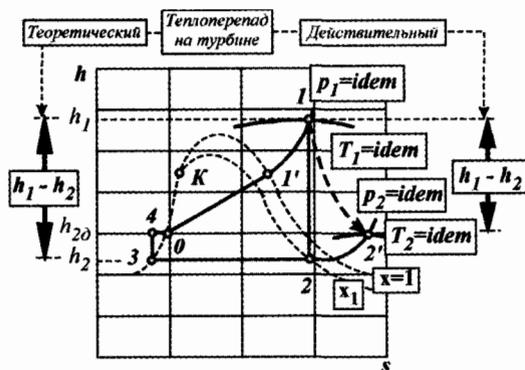


Рис. 11.18. Диаграмма действительного цикла паросиловой установки, работающей с перегревом пара

(стенки проточной части турбины нагреваются). При этом движущийся поток пара трется о стенки канала, в результате чего часть энергии потока затрачивается на преодоление силы трения. В результате трения механическая энергия потока газа превращается в тепловую (при трении трущиеся тела нагреваются), которая частично передается пару. В этом случае механическая (кинетическая) энергия потока пара преобразуется в тепловую. Пар в турбине дополнительно нагревается, а поэтому энтальпия пара на выходе из турбины в реальном цикле $h_{2д}$ больше энтальпии пара h_2 также на выходе из турбины в идеализированном цикле (рис. 11.18).

Очевидно, что удельная полезная работа (так называемая *удельная внутренняя, или индикаторная, работа*) в действительном цикле паросиловой установки

$$w_d = h_1 - h_{2д} \quad (11.18)$$

меньше такой же работы

$$w_o = h_1 - h_2 \quad (11.19)$$

в идеализированном цикле паросиловой установки.

Отношение удельной действительной работы w_d к теоретической w_o называется *относительным внутренним КПД* теплового двигателя η_{oi} . Для паровой турбины можно записать:

$$\eta_{oi} = \frac{w_d}{w_o} = \frac{h_1 - h_{2д}}{h_1 - h_2}. \quad (11.20)$$

Для современных мощных паровых турбин $\eta_{oi} = 0.80 \dots 0.90$.

Если учесть, что при параметрах водяного пара $p_1 = 17$ МПа, $t_1 = 550^\circ\text{C}$ и $p_2 = 0.004$ МПа, который сейчас широко используются в тепловых электростанциях, $\eta_{t.Рен} = 0.46$, то, приняв $\eta_{oi} = 0.85$, по формуле (11.9) получим

$$\eta_i = \eta_t \cdot \eta_{oi} = 0.46 \cdot 0.85 = 0.39,$$

т. е. только 39% сообщенной пару тепловой энергии превращается в паросиловом цикле в полезную механическую энергию (работу).

С учетом механических потерь внутри турбины, оцениваемых механическим КПД $\eta_{\text{мех}}$ (для современных паровых турбин $\eta_{\text{мех}} \approx 0.983 \dots 0.985$), можно определить эффективный КПД турбины:

$$\eta_e = \eta_{oi} \eta_{\text{мех}}. \quad (11.21)$$

Относительный внутренний и механический КПД учитывают потери, появляющиеся при преобразовании тепловой энергии в механическую энергию в рабочих органах паросиловой установки. Однако в паросиловой установке получение рабочего тела (пара) с заданными значениями термодинамических параметров связано с работой котельной установки, в которой сжигается топливо. Работа котельной установки также связана с потерями, характеризуемыми КПД котельного агрегата $\eta_{\text{ка}}$ (в современных котлах он составляет $0.8 \dots 0.94$). КПД, учитывающий все потери энергии в паросиловой установке, называется экономическим КПД:

$$\eta_{\text{э}} = \eta_{\text{ка}} \eta_t \eta_{oi} \eta_{\text{мех}}. \quad (11.22)$$

11.6. ПОВЫШЕНИЕ ТЕПЛОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПАРОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

11.6.1. Общие сведения

Несмотря на то, что в настоящее время в промышленной энергетике осуществлено широкое освоение высоких и сверхвысоких параметров пара ($p_1 = 23 \dots 30$ МПа; $t_1 = 570 \dots 600^\circ\text{C}$) и глубокого вакуума в конденсаторе (97% или $p_2 = 0.003$ МПа), термический КПД цикла Ренкина не превышает и 50% . Это означает, что около 50% тепловой энергии, полученной паром в паровом котле и пароперегревателе, не используется (выбрасывается в окружающую среду), увеличивая тем самым ее «тепловое загрязнение». С каждым годом развития тепловой энергетике эта проблема усугубляется. В настоящее время высказывается гипотеза о взаимосвязи так называемого «парникового эффекта» с тепловыми выбросами, осуществляемыми крупными теплоэнергетическими комплексами. Естественно, что чем больше тепловой энергии преобразовано в механическую энергию, тем меньше тепловые выбросы в окружающую среду. Многие промышленные теплоэнергетические установки для охлаждения водяного пара, выходящего из паровой турбины, используют воду рек или озер, что может привести к увеличению температуры воды в них. Повышение температуры воды в реке или озере может вызвать нарушение природного режима среды обитания для живых и неживых существ, находящихся в них.

На рис. 11.19 показан энергетический баланс современной тепловой электростанции (ТЭС). До 70% тепловой энергии, выделяющейся при сгорании топлива, сгораемого в токе ТЭС, выбрасывается в окружающую среду. Поэтому так остро в настоящее время стоят проблемы экономного расходования тепловой энергии.

В связи с этим были предложены различные способы повышения тепловой эффективности паросиловых установок. К ним относятся:

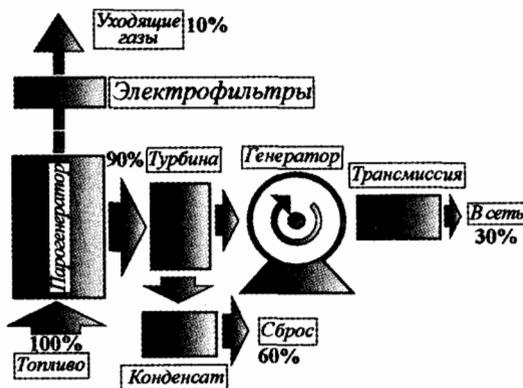


Рис. 11.19. Примерный энергетический баланс ТЭС

- предварительный подогрев воды за счет отработавшего в турбине пара (регенеративный цикл);
- вторичный перегрев пара (цикл со вторичным перегревом);
- комбинированное использование тепловой энергии (теплофикационный цикл).

11.6.2. Регенеративный цикл

Схема паросиловой установки, в которой реализуется регенеративный цикл, показана на рис. 11.20. В паросиловой установке осуществляется три отбора пара от ступеней турбины для подогрева питательной воды.

Пар, полученный в паровом котле (ПК) и перегретый в пароперегревателе (ПП), направляется в паровую турбину (ПТ), где расширяется, выполняя полезную работу (вращает якорь генератора (Г)). За одной из ступеней пар с высоким давлением и температурой отбирается и направляется в регенеративный теплообменник П-1, где он конденсируется, отдавая тепловую энергию фазового перехода (при конденсации пара возвращается затраченная на его испарение тепловая энергия) питательной воде. Вода из первого теплообменника П-1 с помощью водяного насоса ВН-1 откачивается в паровой котел ПК. При первом отборе g_1 кг пара далее в турбинных ступенях движется $(1 - g_1)$ кг пара.

Второй отбор пара в количестве g_2 направляется в регенеративный теплообменник П-2, где он также конденсируется, отдавая теплоту фазового перехода питательной воде. После второго отбора пара в турбине движется $(1 - g_1 - g_2)$ кг пара. Аналогично осуществляется третий отбор пара в третий теплообменник П-3. Из турбины в конденсатор будет выходить $(1 - g_1 - g_2 - g_3)$ кг пара. Питательная вода из конденсатора КН откачивается водяным насосом ВН в паровой котел ПК, проходя последовательно теплообменники П-1, П-2 и П-3, в которых нагревается отбираемым от турбины паром.

Таким образом, в турбине не весь пар совершает полезную работу.

Так как вода на входе паровой котел подогревается, то для парообразования затрачивается меньшее количество тепловой энергии q_1 . Часть

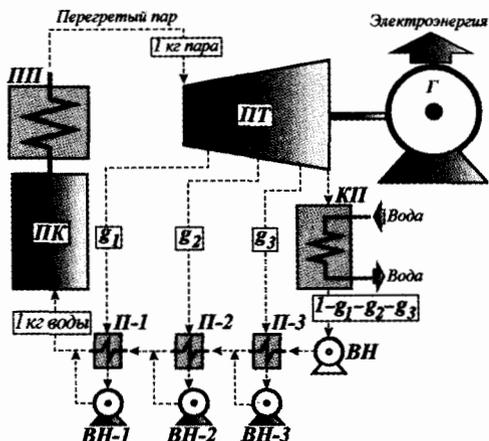


Рис. 11.20. Схема регенеративной паросиловой установки

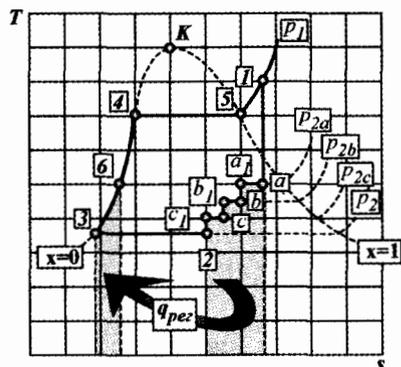


Рис. 11.21. Тепловая диаграмма цикла паросиловой установки с регенерацией тепловой энергии

тепловой энергии как бы циркулирует в цикле. Уменьшение количества тепловой энергии q_1 является положительным фактом. Но здесь есть и отрицательный факт – уменьшение полезной работы, совершаемой паром в турбинной ступени, так как через нее проходит не весь пар, что снижает эффективность цикла. Хотя эти влияния взаимно противоположны, однако регенеративные отборы всегда повышают термический КПД η_t цикла, что объясняется повышением средней температуры пара в процессе нагрева.

Цикл рассматриваемой паросиловой установки невозможно отобразить в координатах $V_m - p$ и $s - T$, так как они строятся для постоянного количества рабочего тела (пара), а регенеративном цикле оно переменное из-за отборов в ступенях турбины. Поэтому представленная на рис. 11.21 тепловая диаграмма регенеративного цикла паросиловой установки является условной.

Из начального состояния 1 перегретый пар с параметрами p_1, T_1 расширяется по адиабате в первых ступенях турбины до состояния a с параметрами p_{2a}, T_{2a} . После первого отбора (отрезок aa_1) пар в количестве $(1 - g_1)$ кг расширяется в следующих ступенях турбины до состояния b с параметрами p_{2b}, T_{2b} . После второго отбора пара (отрезок bb_1) пар в количестве $(1 - g_1 - g_2)$ кг расширяется в следующих ступенях турбины до состояния c с параметрами p_{2c}, T_{2c} . После третьего отбора (отрезок $c-c_1$) пар в количестве $(1 - g_1 - g_2 - g_3)$ кг расширяется в оставшихся ступенях турбины до состояния 2 с параметрами p_2, T_2 .

Выходящий из турбины пар в количестве $(1 - g_1 - g_2 - g_3)$ кг направляется в конденсатор КН (рис. 11.20), где охлаждается заборной водой и конденсируется. Процесс конденсации водяного пара показан на тепловой диаграмме (рис. 11.21) линией 2-3. Из конденсатора вода откачивается водяным насосом ВН в паровой котел ПК. Количество пара по массе, направляемого из котла в паровую турбину, равно количеству воды по массе, возвращающейся в котел.

Таким образом, подвод тепловой энергии к рабочему телу в котле и пароперегревателе осуществляется в процессе 6-4-5-1. Кроме того, регенеративный подогрев питательной воды уменьшает степень необратимости в процессе передачи тепловой энергии от газов к воде в паровом котле на участке 6-4, так как уменьшается разность температур между газами и предварительно подогретой водой.

Увеличивая число отборов пара до бесконечности (предельно регенеративный цикл), процесс расширения пара в турбине можно сделать политропным в результате непрерывного отвода тепловой энергии в теплообменниках и передачи ее жидкости, поступающей в котел. Непрерывное отведение тепловой энергии от пара и передача ее воде предполагает бесконечно большое количество теплообменников-регенераторов. Практически это неосуществимо, однако приближение к такому процессу может быть реализовано. Практически с экономической точки зрения оправдывается применение от 5 до 8 ступеней отбора пара и направления его в теплообменники-регенераторы.

Применение регенеративного подогрева питательной воды увеличивает термический КПД цикла паросиловой установки на 8...12%.

11.6.3. Цикл со вторичным перегревом пара

Ранее было установлено, что с повышением начального давления пара p_1 увеличивается и начальная температура T_1 , что увеличивает среднее значение температуры пара в процессе подвода тепловой энергии к нему в паровом котле и пароперегревателе. Но это приводит и к отрицательным последствиям — увеличению степени влажности пара в конце процесса расширения в турбинной ступени. С целью предотвращения эрозии лопаток последних ступеней турбины степень сухости x_1 ограничивают значением $x_1 > 0.86$, которое можно обеспечить при указанных параметрах только путем введения в цикл промежуточного перегрева пара.

В паровом котле ПК (рис. 11.22) происходит интенсивное парообразование (процесс 7-1'; рис. 11.23), в результате чего в пароперегреватель (ПП) поступает сухой насыщенный пар ($x = 1$). В пароперегревателе (ПП) происходит перегрев пара до температуры T_1 при неизменном давлении p_1 (точка 1; рис. 11.23). Перегретый в пароперегревателе (ПП) (рис. 11.22) пар направляется в турбину высокого давления (ТВД), где адиабатически расширяется, но не полностью (процесс 1-2; рис. 1.23). В процессе расширения пара перегретый пар становится сухим насыщенным (точка 2 расположена на пограничной кривой пара; ($x = 1$)).

После частичного расширения в турбине высокого давления (ТВД) (рис. 11.22) пар снова направляется в пароперегреватель (ПП), где он подвергается вторичному перегреву, в результате чего его температура повышается до T_3 (процесс 2-3; рис. 1.23). Вторично перегретый пар поступает в турбину низкого давления (ТНД), в которой расширяется до давления p_2 (процесс 3-4). Выходящий из (ТНД) пар поступает в конденсатор (КН), где происходит его полная конденсация (процесс 4-6). Вода из конденсатора (КН) откачивается водяным насосом (ВН) в котел (ПК).

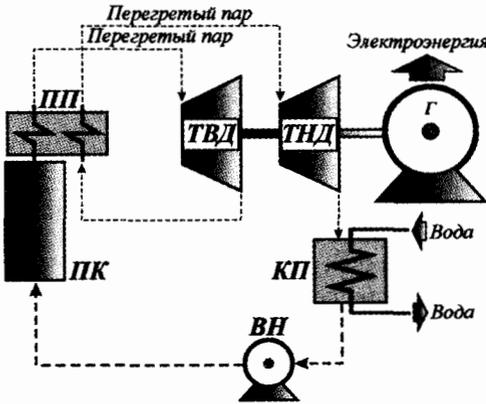


Рис. 11.22. Схема паросиловой установки с промежуточным перегревом пара

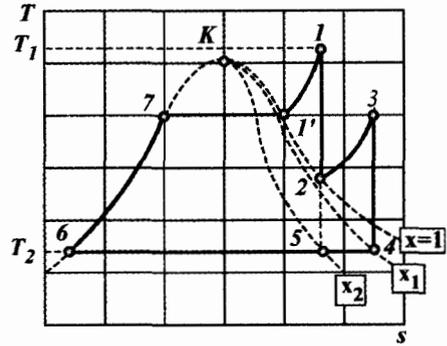


Рис. 11.23. Тепловая диаграмма цикла паросиловой установки со вторичным перегревом пара

Паровая турбина вращает якорь генератора, в котором происходит преобразование механической энергии в электрическую энергию.

Если процесс расширения пара осуществить полностью в турбине высокого давления (ТВД) (процесс 1-5; рис. 11.23), то пар в конце процесса расширения имел бы степень сухости, равную x_2 . В результате промежуточного перегрева пара его степень сухости в конце процесса расширения становится равной x_1 . В цикле с промежуточным перегревом пара его степень сухости в конце процесса расширения больше ($x_1 > x_2$), что улучшает условия работы проточной части турбины.

Условно цикл с промежуточным перегревом пара состоит из двух циклов: обычного цикла Ренкина 1-5-6-7-1' и дополнительного цикла 2-3-4-5. Так как термический КПД дополнительного цикла больше, чем основного цикла (его «степень заполнения», т. е. степень приближения его площади к прямоугольнику в интервале температур $T_1 \dots T_3$, который характеризовал бы цикл Карно, больше), то суммарный термический КПД цикла с промежуточным перегревом пара повышается.

В современных паросиловых установках широко используется промежуточный перегрев пара, причем в некоторых случаях применяют двухкратный вторичный перегрев.

11.6.4. Теплофикационный цикл

В соответствии со вторым законом термодинамики значительная часть сообщенной рабочему телу в цикле тепловой энергии должна отводиться в холодильник. Это положение справедливо и для циклов паросиловых установок. В конденсаторе паросиловой установки вместе с водой может бесполезно уноситься до 60% тепловой энергии при температуре 15...30°C (рис. 11.19). Эта вода не может быть использована для других потребностей, так как температура теплоносителя в этом случае почти равна температуре окружающей среды. При такой низкой температуре вода не может быть использована ни для отопительных, ни для технических нужд.

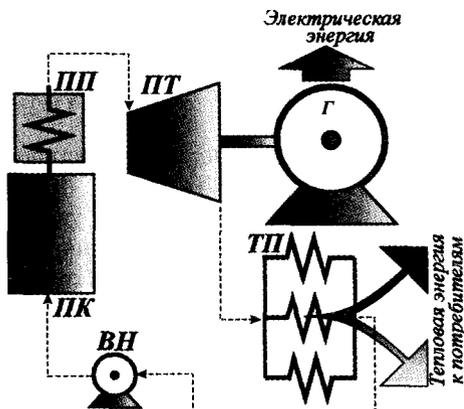


Рис. 11.24. Схема теплофикационной установки

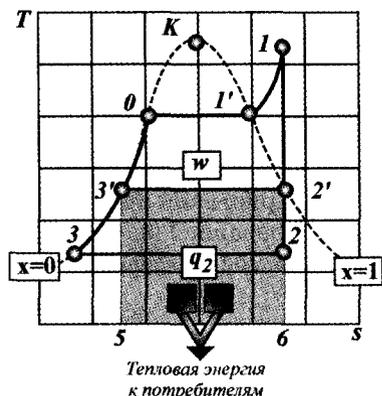


Рис. 11.25. Тепловая диаграмма цикла теплофикационной установки

Температура воды, выходящей из конденсатора, должна быть равна $80 \dots 100^\circ \text{C}^1$. Это можно достичь путем увеличения давления пара p_2 в конденсаторе, в результате чего процесс конденсации будет происходить при большей температуре². Поэтому на практике выходящий из турбины пар имеет давление $0.077 \dots 0.1$ МПа. Такие паросиловые установки работают с ухудшенным вакуумом или с противодавлением. Такие установки наряду с выработкой электрической энергии отпускают внешнему потребителю тепловую энергию в виде пара или горячей воды, а поэтому их называют *теплофикационными*.

Тепловые электростанции, вырабатывающие электрическую и тепловую энергию, называются *теплоэлектроцентралями* (ТЭЦ). В теплофикационной установке нет конденсатора (рис. 11.24). Пар из котельного агрегата ПК через пароперегреватель ПП поступает в турбину с параметрами p_1, T_1 . В турбине пар адиабатически расширяется до давления p_2' (точка 2; рис. 11.25), большего p_2 , при котором работает конденсатор обычной паросиловой установки. С параметрами p_2', T_2' пар направляется к тепловым потребителям ТП, которым отдает тепловую энергию в количестве q_2 (она эквивалентна площади фигуры $2'-3'-5-6$).

При отборе тепловой энергии от пара потребителями он конденсируется и водяным насосом ВН (рис. 11.24) откачивается в паровой котел ПК.

Таким образом, в турбине срабатывает не весь теплоперепад, а только часть его. Количество тепловой энергии, преобразованной турбиной в механическую энергию, снижается. Это обусловлено тем, что выходящий из турбины пар имеет высокое давление и, соответственно, температуру. Термический КПД цикла в этом случае снижается (площадь фигуры $1-2'-3'-0-1'$ меньше площади фигуры $1-2-3-0-1'$). Но общее использование

¹ Напомним, что в обычных паросиловых установках давление пара в конденсаторе равно примерно $3.5 \dots 4$ кПа.

² Напомним, что процесс конденсации выходящего из турбины пара происходит в конденсаторе при постоянных давлении и температуре. Чем больше давление пара, тем больше его конечная температура.

тепловой энергии в таком цикле повышается, так как тепловая энергия отработавшего пара уже не теряется, а полезно используется:

$$q_{\text{исп}} = w + q_2, \quad (11.23)$$

где w — полезная работа, совершаемая паром в турбине; q_2 — удельное количество тепловой энергии, отбираемой потребителями от пара.

Характеристикой теплофикационного цикла служит отношение удельной использованной энергии $q_{\text{исп}}$ к удельной подведенной тепловой энергии q_1 , называемое *коэффициентом использования тепловой энергии* (теплоты):

$$\eta_{\text{ит}} = \frac{w + q_2}{q_1}. \quad (11.24)$$

В идеальном случае, когда потребителями используется вся тепловая энергия q_2 , коэффициент использования тепловой энергии $\eta_{\text{ит}}$ равен 1 (100%). В реальных условиях часть тепловой энергии теряется, и экономичность теплофикационных установок с противодавлением достигает лишь 60...80%, что намного выше экономичности конденсационных установок. Причиной снижения экономичности теплофикационных установок в реальных условиях являются утечки пара из паропроводов и плохая их тепловая изоляция, что реально имеет место в условиях крупных промышленных предприятий и в городах.

Рассмотренная схема теплофикационной установки предполагает использование паровой турбины с так называемым противодавлением. В этом случае давление пара p'_2 определяется суммарными потребностями тепловых потребителей. Так как потребности могут изменяться, то потребитель по своему усмотрению может изменять давление пара на выходе из паровой турбины с целью увеличения или уменьшения температуры T'_2 . Эти изменения могут приводить к изменению режимов работы паровой турбины, в результате чего будет снижаться или увеличиваться срабатываемый в ней теплоперепад. Если потребителю требуется получить больше тепловой энергии, он увеличивает давление пара p'_2 на выходе из турбины. Температура пара T'_2 также будет увеличиваться. Удельная работа, совершаемая паром в турбине, уменьшится. В этом случае уменьшится выработка электрической энергии¹.

Чтобы исключить влияние потребителя на работу теплофикационной установки, на большинстве ТЭЦ применяют конденсационные турбины с промежуточными отборами пара (рис. 11.26).

Сухой насыщенный пар из парового котла ПК поступает в пароперегреватель ПП, где его температура повышается при постоянном давлении. Из пароперегревателя ПП пар с параметрами p_1, T_1 поступает в паровую турбину ПТ. Часть пара из промежуточных ступеней паровой турбины ПТ при давлении $p'_{2\text{отб}}$ (как и в случае регенерации) и направляется тепловым потребителям ТП; другая часть пара при более низком давлении $p''_{2\text{отб}}$ отбирается и поступает в тепловые сети ТС для отопления. Конденсат из этих двух потоков пара возвращается в питательный бак ПБ. Остальная

¹ Как говорят в этом случае, турбина с противодавлением работает по свободному тепловому графику и вынужденному электрическому графику.

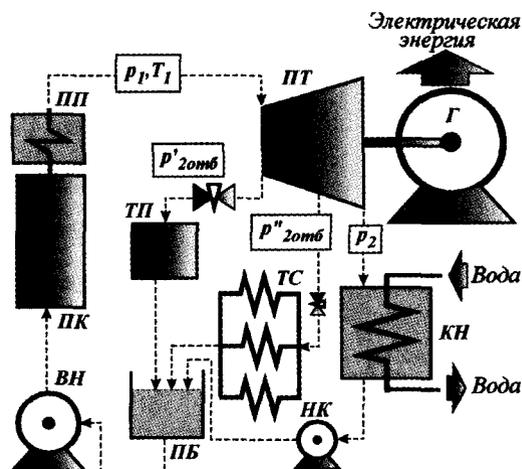


Рис. 11.26. Схема теплофикационной паросиловой установки с промежуточными отборами пар

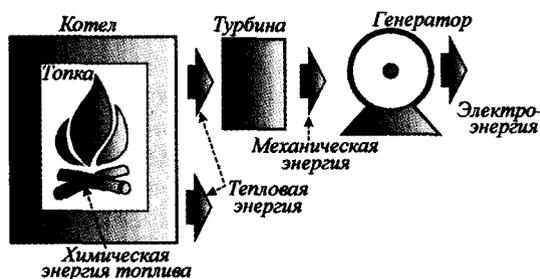


Рис. 11.27. Условная схема преобразования энергии в теплофикационном цикле

(основная) часть пара, необходимая для выработки электроэнергии, продолжает расширяться в турбине ПТ до давления p_2 и уходит в конденсатор КН, в котором полностью конденсируется. Из конденсатора КН вода откачивается конденсаторным насосом НК в питательный бак ПБ. Из питательного бака ПБ жидкость откачивается в паровой котел ПК.

Отбор пара потребителям ТП и в тепловые сети ТС может регулироваться, не оказывая влияния на выработку электроэнергии.

Современные ТЭЦ ориентированы на использование турбин с регулируемыми отборами пара, так как они могут работать по свободному электрическому графику с одновременным независимым регулированием тепловой нагрузки. Комбинированная схема преобразования энергии из химической формы в тепловую форму с последующим ее преобразованием в механическую форму и далее в электрическую (в большей части) является одним из главных методов повышения экономичности тепловых электростанций и служит основой теплофикации (рис. 11.27).

Возможность централизованного получения от теплоэлектроцентралей большого количества энергии в тепловой форме для бытовых и технологи-

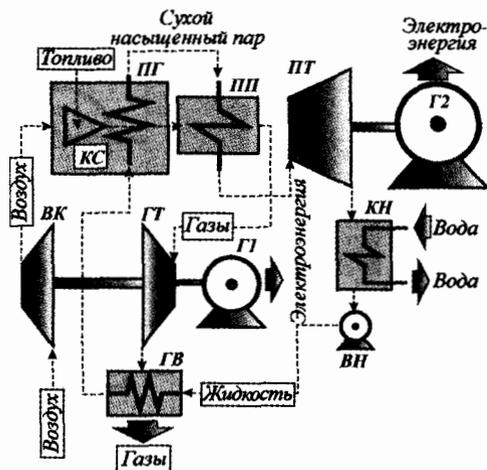


Рис. 11.28. Схема комбинированной (парогазовой) установки

ческих нужд избавляет от необходимости сооружать специальные мелкие, как правило, малоэффективные, котельные установки.

11.6.5. Бинарный цикл

Как отмечалось выше, термический КПД паросиловых установок очень низкий, в связи с чем большое количество тепловой энергии может сбрасываться в окружающую среду, вызывая ряд экологических проблем, обусловленных повышением температуры этой среды. Повысить КПД паросиловой установки можно путем повышения температуры пара перед турбиной (после пароперегревателя). Однако для паросиловых установок, работающих на водяном паре, существует ограничение по давлению, которое не должно превышать 30 МПа. Это ограничение в первую очередь связано с прочностью современных материалов, применяемых для изготовления паросиловых установок. Ограничение верхнего предела давления пара в паросиловом цикле не позволяет увеличить температуру пара более 600°C . Нижняя температура рабочего тела в цикле Ренкина составляет $15 \dots 30^{\circ}\text{C}$.

Сравнивая циклы паросиловых установок с циклами ДВС, убеждаемся, что в последних температура рабочего тела может достигать 1000°C , не вызывая существенных проблем прочности материалов, из которых они изготовлены. В ДВС средняя температура рабочего тела в процессе подвода тепловой энергии больше, чем в цикле паросиловой установке. Вместе с тем нижний предел температуры достигает $350 \dots 450^{\circ}\text{C}$ при расширении продуктов сгорания топлива до атмосферного давления.

Так как температура отработавших в ДВС газов относительно большая, то это подтолкнуло инженеров к объединению этих двух циклов, газового и паросилового, в единой энергетической установке, называемой комбинированной (бинарной).

На рис. 11.28 показана схема парогазовой установки. Атмосферный воздух засасывается центробежным компрессором ВК и подается в камеру

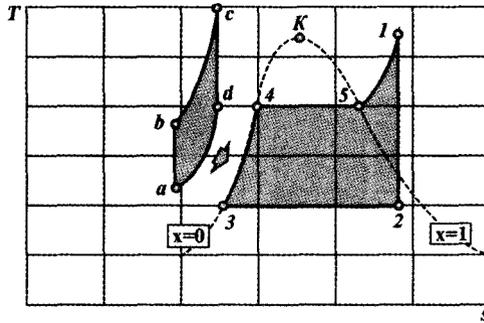


Рис. 11.29. Тепловая диаграмма парогазового цикла

сгорания КС, являющуюся составной частью высоконапорного парогенератора ПГ. При адиабатическом сжатии воздуха в компрессоре ВК его температура возрастает без изменения энтропии (процесс $a-b$; рис. 11.29). При сгорании топлива в камере сгорания КС температура газов увеличивается (процесс $b-c$). Часть этой тепловой энергии используется в высоконапорном парогенераторе ПГ и пароперегревателе ПП (рис. 11.28) для получения перегретого водяного пара (процесс $4-5-1$; рис. 11.29). Часть газов из камеры сгорания КС направляется в газовую турбину ГТ (рис. 11.28), где в процессе расширения (процесс $c-d$; рис. 11.29) совершают полезную работу, вращая генератор Г1. В генераторе Г1 происходит преобразование энергии из механической формы в электрическую форму.

Покидающие газовую турбину ГТ отработавшие газы поступают в газовой водяной подогреватель ГВ, где охлаждаются (процесс $d-a$; рис. 11.29) и подогревают конденсат (процесс $3-4$), образующийся в конденсаторе КН паровой турбины ПТ.

Перегретый пар из пароперегревателя ПП поступает в паровую турбину ПТ, в которой расширяется (процесс $1-2$; рис. 1.29), совершая полезную работу. В генераторе Г2 происходит преобразование механической энергии, получаемой от паровой турбины ПТ, в электрическую энергию.

Отработавший в паровой турбине пар поступает в конденсатор КН, где конденсируется (процесс $2-3$; рис. 11.29) и откачивается водяным насосом ВН через газовой водяной подогреватель ГВ в высоконапорный парогенератор ПГ (рис. 11.28).

Таким образом, полный термодинамический цикл парогазовой установки (рис. 11.28) состоит из двух циклов (рис. 11.29):

- газового $a-b-c-d$;
- парового $1-2-3-5$.

Расчеты показывают, что термический КПД комбинированного цикла больше по сравнению с КПД отдельно взятого парового или газового циклов и дает экономию топлива до 15% [2, 20, 27, 30, 31].

На рис. 11.30 показана энергетическая установка французского инженера Дю Тремблей, работающая по бинарному циклу. Такой водоэфирной энергетической установкой было оснащено французское парусно-винтовое судно водоизмещением 500 тонн.

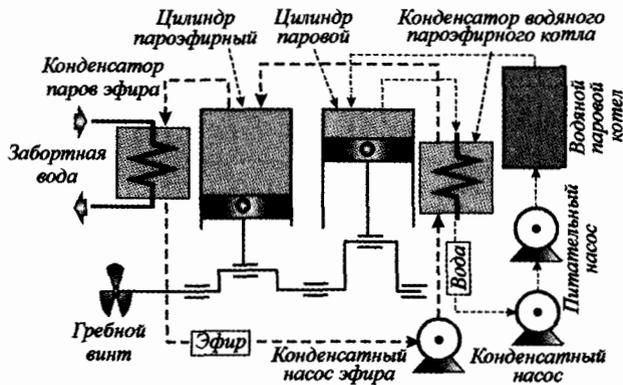


Рис. 11.30. Схема водозэфирной энергетической установки судна

Водяной пар из котла поступал в цилиндр высокого давления паровой машины, в котором, расширяясь, совершал полезную работу. После цилиндра пар поступал в теплообменник, где конденсировался. Этот теплообменник являлся одновременно и эфирным котлом, в котором тепловая энергия от конденсирующегося водяного пара передавалась эфиру ($C_4H_{10}O$). Конденсат возвращался в котел, замыкая пароводяной цикл. Пар эфира расширялся в цилиндре низкого давления машины, совершая полезную работу, после чего поступал в конденсатор, охлаждаемый заборной водой. В конденсаторе пары эфира конденсировались и возвращались в теплообменник — конденсатор, замыкая парозэфирный цикл.

Таким образом, установка позволяла раздвинуть интервал начальной и конечной температур рабочих тел, участвующих в цикле, уменьшив при этом главную составляющую потерь тепловой энергии, уносимой заборной водой в конденсаторе, достигающую в котломашинной установке (КМУ) 50% и более от получаемой в котле при сжигании топлива.

Так как эфир обладает более низкой по сравнению с водой температурой кипения, то это позволило понизить конечную температуру рабочего тела в цикле.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Паросиловая установка, работающая по циклу Карно.
2. Чем отличается паросиловая установка от ДВС?
3. Паросиловая установка, работающая по циклу Ренкина на влажном паре.
4. Паросиловая установка, работающая по циклу Ренкина с перегревом пара.
5. Чем отличается цикл Ренкина от цикла Карно?
6. Изобразите протекание цикла Ренкина на рабочей и тепловой диаграммах.
7. Как определить термический КПД и удельный расход пара в цикле Ренкина?
8. Влияние параметров пара на термический КПД цикла Ренкина.
9. Способы повышения тепловой эффективности паросиловых установок.
10. Описать регенеративный цикл.
11. Цикл со вторичным перегревом пара.
12. Теплофикационный цикл.
13. Бинарный цикл.

УСТАНОВКИ БЕЗМАШИННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

12.1. МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР

На протяжении длительного времени во многих странах мира ведутся работы по созданию установок безмашинного преобразования энергии из одного вида в другой. К таким установкам относятся магнитогиродинамические (МГД) генераторы.

На рис. 12.1 показана конструктивная схема МГД-генератора. Его принцип действия основан на законе электромагнитной индукции, открытого М. Фарадеем в 1831 году. Согласно этому закону в проводнике, движущемся поперек магнитного поля и замкнутом на внешнюю цепь, возникает электрический ток. Закон не устанавливает, что проводник должен представлять собой твердое тело. В МГД-генераторе в качестве проводника используется сильно нагретый газ (плазма), т. е. частично или полностью ионизированный газ при температуре не менее 2750°C . Требуемую температуру можно понизить до 2200°C с помощью добавки в газ малых количеств примесей щелочных металлов, например, калия или цезия. Масса такой присадки не превышает 1...2% от массы газа. Такой газ представляет собой низкотемпературную плазму.

Плазма образуется в результате сгорания топлива в камере сгорания. Из камеры сгорания плазма направляется в расширяющийся канал (сопло), проходящим между полюсами магнита. Следовательно, магнитные линии пересекают поток плазмы. В расширяющемся канале скорость газа увеличивается до $800 \dots 1000$, м/с. В результате пересечения потоком плазмы магнитных линий между полюсами магнита на электродах возникает разность потенциалов, а при замыкании на внешнюю цепь — электрический ток. Следовательно, МГД-генератор является по существу динамо-машиной, в которой обмотка ротора заменена быстро несущимся потоком плазмы.

На рис. 12.2 приведена схема регенеративной установки с таким МГД-генератором. Атмосферный воздух поступает в воздушный компрессор (ВК), в котором сжимается (адиабата $a-c$; рис. 12.3) до давления $p_1 = 300 \dots 500$ кПа. При сжатии воздух нагревается. После компрессора (ВК) воздух направляется в воздухоподогреватель (ВП) (регенеративный теплообменник). Здесь воздух нагревается до температуры $1200 \dots 1500^{\circ}\text{C}$ (процесс $c-c'$; рис. 12.3), после чего он поступает в камеру сгорания КС. В эту же камеру поступает топливо и кислород, необходимый для интенсификации

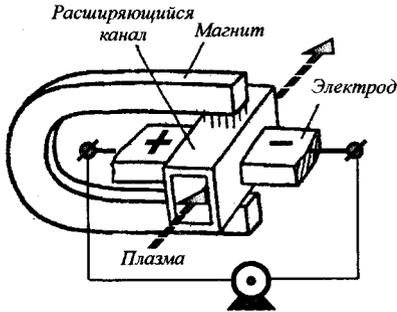


Рис. 12.1. Конструктивная схема МГД-генератора

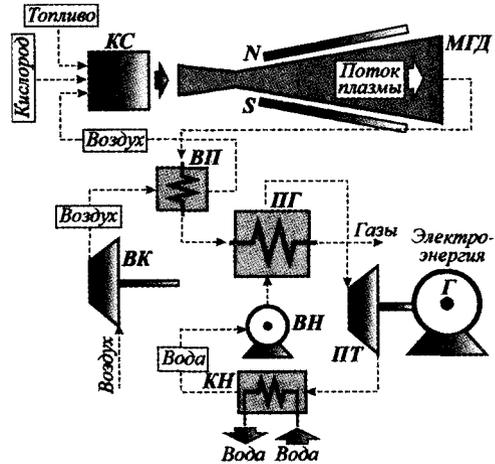


Рис. 12.2. Схема регенеративной установки с МГД-генератором

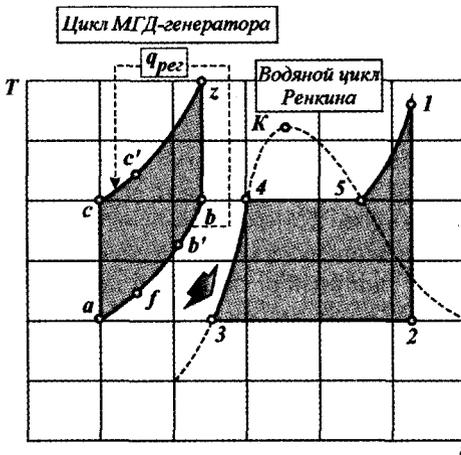


Рис. 12.3. Тепловая диаграмма цикла регенеративной установки с МГД-генератором

фикации процесса окисления (горения) топлива. В конце процесса горения, протекающего при постоянном давлении $p_1 = 300 \dots 500$ кПа, температура продуктов сгорания повышается до $2500 \dots 3000^\circ\text{C}$ (процесс $c'-z$; рис. 12.3), после чего в них вводится присадка, и они становятся плазмой, обладающей хорошей проводимостью. В расширяющемся МГД-канале МГД продукты сгорания адиабатно расширяются (процесс $z-b$; рис. 12.3) и разгоняются до большой скорости, одновременно вырабатывая электроэнергию. На выходе из МГД-канала продукты сгорания топлива, имея высокую температуру $2100 \dots 2300^\circ\text{C}$, направляются в регенеративный воздухоподогреватель ВП, в котором их температура понижается примерно до $1500 \dots 800^\circ\text{C}$ (процесс $b-b'$; рис. 12.3).

Далее продукты сгорания топлива используются в обычной паротурбинной установке. Выйдя из регенеративного воздухоподогревателя ВП,

продукты сгорания топлива направляются в парогенератор ПГ, отдавая часть внутренней энергии воде (процесс $b'-f$). Из парогенератора продукты сгорания топлива выходят в окружающую среду при температуре $150 \dots 170^\circ\text{C}$ (условный процесс $f-a$). В парогенераторе (ПГ) происходит парообразование с последующим перегревом (процесс $4-5-1$).

Перегретый пар, полученный в парогенераторе (ПГ), направляется в паровую турбину (ПТ), в которой, расширяясь (процесс $1-2$), совершает полезную работу, вращая якорь электрического генератора (Г). Отработавший в турбине пар отводится в конденсатор (КН), где переходит в жидкость (процесс $2-3$), отдавая тепловую энергию воде. Вода из конденсатора (КН) забирается водяным насосом (ВН) и подается в парогенератор (процесс $3-4$).

КПД преобразования МГД-генератора определяется отношением полезной электрической мощности к энтальпии потока газа на входе:

$$\eta_t = \frac{UI}{h_{\text{вх}}},$$

где I — сила тока; U — напряжение; $h_{\text{вх}}$ — энтальпия потока газа на входе в канал.

Процесс истечения можно принять адиабатным, тогда используя среднее значение теплоемкости в диапазоне температур от $T_{\text{вх}}$ (на входе в канал) до $T_{\text{к}}$ (на выходе из канала), КПД определим по формуле:

$$\eta_t = \frac{h_{\text{вх}} - h_{\text{вых}}}{h_{\text{вх}}} = 1 - \frac{T_{\text{вых}}}{T_{\text{вх}}} = 1 - \left(\frac{p_{\text{вых}}}{p_{\text{вх}}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

МГД-установки являются перспективными энергетическими установками. Это объясняется рядом преимуществ:

- отсутствие подвижных частей;
- высокая начальная температура рабочего тела;
- отсутствие перепада температур между источником тепловой энергии и рабочим телом, что позволяет осуществить равновесный процесс подвода тепловой энергии к нему;
- высокий КПД (более 50%) и возможность его повышения;
- возможность работы по замкнутому циклу, в результате чего исключается выброс газов в окружающую среду, ухудшающих экологические характеристики воздушной среды.

Однако реализовать эти преимущества и освоить массово МГД-установки в инженерной практике пока не представляется возможным. Эти проблемы и пути их решения рассматриваются в специальных исследованиях по данному вопросу.

12.2. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР

Рассмотрим экспериментальную установку (рис. 12.4), состоящую из чувствительного вольтметра, двух медных проводов и одного стального провода. С помощью медных проводов стальной провод присоединен к вольт-

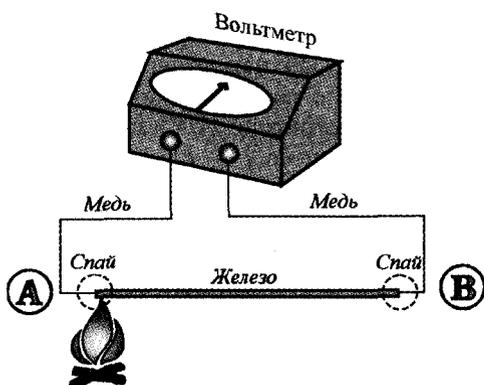


Рис. 12.4. Схема термоэлемента

метру. Логически можно прийти к выводу, что стрелка вольтметра будет установлена на нулевой отметке шкалы, так как в цепи отсутствует источник тока. В действительности оно так и будет: цепь состоит из металлических проводников (проводников 1-го класса). Если поменять железный проводник на любой другой, но металлический, то в цепи будет отсутствовать ток. Для данного случая справедливо правило (принцип) Вольта:

- в цепи, состоящей из произвольного количества любых металлических проводников, электродвижущая сила (ЭДС) равна нулю.

Правило Вольта состоит в глубокой связи с тем обстоятельством, что металлы (проводники 1-го класса) не испытывают химических изменений при прохождении тока. Если бы правило Вольта не соблюдалось, то в цепи длительное время шел бы ток и совершал своеобразную работу (вращал ротор двигателя) или нагревал помещение в результате нагрева спирали без уменьшения энергии цепи. Это был бы вечный двигатель 1-го рода¹. Но так как внутренняя энергия цепи не уменьшается и к цепи не подводится извне энергия в тепловой форме, то по закону сохранения энергии никаких энергетических взаимодействий цепи с окружающей средой не может быть (в ней не может совершаться работа или нагрев проводника).

Как видно на рис. 12.4, цепь имеет два спаев (соединения разнородных металлов). В местах спаев (2 шт.) возникают ЭДС, равные по величине, но разные по направлению. Алгебраическая сумма всех ЭДС в замкнутой цепи, составленной из проводников 1-го класса, равна нулю.

Положение станет совершенно иным, если мы нагреем какое-нибудь из мест соединения (спаев), например *A* (рис. 12.4), поднеся к нему горелку. В этом случае гальванометр показывает наличие в цепи электрического тока, протекающего все время, пока существует разность температур между спаями *A* и *B*. Если переместить горелку так, чтобы нагревалось место соединения *B*, а *A* оставалось холодным, то будет, как и прежде, наблюдаться ток, но *противоположного* направления. Эти опыты показывают, что величина ЭДС, возникающей на границе соприкосновения двух металлов, сама зависит от *температуры*. В горячем месте соединения она больше,

¹ См. главу 1 части 1 пособия

чем в холодном. Поэтому, если места соединения находятся при разных температурах, то сумма всех действующих в них ЭДС уже не равна нулю, и в цепи возникает некоторая результирующая ЭДС, поддерживающая в ней длительный электрический ток.

Таким образом, в цепи, составленной из различных металлов, места спаев которых находятся при неодинаковых температурах, действует ЭДС, называемая термоэлектродвижущей силой (термо-ЭДС.). Описанное явление было открыто в 1821 г. Зеебеком и получило название термоэлектричества, а всякую комбинацию разнородных проводников первого класса, образующих замкнутую цепь, называют *термоэлементом*.

Располагая более чувствительным гальванометром, мы можем обнаружить ток при меньшей разности температур спаев *A* и *B*. Достаточно поместить один из спаев в горячую воду или даже просто зажать его в пальцах, оставив второй при комнатной температуре, чтобы возник ток в цепи. Если оба спая поместить в воду той же температуры, то температура спаев сравняется, и ток прекратится. Если теперь, оставляя спай *B* в горячей воде, вынуть спай *A* и охладить его, то в цепи опять появится ток, идущий в обратном направлении. Точно так же термоэлектрический ток возникает в том случае, если один из спаев находится при комнатной температуре, а другой при более низкой, например, в твердой углекислоте (сухой лед). Таким образом, непосредственной причиной возникновения термо-ЭДС является разность температур обоих спаев. При этом температура тех участков цепи, которые состоят из однородного по составу материала, не играет практически никакой роли. Если температура обоих спаев одинакова, то и полная ЭДС в цепи равна нулю, независимо от того, находятся ли оба спая при очень высокой температуре или при очень низкой.

Опыт показывает, что электродвижущая сила термоэлементов, вообще говоря, невелика и приблизительно пропорциональна разности температур спаев. Ниже приведены термоэлектродвижущие силы в вольтах для некоторых пар металлов, при разности температур спаев в 100°C . Знак «плюс» обозначает, что ток идет через нагретый спай от первого металла ко второму.

Пары проводников, образующий спай	Термоэлектродвижущая сила (в вольтах на 100°C)
Сурьма-висмут	-0.011
Медь-железо	+0.0010
Медь-константан	-0.0047
Серебро-константан	-0.0041
Серебро-никель	-0.0024
Платина-платинородий (сплав 90% платины и 10% родия)	-0.0010

Существование ЭДС и тока в цепи проводников 1-го класса при наличии разности температур в двух точках цепи не стоит, конечно, в противоречии с законом сохранения энергии.

Для поддержания разности температур в цепи, по которой идет ток, необходимо к ней подводить тепло, и за счет этого тепла и совершается работа в термоэлектрической цепи.

Таким образом, термоэлемент представляет собой тепловую машину, преобразующую тепловую энергию в энергию электрического тока. Горячий спай играет роль, аналогичную котлу или нагревателю паровой машины, а холодный спай играет роль охладителя, т. е. термоэлемент действует в соответствии со вторым законом термодинамики. Если к горячему спаю, находящемуся при абсолютной температуре T_1 , подводится тепловая энергия в количестве Q_1 , то часть этой тепловой энергии в количестве Q_2 перейдет к холодному спаю, находящемуся при абсолютной температуре T_2 , а разность $Q_1 - Q_2$ преобразуется в энергию тока. Коэффициент полезного действия термоэлемента, т. е. доля подводимой тепловой энергии, преобразуемой в электрическую форму энергии, равна

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}.$$

Если термоэлемент работает без потерь тепловой энергии, то его максимально возможный КПД, как для любой тепловой машины, работающей по циклу Карно, мог бы иметь значение

$$\eta_{t, \max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Вообще же $\eta_t < \eta_{t, \max}$. Это положение верно и для термоэлементов.

12.3. ТОПЛИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Многие вещества, например, H_2 или CH_4 используются во многих устройствах в виде топлива. Выделяемая при их реакции окисления с кислородом тепловая энергия может быть преобразована непосредственно в электрическую энергию. Так как горение представляет собой окислительно-восстановительную реакцию, в принципе ее можно использовать для преобразования сначала в механическую (с помощью теплового двигателя), а затем в электрическую энергию (с помощью генератора). При таком преобразовании энергии происходят неизбежные ее потери (рассеивание в окружающую среду). Только не более 40% тепловой энергии удается преобразовать в механическую энергию. Прямое получение электрической энергии из топлив при помощи гальванических элементов должно обеспечить более высокий коэффициент преобразования химической энергии топлив в электрическую энергию. Гальванические элементы, в которых реагентами являются традиционные топлива, называются *топливными элементами*.

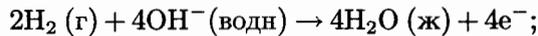
Таким образом, *топливный элемент представляет собой электрохимическое устройство, в котором химическая энергия горючего превращается непосредственно в электрическую энергию.*

На разработку практически действующих топливных элементов затрачиваются большие исследовательские усилия. Одной из возникающих при этом проблем является высокая температура, при которой

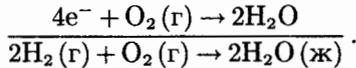
работает большинство подобных элементов, что не только способствует рассеянию энергии, но и ускоряет коррозию частей гальванического элемента. Разработан низкотемпературный топливный элемент, в котором используется H_2 , но пока этот элемент слишком дорог для широкого потребления. Однако он нашел применение в некоторых особых случаях, например, на космических аппаратах. Так, топливный элемент на основе H_2-O_2 служил в качестве главного источника электрической энергии на космических кораблях «Аполлон», летавших на Луну. Масса топливного элемента, обеспечивавшего корабль энергией в течение 11-дневного полета, составляла примерно 250 килограмм. Если бы для такой цели использовался обычный генератор электрической энергии, его масса должна была бы составлять несколько тонн.

В топливном элементе на H_2-O_2 протекают следующие электродные реакции:

- на аноде:



- на катоде:



Схематическое изображение этого топливного элемента приведено на рис. 12.5. Электроды выполнены в виде полых трубок из пористого пресованного угля, пропитанного катализатором; электролитом служит КОН. Топливный элемент работает до тех пор, пока в него не прекратится подача реагентов.

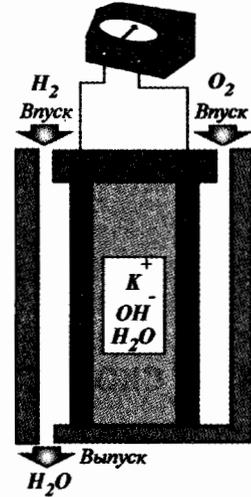


Рис. 12.5. Схема топливного элемента

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Нарисуйте схему МГД-генератора и объясните принцип его работы.
2. Зачем в МГД-генераторе в газ добавляют в малых количествах примеси щелочных металлов.
3. Нарисуйте условную схему и объясните принцип работы термоэлектрического генератора.
4. Нарисуйте условную схему и объясните принцип работы топливного элемента.

ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

13.1. СКОРОСТЬ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ

Среди веществ, с которыми мы сталкиваемся в повседневной практике, очень немногие можно назвать чистыми. Большинство из этих веществ представляют собой смеси. Многие такие смеси являются гомогенными (однородными), т. е. составляющие их компоненты равномерно (на молекулярном уровне) распределены по всему объему. В окружающем нас мире можно найти много примеров растворов. Воздух, которым мы дышим, представляет собой гомогенную смесь нескольких газообразных веществ. Компонент раствора, сохраняющий свое фазовое состояние при образовании раствора, называется *растворителем*. Если все компоненты раствора до перемешивания находятся в одинаковой фазе, то растворителем называют тот компонент, который содержится в наибольшем количестве; остальные компоненты раствора называют растворенными веществами.

Концентрацию раствора можно охарактеризовать качественно или количественно. Для количественного описания концентрации используются такие понятия, как *разбавленный* и *концентрированный* раствор. О растворе с относительно низкой концентрацией растворенного вещества принято говорить как о *разбавленном* растворе, а о растворе с относительно высокой концентрацией — как о *концентрированном* растворе.

Количество вещества, растворенного в заданном количестве растворителя или раствора, выражают через концентрацию. При обсуждении стехиометрии растворов чаще всего применяется молярная концентрация, или молярность. Молярную концентрацию (обозначается М) раствора определяют как число молей вещества, растворенного в литре раствора:

$$\text{молярная концентрация} = \frac{\text{число молей растворенного вещества}}{\text{объем раствора в литрах}}.$$

Например, в каждом литре 1.50 молярного раствора (пишется 1.50 М) содержится 1.50 моля растворенного вещества. Чтобы приготовить 1 литр 0.150 М раствора сахарозы $C_{12}H_{22}O_{11}$ в воде, нужно взять 0.150 моля $C_{12}H_{22}O_{11}$. Это количество твердой сахарозы (51.3 г) сначала растворяют в менее чем 1 литре воды, а затем полученный раствор разбавляют до окончательного объема 1 литр.

Удобство выражения концентрации растворов в молях на литры заключается в том, что, измерив объем раствора известной концентрации,

можно сразу же установить содержащееся в нем число молей растворенного вещества. С помощью молярной концентрации объем можно перевести в моли или массу в объем. Это положение проиллюстрируем переводом объема в моли на примере вычисления числа молей HNO_3 в 2 литрах раствора HNO_3 :

$$\text{число моль } \text{HNO}_3 = 2.0 \text{ л раствора} \cdot 0.200 \frac{\text{моль } \text{HNO}_3}{1 \text{ л раствора}} = 0.44 \text{ моль } \text{HNO}_3$$

Использование молярной концентрации при переходе от молей к объему можно проиллюстрировать на примере вычисления объема 0.30 М раствора HNO_3 , в котором содержится 2.0 моля HNO_3 :

$$\text{число литров раствора} = 2.0 \text{ моль } \text{HNO}_3 \frac{1 \text{ л раствора}}{0.30 \text{ моль } \text{HNO}_3} = 6.7 \text{ л раствора}$$

В данном случае для перехода от заданного числа молей к объему раствора пришлось воспользоваться величиной, обратной молярной концентрации:

$$\text{число литров раствора} = \text{число молей} \cdot \frac{1}{\text{моль/л}}.$$

Проще всего выразить концентрацию раствора в виде процентной концентрации. Математическое определение процентной концентрации компонента раствора дается уравнением

$$\text{процентная концентрация} = \frac{\text{масса компонента в растворе}}{\text{суммарная масса раствора}} \cdot 100\%.$$

Молярная доля компонента раствора определяется по формуле:

$$\text{молярная доля компонента раствора} = \frac{\text{число молей компонента}}{\text{суммарное число молей всех компонентов}}.$$

Молярная концентрация, или молярность, раствора (обозначается символом m) определяется как число молей растворенного вещества в килограмме растворителя, а размерность этой концентрации обозначается Мл.

$$\text{Молярность} = \frac{\text{число молей растворенного вещества}}{\text{масса растворителя (кг)}}.$$

В результате химических реакций одни вещества с известными свойствами превращаются в другие вещества с новыми свойствами. Такие реакции происходят, например, в цилиндре ДВС, в котором сгорает (окисляется) топливо. До сгорания в цилиндре находится смесь углеводородного топлива и воздуха, представляющая собой смесь газов. После сгорания топлива в цилиндре образуется другая по составу смесь газов. В результате таких реакций выделяется энергия в тепловой форме.

Вместе с тем эффективность работы ДВС зависит от скорости протекания таких реакций. Поэтому требуется знать факторы, которые могут увеличивать или уменьшать скорость протекания реакции.

В настоящее время экологические проблемы, вызванные массовым использованием в наземном транспорте ДВС, поставили проблему и перед химиками в поиске более совершенных способов осуществления реакций окисления топлива в цилиндре ДВС с выделением минимального количества загрязняющих веществ.

Область химии, занимающаяся скоростью протекания химических реакций, называется *кинетикой*.

Скорость протекания любого процесса определяют по тем изменениям, которые происходят за рассматриваемый промежуток времени. Например, скорость движения автомобиля оценивают изменением его положения в пространстве в течение некоторого промежутка времени. Подобно этому скорость реакции выражают через изменение концентрации реагента или продукта за определенное время обычно в таких единицах, как молярная концентрации (молярность) в секунду (М/с, моль (л·с)).

В качестве примера рассмотрим реакцию, которая происходит при смешении бутилхлорида C_4H_9Cl с водой. В результате этой реакции образуется бутиловый спирт C_4H_9OH и соляная кислота:



Допустим, что вначале образуется 0.001 М раствор C_4H_9Cl в воде и начинается измерение концентрации C_4H_9Cl в растворе в различные моменты времени после смешения бутилхлорида с водой. Результаты измерения приведены ниже:

Время, с	$[C_4H_9Cl]$, $\frac{\text{моль}}{\text{л}}$	Средняя скорость, $\frac{\text{моль}}{\text{л} \cdot \text{с}}$
0	0.1000	
50	0.095	$1.90 \cdot 10^{-4}$
100	0.0820	$1.70 \cdot 10^{-4}$
150	0.0741	$1.58 \cdot 10^{-4}$
200	0.0671	$1.40 \cdot 10^{-4}$
300	0.0549	$1.22 \cdot 10^{-4}$
400	0.0448	$1.01 \cdot 10^{-4}$
500	0.0368	$0.80 \cdot 10^{-4}$
800	0.0200	$0.56 \cdot 10^{-4}$
1000	0	

Среднюю скорость реакции определяют по изменению концентрации C_4H_9Cl за соответствующий промежуток времени по формуле:

$$\text{средняя скорость} = \frac{\text{Изменение концентрации } C_4H_9Cl}{\text{Соответствующий промежуток времени}} = - \frac{\Delta[C_4H_9Cl]}{\Delta t} \quad (13.2)$$

Химическая формула C_4H_9Cl , взятая в квадратные скобки, обозначает концентрацию указанного вещества; греческая буква Δ означает изменение стоящей за ней величины; $[C_4H_9Cl]$ — это изменение концентрации C_4H_9Cl :

$$\Delta[C_4H_9Cl] = [C_4H_9Cl]_{\text{кон}} - [C_4H_9Cl]_{\text{нач.}} \quad (13.3)$$

Точно также через Δt выражают соответствующий промежуток времени. Отрицательный знак в правой части выражения (13.1) указывает, что концентрация C_4H_9Cl уменьшается со временем.

Из данных, приведенных выше, видно, что за первый промежуток времени, равный 50 секунд, концентрация C_4H_9Cl уменьшилась с 0.1000 М

до 0.0905 М. Следовательно, средняя скорость реакции за этот промежуток времени составляет:

$$\text{средняя скорость} = - \frac{(0.0905 - 0.1000) \text{ М}}{(50 - 0) \text{ с}} = 1.90 \cdot 10^{-4} \frac{\text{моль}}{\text{л} \cdot \text{с}}.$$

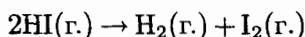
Аналогичным образом можно вычислить скорости за другие промежутки времени. Приведенные выше данные показывают, что средняя скорость протекания реакции с течением времени уменьшается. В некоторый момент времени реакция прекращается, то есть после этого момента времени концентрации реагентов не изменяются.

Для наглядности изменение скорости протекания реакции с течением времени представляют графически (рис. 13.1). С помощью графика можно определить мгновенную скорость реакции, т. е. скорость реакции в конкретный момент времени, а не среднюю скорость за соответствующий промежуток времени. Мгновенная скорость определяется наклоном касательной к кривой скорости в интересующий момент времени. На рис. 13.1 изображены две касательные к графику: одна для $t = 0$, а другая — для $t = 600$ с. Например, для $t = 600$ с имеем:

$$\text{мгновенная скорость} = - \frac{(0.017 - 0.042) \text{ М}}{(800 - 400) \text{ с}} = 6.2 \cdot 10^{-5} \frac{\text{моль}}{\text{л} \cdot \text{с}}$$

Для простоты мгновенную скорость называют просто скоростью реакции.

Независимо от того, определяется мгновенная или средняя скорость протекания реакции, необходимо знать, по какому веществу следует проводить ее измерение. В реакции



можно измерять либо скорость расходования HI, либо скорость образования продуктов H_2 или I_2 . Поскольку на 2 моль HI образуется по одному

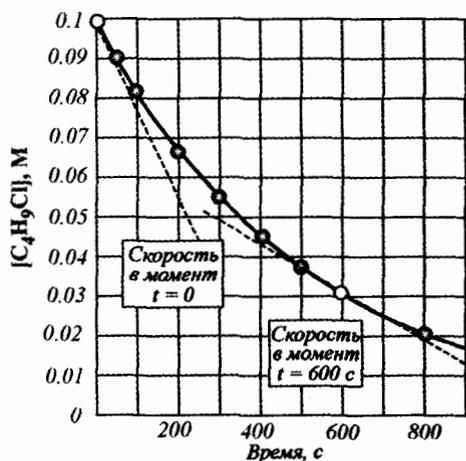


Рис. 13.1. Зависимость концентрации бutilхлорида от времени

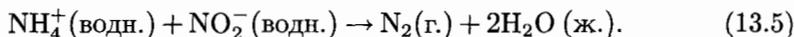
моль H_2 или I_2 , это означает, что скорость исчезновения HI вдвое больше скорости образования H_2 или I_2 :

$$-\frac{\Delta[HI]}{\Delta t} = 2 \frac{\Delta[H_2]}{\Delta t} = \frac{\Delta[I_2]}{\Delta t}. \quad (13.4)$$

13.2. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ ПРОТЕКАНИЯ РЕАКЦИИ ОТ КОНЦЕНТРАЦИЙ

Для химических реакций типично уменьшение скорости их протекания с течением времени (рис. 13.1), что объясняется уменьшением концентрации реагентов. И, наоборот, при увеличении концентраций реагентов скорости реакций возрастают.

Один из способов изучения влияния концентрации на скорость реакции состоит в том, чтобы определить, каким образом скорость реакции в начальный момент времени зависит от исходных концентраций. Рассмотрим следующую реакцию:



Скорость протекания этой реакции можно определять по изменению концентрации NH_4^+ или NO_2^- в зависимости от времени или по изменению объема собранного N_2 . Как следует из стехиометрии реакции (13.5), все скорости численно равны друг другу. Определив начальную скорость реакции (мгновенную скорость в момент времени $t = 0$) для различных исходных концентраций NH_4^+ и NO_2^- , можно получить данные, приведенные ниже.

Номер эксперимента	Начальная концентрация NO_2^- , $\frac{\text{моль}}{\text{л}}$	Начальная концентрация NH_4^+ , $\frac{\text{моль}}{\text{л}}$	Наблюдаемая начальная скорость, $\frac{\text{моль}}{\text{л} \cdot \text{с}}$
1	0.0100	0.200	$5.4 \cdot 10^{-7}$
2	0.0200	0.200	$10.8 \cdot 10^{-7}$
3	0.0400	0.200	$21.5 \cdot 10^{-7}$
4	0.0600	0.200	$32.3 \cdot 10^{-7}$
5	0.200	0.0202	$10.8 \cdot 10^{-7}$
6	0.200	0.0404	$21.6 \cdot 10^{-7}$
7	0.200	0.0606	$32.4 \cdot 10^{-7}$
8	0.200	0.0808	$43.3 \cdot 10^{-7}$

Данные показывают, что изменение $[NH_4^+]$ или $[NO_2^-]$ приводит к изменению скорости реакции. Так, в результате удвоения $[NO_2^-]$ при постоянной $[NH_4^+]$ скорость реакции также удваивается (эксперименты № 1 и № 2). Если $[NO_2^-]$ увеличить в 4 раза, то скорость реакции также возрастет в 4 раза (сравните эксперименты № 1 и № 3) и так далее. Эти результаты показывают, что скорость протекания химической реакции прямо пропорциональна $[NO_2^-]$. Аналогичное изменение $[NH_4^+]$ при постоянной $[NO_2^-]$ оказывает на скорость реакции точно такое же влияние. Отсюда следует, что скорость

протекания химической реакции прямо пропорциональна концентрации NH_4^+ , общую зависимость скорости протекания химической реакции от концентраций реагентов можно выразить соотношением:

$$\text{скорость протекания реакции} = k[\text{NH}_4^+] \cdot [\text{NO}_2^-]. \quad (13.6)$$

Коэффициент пропорциональности k в уравнении (13.6) называется *константой скорости*. Величину k можно вычислить по табличным данным, подставив в уравнение (13.6) результаты эксперимента № 1:

$$5.4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{моль}}{\text{л} \cdot \text{с}} = 5.4 \cdot 10^{-7} \frac{\text{М}}{\text{с}} = k \cdot (0.0100 \text{ М}) \cdot (0.200 \text{ М}).$$

Отсюда следует, что

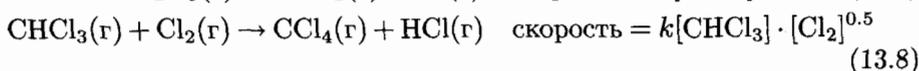
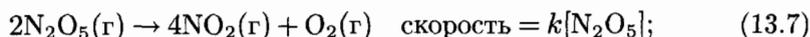
$$k = \frac{5.4 \cdot 10^{-7} \text{ моль}/(\text{л} \cdot \text{с})}{(0.0100 \text{ М}) \cdot (0.200 \text{ М})} = 2.7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{л}}{\text{моль} \cdot \text{с}}.$$

Легко установить, что к такому же значению k приводят и любые другие экспериментальные данные, приведенные в таблице. И наоборот, если задано значение константы скорости $k = 2.7 \cdot 10^{-4} \text{ л}/(\text{моль} \cdot \text{с})$, то по уравнению (13.6) можно вычислить начальную скорость реакции при любых исходных концентрациях NH_4^+ и NO_2^- . Пусть $[\text{NH}_4^+] = 0.100 \text{ М}$ и $[\text{NO}_2^-] = 0.100 \text{ М}$; тогда

$$\text{скорость} = 2.7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{л}}{\text{моль} \cdot \text{с}} \cdot (0.100 \text{ М}) \cdot (0.100 \text{ М}) = 2.7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{моль}}{\text{л} \cdot \text{с}}.$$

Уравнение, подобное уравнению (13.6), связывающее скорость протекания реакции с концентрациями реагентов, называется *уравнением скорости*, или *кинетическим уравнением реакции*. Уравнение скорости протекания каждой химической реакции определяется только экспериментально и его нельзя предсказать по виду химического уравнения реакции.

Рассмотрим еще несколько химических реакций:



Уравнения скорости протекания многих реакций имеют общий вид:

$$\text{скорость} = k[\text{реагент 1}]^n \cdot [\text{реагент 2}]^m \cdot \dots \quad (13.10)$$

Значение константы скорости k при изменении концентрации не изменяется. Но значение зависит от температуры. При фиксированных концентрациях реагентов скорость реакции пропорциональна константе скорости k . Показатели степенных рядов в уравнении (13.10) n и m определяют *порядок реакции* по каждому из реагентов, а их сумма называется *полным порядком реакции*. Для реакции NH_4^+ с NO_2^- уравнение скорости (13.6) содержит концентрацию NH_4^+ в первой степени. Следовательно, эта реакция имеет первый порядок по NH_4^+ . Точно так же она имеет первый порядок по NO_2^- . Полный порядок этой реакции равен 2.

Очень большое число реакций имеет нулевой, первый или второй порядок. Однако существуют также реакции с дробным и даже отрицательным

порядком реакции. Если реакция имеет нулевой порядок по какому-нибудь реагенту, то изменение его концентрации не оказывает влияния на скорость реакции до тех пор, пока не израсходуется весь этот реагент. Если реакция имеет первый порядок по некоторому реагенту, то ее скорость прямо пропорциональна концентрации этого вещества: при удвоении его концентрации удваивается и скорость реакции и так далее. Если реакция имеет второй порядок по какому-либо реагенту, то удвоение его концентрации приводит к возрастанию скорости в $2^2 = 4$ раза, а увеличение концентрации в три раза вызывает возрастание скорости в $3^2 = 9$ раз.

13.3. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ПРОТЕКАНИЯ РЕАКЦИИ

13.3.1. Реакции первого порядка

Уравнение скорости (13.10) показывает, как изменяется скорость реакции при изменении концентраций реагентов. От уравнений скорости можно перейти к уравнениям, выражающим концентрации реагентов или продуктов в любой момент времени протекания реакции. Математически такой переход осуществляется путем интегрирования дифференциальных уравнений скорости типа уравнения (13.10). Переход к уравнениям с зависимостью от времени рассмотрим на примере двух простейших уравнений скорости-реакции полного первого порядка и полного второго порядка.

В качестве простейшей реакции первого порядка рассмотрим превращение метилизонитрила в ацетонитрил:



В этой реакции происходит внутримолекулярная перегруппировка. Реакция имеет первый порядок по изонитрилу (далее для простоты мы будем обозначать метальную группу через R):

$$\text{скорость} = - \frac{\Delta[RNC]}{\Delta t} = k \cdot [RNC]. \quad (13.12)$$

Заметим, что в этом уравнении величина $[RNC]$ имеет размерность молярности, а t измеряется в секундах. Следовательно,

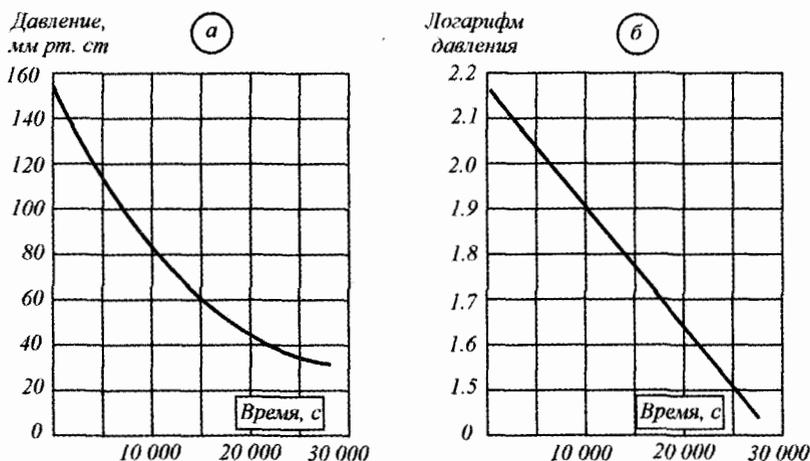
$$\text{скорость} = \frac{M}{c} = k(M).$$

Отсюда находим

$$k = \frac{(M)1}{(c) \cdot (M)} = \frac{1}{c} = c^{-1}.$$

Интегрированием уравнения (13.12) можно получить уравнение, связывающее концентрацию изонитрила в начальный момент времени реакции $[RNC]_0$ с его концентрацией в произвольный момент времени t , $[RNC]_t$:

$$\lg \frac{[RNC]_0}{[RNC]_t} = \frac{k \cdot t}{2.30}. \quad (13.13)$$

Рис. 13.2. Зависимость давления CH_3NC от времени

В общем случае, если обозначить реагент буквой A , можно записать:

$$\lg \frac{[A]_0}{[A]_t} = \frac{k \cdot t}{2.30}. \quad (13.14)$$

Учитывая свойства логарифмов, можно преобразовать уравнение (13.14) к виду

$$\lg[A]_t = \left(-\frac{k}{2.30}\right) \cdot t + \lg[A]_0. \quad (13.15)$$

Важным свойством уравнения (13.15) является то, что математически оно представляет собой уравнение прямой линии. Такие уравнения имеют общий вид:

$$y = ax + b, \quad (13.16)$$

$$[y = \lg[A]_t; \quad a = -k/2.30; \quad x = t; \quad b = \lg[A]_0]$$

На рис. 13.2 показано, как изменяется концентрация изонитрила с течением времени в процессе его перегруппировки в газовой фазе при 198.9°C . На рис. 13.2, *a* изображен график зависимости давления CH_3NC от времени. На рис. 13.2, *б* эти же самые данные представлены в виде зависимости логарифма давления от времени. Давление — вполне обоснованная единица измерения концентрации газа, поскольку число молекул в единице объема прямо пропорционально давлению. Тангенс угла наклона линейного графика равен $-2.22 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$. Поскольку тангенс угла наклона этого графика должен быть равен $-k/2.30$, получаем

$$k = -2.30(-2.22 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}) = 5.11 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}.$$

В случае реакции первого порядка уравнения (13.14) и (13.15) позволяют определить

- концентрацию реагента в произвольный момент времени после начала реакции;
- время, необходимое для того, чтобы прореагировала заданная доля образца;

- время, необходимое для того, чтобы концентрация реагента достигла заданного уровня.

13.3.2. Реакции второго порядка

Рассмотрим реакцию второго порядка по одному реагенту A . Скорость протекания такой реакции определяется по уравнению:

$$\text{скорость} = k \cdot [A]^2. \quad (13.17)$$

Интегрирование этого уравнения приводит к следующему результату:

$$\frac{1}{[A]_t} = \frac{1}{[A]_0} + kt. \quad (13.18)$$

Уравнение (13.18) также можно представить в виде прямолинейного графика, если по оси ординат откладывать величину $1/[A]_t$, а по оси абсцисс — время t . Тангенс угла наклона такого графика равен k , а точка пересечения графика с осью ординат дает значение $1/[A]_0$. Один из способов отличить реакцию первого порядка от реакции второго порядка заключается в построении графиков зависимости $\lg[A]_t$ и $1/[A]_t$ от времени t . Если линейный график получен для $\lg[A]_t$, то реакция имеет первый порядок, а если линейный график получен для $1/[A]_t$, то реакция имеет второй порядок.

13.4. ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Скорости большинства химических реакций повышаются с ростом температуры. С этой общей закономерностью мы встречаемся во многих биологических процессах, протекающих вокруг нас. Скорость роста травы и метаболическая активность домашних насекомых больше в теплое время года, чем в холодное зимнее время. Пищу быстрее готовить в кипящей воде, чем в просто горячей. Однако не следует слишком сильно полагаться на примеры реакций в биологических системах, скорости протекания которых зависят от температуры, потому что такие реакции являются очень сложными и обычно идут в довольно узком интервале оптимальных температур.

Чтобы получить более ясное представление о влиянии температуры на скорость реакций, рассмотрим какую-нибудь простую реакционную систему. Исследуем, например, реакцию, с которой мы уже немного знакомы, — перегруппировку метилизонитрила [уравнение (13.11)], являющуюся реакцией первого порядка. На рис. 13.3 показан график зависимости константы скорости этой реакции от температуры, установленный экспериментально. Очевидно, что скорость этой реакции при повышении температуры быстро возрастает. Более того, возрастание скорости происходит нелинейно.

Прежде чем пытаться объяснить эту зависимость, зададимся вопросом: почему вообще *любые* реакции происходят не мгновенно? Если молекулы метилизонитрила в конце концов обязательно перегруппировываются в молекулы ацетонитрила, почему бы им не сделать это сразу?

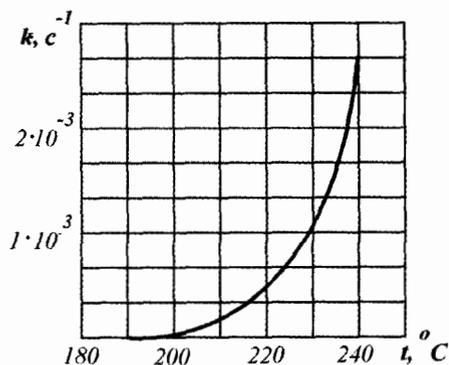


Рис. 13.3. График зависимости константы скорости реакции от температуры

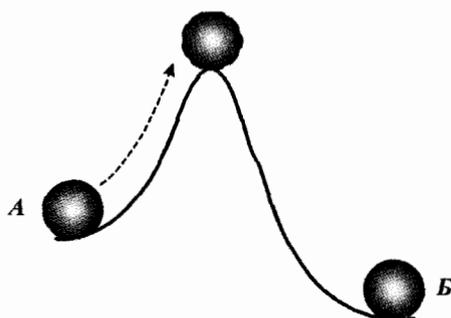
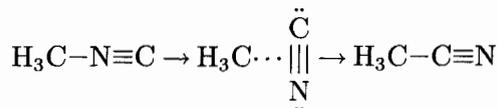


Рис. 13.4. Иллюстрация энергетического профиля реакции при помощи аналогии с перекачиванием валуна

Из молекулярно-кинетической теории газов известно, что при повышении температуры средняя кинетическая энергия молекул газа возрастает. Тот факт, что скорость реакции перегруппировки метилизонитрила при повышении температуры возрастает, заставляет предположить, что перегруппировка молекул может быть связана с их кинетической энергией.

В 1888 г. шведский ученый Сванте Аррениус выдвинул предположение, что, прежде чем вступить в реакцию, молекулы должны получить некоторое минимальное количество энергии, чтобы перейти из одного химического состояния в другое. Такая ситуация очень напоминает изображенную на рис. 13.4. Валун, находящийся в долине Б, имеет более низкую потенциальную энергию, чем в долине А. Для того чтобы переместиться в долину Б, валун должен получить определенную энергию, необходимую для преодоления барьера, препятствующего переходу из одного состояния в другое. Подобно этому, молекулам может потребоваться некоторое минимальное количество энергии на преодоление сил, удерживающих их в исходном состоянии, — тогда они смогут образовать новые химические связи, создающие другую структуру. В нашем примере с метилизонитрилом можно представить себе, что для протекания перегруппировки необходимо, чтобы в этой молекуле группа $N\equiv C$ перевернулась таким образом:



Даже в том случае, если у образующегося продукта ацетонитрила устойчивость больше, чем у исходного соединения, необходимо затратить энергию на переход молекулы через относительно неустойчивое промежуточное состояние в конечную форму. На рис. 13.5 показано, как изменяется энергия молекулы вдоль этого пути реакции. Аррениус назвал энергетический барьер между энергией молекулы в исходном состоянии ее наивысшей энергией вдоль пути реакции *энергией активации* E_a . Особое

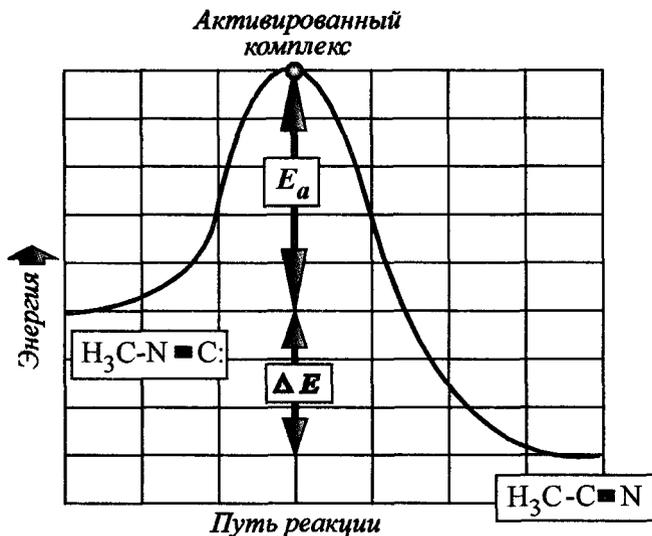


Рис. 13.5. Энергетический профиль реакции

расположение атомов, которому соответствует максимальная энергия, часто называют *активированным комплексом*.

Превращение $\text{H}_3\text{CN}\equiv\text{C}$ в $\text{H}_3\text{CC}\equiv\text{N}$ представляет собой *экзотермический* процесс, поэтому на рис. 13.5 показано, что продукт имеет более низкую энергию, чем реагент. Заметим, что обратная реакция оказывается *эндотермической* и ее активационный барьер равен сумме энергетического эффекта реакции ΔE и энергии активации прямой реакции E_a .

Перенос энергии происходит в результате столкновений между молекулами. Поэтому за определенный промежуток времени какая-нибудь молекула изонитрила может приобрести энергию, достаточную для преодоления энергетического барьера и превращения в молекулу ацетонитрила. При любой температуре лишь небольшая часть столкновений происходит с энергией, достаточной для преодоления барьера реакции. Однако при повышении температуры распределение молекул газа по скоростям смещается в сторону более высоких значений. Такими же свойствами обладает распределение молекул по кинетической энергии. При повышении температуры увеличивается доля молекул, энергия которых превышает минимум, необходимый для осуществления реакции.

Для того чтобы началась перестройка связей, сталкивающиеся молекулы должны иметь не только достаточную энергию, но и определенную взаимную ориентацию. От взаимной ориентации молекул в момент столкновения зависит, поступит ли необходимая энергия в должное место, другими словами, правильно ли ориентированы атомы для образования между ними новых связей. Поэтому в действительности лишь некоторая часть столкновений, обладающих энергией, достаточной для протекания реакции, приводит к образованию продуктов. Очевидно, не каждое столкновение между молекулами приводит к реакции.

Аррениус обратил внимание на то обстоятельство, что возрастание скорости большинства реакций при повышении температуры происходит нелинейно, как это видно из примера, проиллюстрированного рис. 13.3. Он установил, что в большинстве случаев константа скорости реакции подчиняется уравнению

$$\lg k = \lg A - \frac{E_a}{2.30RT}, \quad (13.19)$$

где k — константа скорости реакции; A — постоянная, мало зависящая от температуры; R — универсальная (молярная) газовая постоянная; T — абсолютная температура; E_a — энергия активации.

Величина A еще называется *частотным фактором*, так как она связана с частотой молекулярных столкновений и вероятностью того, что столкновения происходят при ориентации молекул, благоприятной для реакции. Уравнение (13.18) получило название *уравнения Аррениуса*.

Отметим, что при увеличении энергии активации E_a константа скорости k уменьшается. Следовательно, скорость реакции уменьшается при повышении ее энергетического барьера.

Если рассматривать $\lg k$ как одну переменную, а $1/T$ как другую переменную, то график уравнения (13.19) представляет собой прямую линию. Тангенс угла наклона этой прямой определяется величиной $-E_a/2.30R$, а точка ее пересечения с осью ординат (при $1/T = 0$) находится на высоте $\lg k = \lg A$ над осью абсцисс. Это позволяет использовать уравнение (13.19) для определения барьера реакции E_a по графику зависимости $\lg k$ от $1/T$.

Иногда бывает удобно преобразовать уравнение (13.20) так, чтобы оно отражало взаимосвязь между значениями константы скорости при двух температурах, T_1 и T_2 :

$$\left. \begin{aligned} \lg k_1 &= \lg A - \frac{E_a}{2.30RT_1}; \\ \lg k_2 &= \lg A - \frac{E_a}{2.30RT_2} \end{aligned} \right\}.$$

Вычтем второе равенство из первого:

$$\lg k_1 - \lg k_2 = \frac{E_a}{2.30R} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (13.20)$$

Уравнение (13.20) дает удобный способ вычисления константы скорости при некоторой температуре T_1 , если известны энергия активации и константа скорости k_2 при какой-либо другой температуре T_2 .

13.5. МЕХАНИЗМЫ РЕАКЦИЙ

Сведения о зависимости скорости химической реакции от концентраций, температуры и давления находят широкое практическое применение. Например, такими сведениями необходимо располагать при проектировании двигателей внутреннего сгорания, ракетных двигателей и других технических устройств, в которых происходят химические превращения. Но изучение кинетики химических реакций помимо таких практических целей

преследует и более фундаментальные задачи. Знание уравнения скорости реакции и ее энергии активации поможет разобраться в механизме реакции, т. е. в подробной картине ее протекания. Механизм реакции описывает ее путь или последовательность стадий, через которые она протекает, а также последовательность разрыва и образования новых связей и порядок изменений относительного положения атомов в ходе реакции. Установление детальных механизмов химических реакций представляет собой одну из величайших задач химии. Если известен механизм реакции, то с его помощью можно предсказать новые реакции и проверить эти предсказания на дополнительных экспериментах.

Простейшие механизмы имеют реакции, протекающие в одну стадию. Например, молекула может приобрести энергию, достаточную для разрыва каких-либо связей или их перегруппировки. Одностадийный процесс, в котором участвует только одна реагирующая молекула, как в данном примере, называется *мономолекулярным*.

Одностадийные реакции могут также протекать с участием двух (в этом случае реакции называются бимолекулярными) или трех (тримолекулярные реакции) молекул.

Одностадийные реакции, включающие одновременное столкновение трех молекул (тримолекулярные процессы), обычно имеют гораздо меньшую вероятность, чем мономолекулярные и бимолекулярные. Вероятность одновременного столкновения четырех или большего числа молекул и тем более вероятность того, что такие столкновения будут происходить сколько-нибудь регулярно, совершенно ничтожна; поэтому такие столкновения никогда не рассматриваются как часть предполагаемого механизма реакции.

Вообще говоря, порядок одностадийной реакции по каждому реагенту равен стехиометрическому коэффициенту при данном реагенте в полном химическом уравнении реакции. Очевидно, однако, что из рассмотрения полного химического уравнения нельзя заключить, является ли данная реакция одностадийной или состоит из нескольких последовательных стадий.

Многие химические реакции протекают в несколько мономолекулярных и бимолекулярных стадий; более того, это скорее является правилом, чем исключением.

Скорость полной реакции не должна быть выше скорости ее самой медленной стадии. Если одна из стадий реакции протекает намного медленнее других, то она и определяет скорость полной реакции; самая медленная стадия называется *лимитирующей* или *скоростьюопределяющей* стадией. Здесь мы сталкиваемся с ситуацией, напоминающей движение потока автомобилей через туннель. Скорость всего потока в этом случае определяется главным образом скоростью движения самых тихоходных автомобилей.

13.6. КАТАЛИЗ

Катализатор представляет собой такое вещество, которое изменяет скорость химической реакции, но само не подвергается окончательному химическому превращению в результате данного процесса. Почти все ката-

лизаторы повышают скорость реакций. Катализаторы участвуют в очень многих реакциях: в большинстве реакций, протекающих в человеческом организме, земной атмосфере, океанах и в промышленных химических процессах.

Многие прикладные химические исследования посвящены поиску новых и более эффективных катализаторов для реакций, имеющих промышленное значение. Значительные усилия исследователей направлены также на отыскание способов ингибирования или удаления катализаторов, способствующих нежелательным реакциям, например реакциям, протекающим при коррозии металлов, при процессах старения.

Катализатор, находящийся в реакционной системе в том же фазовом состоянии, что и основные участники химической реакции, называется *гомогенным катализатором*. Например, гомогенный катализатор реакции, протекающей в растворе, должен сам находиться в растворенном состоянии.

Если исходить из уравнения Аррениуса [уравнение (13.19)] для скорости химической реакции, то видно, что константа скорости k определяется энергией активации E_a , и частотным фактором A . Влияние катализатора на скорость реакции может заключаться в том, что он изменяет или E_a , или A . Катализатор оказывает наиболее сильное влияние на энергию активации E_a . Как правило, *катализатор понижает полную энергию активации химической реакции*. Понижение E_a катализатором схематически изображено на рис. 13.6.

Обычно катализатор понижает полную энергию активации, открывая для реакции совершенно новый путь.

Известно также, что многие реакции катализируются веществами, которые присутствуют в реакционной системе в иной фазе по сравнению с реагентами.

Гетерогенный катализатор находится в реакционной системе в ином по сравнению с реагирующими веществами фазовом состоянии. Например, реакция между молекулами в газовой фазе может катализироваться тонко измельченным оксидом какого-либо металла. В отсутствие катализатора реакция в газовой фазе протекает медленно. Однако при внесении катализатора реакция на поверхности твердого катализатора значительно ускоряется.

Реакции в растворах также могут катализироваться твердыми веществами. Гетерогенные катализаторы часто изготавливают из тонко измельченных металлов или оксидов металлов. Поскольку каталитические реакции протекают на поверхности, часто прибегают к специальным методам получения катализаторов с очень большой площадью поверхности.

Исходной стадией гетерогенного катализа обычно является адсорбция реагентов. Адсорбцию следует отличать от абсорбции. Адсорбция — это связывание молекул с поверхностью, тогда как абсорбция означает поглощение молекул в объеме другого вещества. Адсорбция происходит вследствие чрезвычайно высокой реакционной способности атомов или ионов на поверхности твердого вещества. В отличие от таких же частиц в объеме твердого вещества они имеют ненасыщенные валентные возможности. Благодаря способности поверхностных атомов или ионов

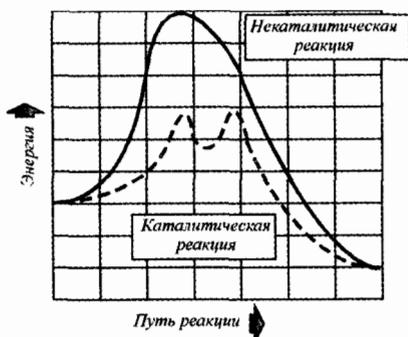


Рис. 13.6. Изменение пути реакции при использовании катализатора

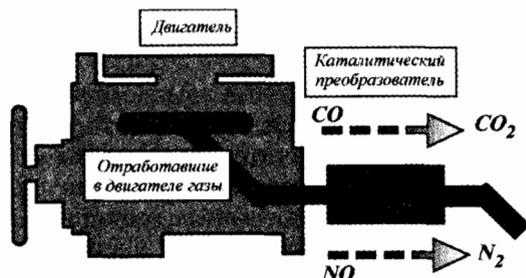


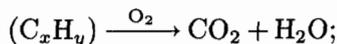
Рис. 13.7. Схема действия каталитического преобразователя на отработавшие газы двигателя

к образованию связей молекулы из газовой фазы или раствора могут связываться с поверхностью твердого вещества. В действительности не все атомы или ионы поверхности обладают реакционной способностью, так как на поверхности могут быть адсорбированы различные примеси (загрязнения), которые занимают многие потенциально реакционно-способные центры и блокируют дальнейшую реакцию. Места поверхности, на которых могут адсорбироваться реагирующие молекулы, называются *активными центрами*. Число активных центров, приходящееся на единицу массы катализатора, зависит от природы катализатора, от способа его приготовления и обработки непосредственно перед использованием.

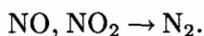
Гетерогенный катализ играет важную роль в борьбе с загрязнением городского воздуха. В образовании фотохимического смога участвуют два компонента автомобильных выхлопных газов — оксиды азота и несгоревшие углеводороды. Кроме того, выхлопные газы автомобилей могут содержать большое количество монооксида углерода. Даже при самом тщательном проектировании двигателя и подборе характеристик горючего нормальные условия эксплуатации автомобилей не позволяют снизить содержание этих загрязнителей в выхлопных газах двигателя до приемлемого уровня. Поэтому, прежде чем они попадут в воздух, их необходимо каким-то образом удалять из выхлопных газов. Для этого предназначен каталитический преобразователь.

Каталитический преобразователь, действие которого схематически изображено на рис. 13.7, должен выполнять две функции:

- окислять CO и несгоревшие углеводороды до CO_2 и H_2O



- восстанавливать оксиды азота до газообразного азота



Для выполнения этих двух функций требуется применение двух совершенно различных катализаторов. Создание единой успешно действующей

каталитической системы является очень трудной задачей. Участвующие в ней катализаторы должны иметь высокую эффективность в широком интервале температур, быть устойчивыми к отравлению различными примесями, содержащимися в бензине, которые также выбрасываются в составе выхлопных газов, и, наконец, обладать достаточной механической прочностью, чтобы противостоять турбулентному течению выхлопных газов и механическим сотрясениям при вождении автомобиля в различных условиях на расстояния в многие тысячи километров.

Восстановлению оксидов азота благоприятствуют термодинамические факторы. Например, они способствуют разложению NO на N₂ и O₂, хотя эта реакция протекает чрезвычайно медленно. Следовательно, для ее осуществления необходим катализатор. Наиболее эффективными катализаторами этой реакции являются оксиды переходных и благородных металлов, т. е. вещества тех же самых типов, которые катализируют окисление CO и углеводородов. Однако катализаторы, эффективно действующие в одной реакции, обычно оказываются гораздо менее активными в другой. Поэтому приходится подбирать каталитическую систему, состоящую из двух различных компонентов.

Активность каталитических преобразователей по мере их использования уменьшается в связи с потерями активного катализатора, его расстрескиванием и выкрошиванием в результате чередующихся нагревания и охлаждения, а также из-за отравления катализатора. Одним из наиболее активных каталитических ядов является свинец, который входит в состав тетраметилсвинца Pb(CH₃)₄ или тетраэтилсвинца Pb(C₂H₅)₄, добавляемых к бензину в качестве антидетонаторных присадок. Использование топлива со свинцовыми присадками вызывает настолько сильное отравление катализаторов, что в большинстве стран мира стали применять бензин без свинцовых присадок.

13.7. ХИМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ

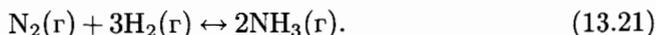
13.7.1. Константа равновесия

Многие химические реакции не протекают до конца, другими словами, смесь реагентов не полностью превращается в продукты. По прошествии некоторого времени изменение концентраций реагентов прекращается. Реакционная система в таком состоянии представляет собой смесь реагентов и продуктов реакции. Химическая система в таких условиях находится в состоянии так называемого *химического равновесия*.

Из всех химических реакций, которые люди научились проводить и контролировать для своих нужд, синтез аммиака из водорода и атмосферного азота, вероятно, имеет наибольшее значение. Единственным широко доступным источником азота на земле является атмосферный N₂. Таким образом, возникает проблема «связывания» атмосферного азота, т. е. превращения его в форму, усвояемую растениями. Этот процесс называют еще *фиксацией азота*.

Молекула N_2 обладает чрезвычайно низкой реакционной способностью. Ее низкая реакционная способность объясняется главным образом высокой прочностью тройной связи между атомами азота. Из-за наличия прочной связи $N \equiv N$ молекула азота с трудом вступает в химические реакции, приводящие к разрыву тройной связи $N \equiv N$ и образованию других связей с азотом. По этой причине процесс фиксации атмосферного азота проходит с большим трудом. В природе фиксация N_2 осуществляется при помощи особых связывающих азот бактерий, которые размножаются на корнях некоторых растений, например клевера и люцерны. Процесс связывания атмосферного азота в промышленных условиях впервые разработан Габерам.

В начале XX в. немецкий химик Фриц Габер, исследовавший энергетические соотношения в реакции между азотом и водородом, обнаружил, что из этих двух исходных веществ можно получить с приемлемым выходом аммиак. Уравнение такой химической реакции имеет вид



Двойная стрелка в этом уравнении указывает на обратимый характер реакции, т. е. на то, что наряду с образованием NH_3 из N_2 и H_2 возможно также разложение аммиака на исходные элементы.

Процесс Габера стал основным способом связывания атмосферного азота во всем мире. При разработке процесса, названного впоследствии его именем, Габер столкнулся с двумя совершенно разными проблемами. Во-первых, существует ли катализатор, который бы позволил осуществить данную реакцию с достаточно высокой скоростью при приемлемых на практике условиях. После длительных и трудных поисков Габеру удалось найти подходящий катализатор. Во-вторых (при условии, что катализатор удалось найти), необходимо было выяснить, до какой степени можно поднять выход аммиака, получаемого из азота?

Процесс Габера проводят в высокопрочном реакционном сосуде под давлением в несколько сотен атмосфер в присутствии катализатора и при температуре в несколько сотен градусов Цельсия. В таких условиях газообразные азот и водород реагируют друг с другом, образуя аммиак. Но в процессе реакции N_2 и H_2 расходуются не полностью. В какой-то момент времени реакция, по-видимому, приостанавливается, и в реакционной смеси временно присутствуют все три компонента. На рис. 13.8, а показано изменение концентраций N_2 , H_2 и NH_3 с течением времени. Состояние системы, в которой концентрации всех ее компонентов достигли постоянных значений, принято называть *химическим равновесием*. В условиях равновесия относительные количества N_2 , H_2 и NH_3 не зависят от наличия в системе катализатора. Однако они зависят от относительных количеств H_2 и N_2 , которые присутствовали в начале реакции. Кроме того, оказывается, что если при обычных условиях проведения реакции в сосуд помещать только аммиак, то после установления равновесия в системе снова появится смесь N_2 , H_2 и NH_3 . Изменения концентраций участников реакции в зависимости от времени для такого случая показаны на рис. 13.8, б. Сравнивая между собой обе части рис. 13.8, можно убедиться, что в равновесных условиях относительные концентрации N_2 , H_2 и NH_3 одинаковы независимо от

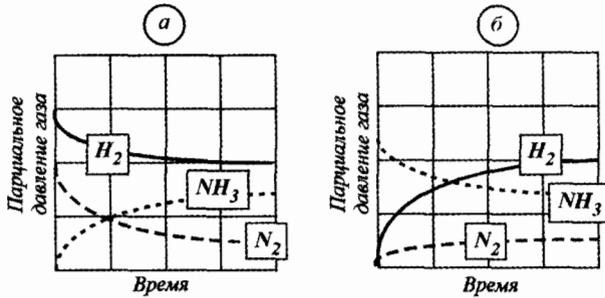


Рис. 13.8. Изменение парциальных давлений газов в процессе достижения равновесия

того, представляла ли собой исходная система смесь реагентов H_2 и N_2 в отношении 3:1 или же только чистый NH_3 . Таким образом, равновесие — это такое состояние системы, к которому можно приблизиться с двух противоположных направлений. Последнее свидетельствует о том, что равновесие не является статическим состоянием. Напротив, в состоянии равновесия протекают как прямая реакция [уравнение (13.21)], приводящая к образованию аммиака, так и обратная реакция, в которой из аммиака образуются H_2 и N_2 , но только обе реакции идут с совершенно одинаковыми скоростями. По этой причине скорость наблюдаемых изменений в системе оказывается равной нулю.

Тот факт, что к одним и тем же равновесным условиям можно подойти с двух совершенно различных исходных точек, свидетельствует как раз о том, что мы имеем дело с истинным равновесием. Такое равновесие очень важно отличать от другого состояния, которое иногда называют *метастабильным* (неустойчивым) *равновесием*. Допустим, что мы поместили в реакционный сосуд смесь N_2 , H_2 и NH_3 , но не внесли в нее катализатор. Установив, что концентрации компонентов этой смеси не меняются со временем, мы можем ошибочно заключить, что в системе установилось равновесие, т. е. скорости прямой и обратной реакции одинаковы. Однако скорости только кажутся одинаковыми, потому что они практически равны нулю. Истинное состояние равновесия достигается лишь в результате повышения температуры, которая ускоряет реакцию, или при внесении катализатора.

Путем систематических изменений относительных количеств N_2 , H_2 и NH_3 в исходной смеси газов и последующего анализа газовых смесей в равновесных условиях можно установить, какому закону подчиняется состояние равновесия. Задолго до работы Габера, еще в девятнадцатом столетии, химики проводили подобные исследования над другими химическими системами. В 1864 г. Като Максимилиан Гульберг и Петер Вааге сформулировали *закон действующих масс*, который выражает относительные концентрации реагентов и продуктов в равновесных условиях через величину, называемую константой равновесия.

Рассмотрим реакцию общего вида:



где A , B , K и S — химические вещества, участвующие в реакции; j , k , p , q — стехиометрические коэффициенты в полном уравнении реакции.

Согласно закону действующих масс, в условиях равновесия выполняется соотношение

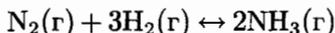
$$K = \frac{[R]^p \cdot [S]^q}{[A]^j \cdot [B]^k}, \quad (13.23)$$

где K — постоянная величина, называемая *константой равновесия*, а квадратные скобки означают *концентрации* соответствующих веществ. Закон действующих масс применим лишь к системе, достигшей состояния равновесия. В общем случае константа равновесия равна отношению произведения концентраций всех продуктов реакции в степенях, равных стехиометрическим коэффициентам при каждом продукте в полном уравнении реакции, к произведению концентраций всех реагентов в соответствующих степенях. (Следует запомнить, что в выражении для константы равновесия принято записывать в *числителе* отношения концентрации *продуктов*, а в *знаменателе* — концентрации *реагентов*).

Константа равновесия имеет постоянное значение, не зависящее при заданной температуре от исходных концентраций реагентов и продуктов. Не имеет также значения и присутствие в реакционной системе других веществ, если только они не изменяют концентраций какого-либо реагента или продукта в результате химической реакции. Однако значение константы равновесия зависит от температуры.

Чтобы вычислить значение константы равновесия K , найденные равновесные концентрации нужно подставить в выражение для константы равновесия [уравнение (13.23)]. В тех случаях, когда концентрации измеряются в молях на литр (М), константу равновесия обозначают символом K_c .

Одной из первых задач, возникших перед Габером и его сотрудниками, когда они приступили к работе над проблемой синтеза аммиака, было определение численного значения константы равновесия синтеза NH_3 при различных температурах. Если бы значение K для этой реакции оказалось слишком низким, это означало бы, что количество образующегося NH_3 было бы мало в сравнении с используемыми исходными количествами N_2 и H_2 . В таком случае можно сказать, что равновесие реакции



сдвинуто влево, т. е. в сторону образования реагентов. Ясно, что, если бы равновесие было сдвинуто влево слишком сильно, это не позволило бы разработать удовлетворительный процесс синтеза аммиака.

Значение константы равновесия K можно вычислить по известным равновесным концентрациям всех реагентов и продуктов, участвующих в реакции. Такие данные можно получить непосредственно из экспериментальных измерений.

Химическая формула вещества, заключенная в квадратные скобки, например $[\text{NH}_3]$, означает *концентрацию* данного вещества. Для реакций в растворах концентрации обычно выражают в молях на литр, т. е. указывают молярную концентрацию, или молярность. Для реакций в газовой фазе в качестве единиц измерения концентрации можно также пользоваться мо-

лярностью, но можно наряду с этим измерять концентрации парциальными давлениями соответствующих газов, выраженных в единицах давления. При использовании молярных концентраций константу равновесия обозначают символом K_c , а при измерении концентраций газообразных веществ в единицах давления константу равновесия обозначают символом K_p .

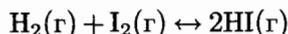
Уравнение состояния идеального газа (3.116) позволяет найти связь между парциальными давлениями в атмосферах и молярными концентрациями и, следовательно, дает возможность переходить от K_c к K_p , и наоборот:

$$p = \frac{n}{V} RT = MRT, \quad (13.24)$$

где $M = n/V$ — молярная концентрация (M) газа (число его молей в литре). Найденное соотношение между давлением и молярной концентрацией газа позволяет установить общее выражение, связывающее между собой K_c и K_p :

$$K_p = K_c(RT)^{\Delta n}. \quad (13.25)$$

Величина Δn в этой формуле означает изменение числа молей газа при переходе от реагентов к продуктам, т. е. разность между числом молей газообразных продуктов и числом молей газообразных реагентов. Например, в реакции



два моля HI (коэффициент в полном уравнении реакции равен 2) образуются из двух молей газообразных реагентов ($1\text{H}_2 + 1\text{I}_2$). Следовательно,

$$\Delta n = 2 - 2 = 0,$$

а поэтому для данной реакции $K_p = K_c$.

По величине константы равновесия K можно судить о степени протекания реакции. При очень большом значении K реакция должна быть сильно смещена вправо (в сторону продуктов), а при очень низком значении K реакция протекает в очень незначительной степени, и равновесная смесь содержит преимущественно реагенты. Помимо этого, по константе равновесия можно:

- предсказывать направление, в котором будет изменяться реакционная смесь по мере приближения к равновесию;
- вычислять концентрации реагентов и продуктов по достижении равновесия.

Допустим, что смесь 2.00 моля H_2 , 1.00 моля N_2 и 2.00 моля NH_3 поместили в сосуд объемом 1 литр при температуре 472 К. Будет ли реакция между N_2 и H_2 давать дополнительное количество NH_3 ? Подставив начальные концентрации N_2 , H_2 и NH_3 в выражение для константы равновесия реакции, найдем:

$$\frac{[\text{NH}_3]^2}{[\text{N}_2][\text{H}_2]^3} = \frac{2.00^2}{1.0 \cdot 2.00^3} = 0.500.$$

При заданной температуре $K_c = 0.105$. Следовательно, для того чтобы система приблизилась к равновесию, значение отношения

$$\frac{[\text{NH}_3]^2}{[\text{N}_2][\text{H}_2]^3}$$

должно уменьшиться с 0.500 до 0.105. Это произойдет при уменьшении $[\text{NH}_3]$ и увеличении $[\text{N}_2]$ и $[\text{H}_2]$. Следовательно, по мере образования $[\text{N}_2]$ и $[\text{H}_2]$, из $[\text{NH}_3]$ реакция будет смещаться в сторону установления равновесия, другими словами, реакция должна протекать справа налево.

Подставляя произвольные концентрации реагентов и продуктов в выражение для константы равновесия, как было сделано выше, мы получим кажущуюся константу равновесия, которую обозначают буквой Q . Кажущаяся константа равновесия становится равной истинной константе равновесия K только тогда, когда концентрации всех компонентов реакционной системы достигнут своих равновесных значений, $Q = K$ только при равновесии. Мы убедились, что если кажущаяся константа равновесия больше K , то вещества, указанные в правой части химического уравнения реакции, должны реагировать с образованием веществ, указанных в его левой части, другими словами, реакция приближается к равновесному состоянию, смещаясь справа налево. Если $Q > K$, реакция сдвигается справа налево. И наоборот, если $Q < K$, реакция приближается к равновесному состоянию с образованием дополнительного количества продуктов (смещается слева направо).

Если известна константа равновесия некоторой реакции, то можно вычислить концентрации веществ в реакционной смеси при равновесии. Сложность такого расчета зависит от нескольких факторов: сложности химического уравнения реакции и от того, какие концентрации уже известны.

13.7.2. Факторы, влияющие на равновесие.

Принцип Ле Шателье

Разрабатывая процесс синтеза аммиака из N_2 и H_2 , Габер пытался установить, при изменении каких факторов выход NH_3 увеличивается. Определив значения константы равновесия при разных температурах, он вычислил равновесные количества NH_3 , образующиеся в различных условиях. Результаты некоторых из его расчетов приведены ниже.

Температура, °C	Полное давление реакционной смеси, МПа			
	20	30	40	50
400	38.7	47.8	54.9	60.6
450	27.4	35.9	42.9	48.8
500	18.9	26.0	32.2	37.8
600	8.8	12.9	16.9	20.8

Отметим, что выход NH_3 уменьшается при повышении температуры и возрастает при увеличении давления. Рассмотрим три способа, с помощью которых можно сместить химическое равновесие:

- добавление в реакционную систему дополнительных количеств реагентов или продуктов;
- изменение давления;
- изменение температуры.

В системе, находящейся в состоянии динамического равновесия, прямой и обратный процессы протекают с одинаковыми скоростями. Изменение условий, в которых находится система, может нарушить состояние равновесия. В результате этого равновесие смещается до тех пор, пока не установится новое равновесие. Принцип Ле Шателье указывает, что смещение равновесия должно происходить в таком направлении, чтобы свести к минимуму или уменьшить влияние воздействия, вызвавшего нарушение равновесия. Следовательно, *если в химическую систему, находящуюся в равновесии, добавить какое-либо вещество (реагент или продукт), реакция сместится таким образом, чтобы равновесие восстанавливалось в результате поглощения части добавленного вещества. И наоборот, удаление из равновесной системы какого-либо вещества приводит к смещению равновесия в направлении, соответствующем образованию дополнительного количества данного вещества.*

Например, добавление водорода в равновесную смесь H_2 , N_2 и NH_3 должно смещать равновесие системы в таком направлении, чтобы давление водорода уменьшилось в сторону его исходного значения. Это возможно только в том случае, если равновесие смещается в направлении образования дополнительного количества NH_3 . Одновременно произойдет и некоторое уменьшение количества N_2 . Добавление в равновесную систему дополнительного количества N_2 точно так же вызовет смещение равновесия в сторону образования нового количества аммиака. Вместе с тем если добавить в равновесную систему NH_3 , то, согласно принципу Ле Шателье, равновесие сместится в направлении, соответствующем снижению концентрации NH_3 в сторону его исходного значения; другими словами, некоторая часть добавленного аммиака должна разложиться на N_2 и H_2 .

К тем же самым выводам можно прийти, рассматривая влияние добавления или удаления какого-либо вещества на кажущуюся константу равновесия. Например, при удалении NH_3 из равновесной смеси

$$\frac{[\text{NH}_3]^2}{[\text{N}_2] \cdot [\text{H}_2]^3} = Q < K.$$

Поскольку $Q < K$, реакция смещается слева направо, что означает образование дополнительного количества NH_3 и уменьшение $[\text{N}_2]$ и $[\text{H}_2]$, в результате чего устанавливается новое равновесие, которое по-прежнему описывается константой равновесия K .

Если из реакционной системы непрерывно удалять образующиеся в ней продукты, реакция будет смещаться в сторону образования все новых и новых продуктов. Сжигая образующийся NH_3 , можно значительно повысить выход NH_3 в процессе Габера; одновременно с удалением жидкого NH_3 газообразные N_2 и H_2 используются для очередного цикла реакции, что позволяет получить дополнительное количество NH_3 . Если реакцию проводят так, что равновесие не успевает установиться вследствие удаления продуктов, или если константа равновесия имеет очень большую величину,

то реакция идет практически до конца. В таких случаях химическое уравнение реакции принято записывать при помощи не двойной, а одинарной стрелки: реагенты \rightarrow продукты.

Если повышать полное давление системы, находящейся в состоянии равновесия, путем уменьшения ее объема, то система реагирует на это смещением равновесия в сторону уменьшения объема. Практически это означает, что смещение происходит в сторону уменьшения числа молей газа в системе. И наоборот, уменьшение давления в результате увеличения объема приводит к смещению реакции в сторону образования дополнительного количества молекул газа.

Важно запомнить, что изменение полного давления не приводит к изменению величины константы равновесия K , если только при этом температура остается постоянной. Изменение давления приводит только к изменениям концентраций газообразных веществ.

Изменения концентраций или полного давления могут вызывать смещение равновесия, но константа равновесия при этом не изменяется. Однако изменения температуры влияют на величину констант равновесия почти всех реакций.

Константы равновесия всех экзотермических реакций, т. е. реакций, протекающих с выделением теплоты, при повышении температуры уменьшаются. В отличие от этого константы равновесия эндотермических реакций с повышением температуры увеличиваются.

С помощью принципа Ле Шателье можно вывести правила для температурной зависимости констант равновесия. Когда вследствие повышения температуры в систему поступает некоторое дополнительное количество теплоты, равновесие должно сместиться в таком направлении, чтобы частично устранить влияние поступившей теплоты. Следовательно, оно смещается в сторону поглощения теплоты. Если реакция в прямом направлении является экзотермической, в обратном направлении она должна быть эндотермической. Следовательно, если теплота подводится к равновесной системе, которая является экзотермической в направлении прямой реакции, то равновесие смещается в обратном направлении, т. е. в сторону образования реагентов. В итоге можно сформулировать следующее правило: *если к равновесной системе, находящейся при постоянном давлении, подводить теплоту, то равновесие сместится в сторону поглощения теплоты.* И наоборот, если теплоту отводить из равновесной системы, то равновесие сместится в сторону выделения теплоты.

13.8. СВЯЗЬ МЕЖДУ ХИМИЧЕСКИМ РАВНОВЕСИЕМ И ХИМИЧЕСКОЙ КИНЕТИКОЙ

Очень важно проводить четкое различие между равновесным состоянием системы и скоростью, с которой система приближается к равновесию. Представим себе систему, которая вначале состоит только из молекул реагентов и не содержит молекул продуктов. Когда в такой системе начинают происходить изменения, в ней протекает лишь прямая реакция, приводящая к образованию продуктов. Однако по мере накопления продуктов

начинает протекать и обратная реакция. Во многих системах обратная реакция идет настолько медленно, что ею можно полностью пренебречь. В этом случае изменения в системе продолжают происходить до тех пор, пока практически все молекулы реагентов не превратятся в продукты. О реакциях подобного типа говорят, что они протекают до конца. Несмотря на то, что обратная реакция, приводящая к превращению продуктов в реагенты, в принципе возможна, она не наблюдается.

Однако во многих реакциях обратный процесс протекает гораздо быстрее. По прошествии некоторого времени молекулы реагентов начинают образовываться почти с такой же скоростью, с какой они сами вступают в реакцию, образуя продукты. Когда скорости двух противоположных процессов уравниваются, результирующая скорость изменений в системе становится равной нулю и система оказывается в состоянии химического равновесия. Истинное химическое равновесие всегда включает конкуренцию двух противоположно направленных процессов, протекающих с одинаковой скоростью, независимо от конкретного механизма или пути реакции, по которому она осуществляется. На рис. 13.9 показан энергетический профиль одностадийной реакции между реагентами A и B , приводящей к продуктам C и D :



В состоянии равновесия скорость, с которой реагенты преодолевают энергетический барьер и образуют продукты, становится равной скорости, с которой продукты преодолевают энергетический барьер в обратном направлении, образуя реагенты. Поскольку мы выбрали для рассмотрения случай, когда реакция идет в одну бимолекулярную стадию в любом направлении, уравнение скорости для прямой и обратной реакций должно иметь второй порядок. Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} \text{скорость прямой реакции} &= k_{\text{пр}}[A] \cdot [B] \\ \text{скорость обратной реакции} &= k_{\text{обр}}[C] \cdot [D] \end{aligned} \right\}.$$

При равновесии обе эти скорости должны быть равны друг другу:

$$k_{\text{пр}}[A] \cdot [B] = k_{\text{обр}}[C] \cdot [D].$$

После преобразования этого равенства имеем:

$$\frac{k_{\text{пр}}}{k_{\text{обр}}} = \frac{[C] \cdot [D]}{[A] \cdot [B]} = K.$$

Следовательно, константа равновесия оказывается равной отношению констант скоростей прямой и обратной реакций. Напомним, что скорость реакции уменьшается при возрастании высоты энергетического барьера активации. Как видно на рис. 13.9, в рассматриваемом случае барьер для прямой реакции $E_{\text{пр}}$ ниже, чем для обратной реакции $E_{\text{обр}}$. Следовательно, $k_{\text{пр}}$ должна быть больше, чем $k_{\text{обр}}$, а K выражаться большим числом. Это согласуется с тем фактом, что в рассматриваемой реакции энергии продуктов ниже энергий реагентов.

Энергетический барьер реакции можно понизить путем введения катализатора, как это показано штриховой линией на рис. 13.9. В присутствии

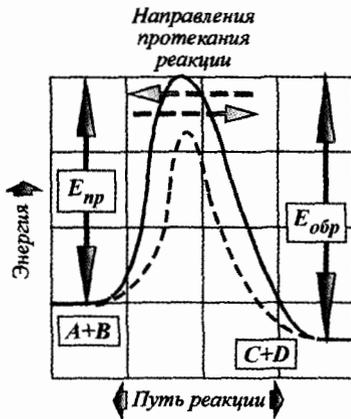


Рис. 13.9. Энергетический профиль одностадийной реакции

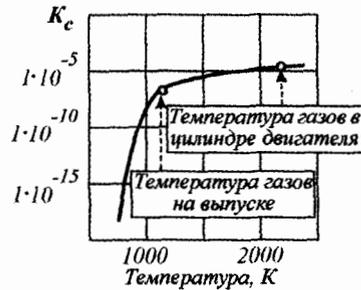


Рис. 13.10. Зависимость константы равновесия от температуры

катализатора повышаются скорости как прямой, так и обратной реакций. В самом деле, катализатор оказывает одинаковое влияние на константы скоростей прямой и обратной реакций. Другими словами, никакой катализатор не способен снизить барьер активации только прямой, но не обратной реакции. Поскольку константы скоростей прямой и обратной реакций подвергаются одинаковому воздействию, их отношение не меняется. На этом основано правило, согласно которому *катализатор изменяет скорость достижения равновесия, но не влияет на значение константы равновесия*.

Выхлопные газы, покидающие цилиндр двигателя внутреннего сгорания, имеют все еще довольно высокую температуру, вероятно, порядка 1200 К. При такой температуре, как следует из рис. 13.10, константа образования NO сильно уменьшается.

Но скорость распада NO на N_2 и O_2 все же слишком низка, чтобы количество NO успело значительно уменьшиться, прежде чем газы еще больше остынут. Удаление NO из выхлопных газов зависит от того, удастся ли найти катализатор, действующий при температуре выхлопных газов и способствующий превращению NO во что-нибудь менее вредное. Если удастся найти катализатор, который будет в выхлопной системе автомобиля превращать NO снова в N_2 и O_2 , равновесие между ними окажется вполне благоприятным. Но пока что не найден катализатор, способный выдерживать тяжелые условия работы в выхлопной системе автомобиля и катализировать превращение NO в N_2 и O_2 . Существующие катализаторы катализируют реакцию NO с H_2 или CO.

13.9. СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ, ЭНТРОПИЯ И РАВНОВЕСИЕ

13.9.1. Самопроизвольные процессы

При изучении любой химической реакции возникают два важнейших вопроса. Насколько далеко в сторону завершения может протекать реакция?

Как быстро достигает она состояния равновесия? Ответ на первый вопрос дают сведения о константе равновесия. Ответ на второй вопрос можно получить, изучая скорость реакции.

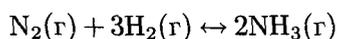
При первом знакомстве с химическим равновесием мы определяли его с кинетической точки зрения: равновесие устанавливается в том случае, когда противоположно направленные реакции идут с одинаковыми скоростями. Однако к рассмотрению равновесия можно подойти и на основе термодинамики — той области науки, которая имеет дело с энергетическими соотношениями. В данной главе мы покажем, что положение равновесия можно предсказывать, пользуясь определенными законами и представлениями термодинамики.

Термодинамика основана на нескольких фундаментальных законах, обобщающих накопленный человечеством опыт наблюдений над превращениями энергии. Первый закон термодинамики¹ известен как закон сохранения энергии. Это означает, что в таких процессах, как падение камня, плавление льда или химическая реакция, энергия не создается и не уничтожается. Она передается из одной части Вселенной в другую или превращается из одной формы в другую, но в сумме всегда остается постоянной.

В том случае, если конкретно указан определенный процесс или превращение, первый закон позволяет, фигурально говоря, вести бухгалтерский учет выделяемого тепла, выполненной работы и т. п. Однако он ничего не говорит о том, будет ли в действительности идти рассматриваемый процесс. Этот вопрос решается на основе второго закона термодинамики.

Второй закон термодинамики выражает то наблюдение, что любая неравновесная система изменяет свое состояние в определенном, характерном для нее направлении. Для того чтобы состояние такой системы изменялось в противоположном направлении, необходимо подводить к ней энергию. Например, если выпустить из рук камень, он упадет на пол. Вода, помещенная в испаритель холодильника, превращается в лед. Блестящий гвоздь, оставленный под открытым небом, постепенно ржавеет. Для протекания каждого из этих процессов не нужен посторонний источник энергии; такие процессы называются *самопроизвольными*. Для каждого самопроизвольного процесса можно представить себе обратный процесс. Например, можно вообразить, что камень поднимется с пола к нам в руки, лед начнет плавиться при температуре — 10°С, а ржавый железный гвоздь превратится в блестящий. Но никто не поверит, что такие процессы будут идти самопроизвольно. Если бы такое показали в кино, мы бы решили, что фильм пустили в обратную сторону. Жизненный опыт, приобретенный в многолетних наблюдениях за действиями природы, сводится к простому правилу: *процессы, самопроизвольно протекающие в одном направлении, не являются самопроизвольными в обратном направлении.*

Рассмотрим реакцию, о которой много говорилось ранее:



¹ См. гл. 4 части 1 пособия.

Когда N_2 и H_2 смешивают при некоторой температуре, скажем при 472 К, реакция между ними протекает в прямом направлении; такой процесс является *самопроизвольным*. Однако если смесь 1.00 моля N_2 , 3.00 моля H_2 и 1.00 моля NH_3 , поместить в сосуд объемом 1 литр при 472 К, то не сразу можно установить, будет ли идти самопроизвольное образование дополнительного количества NH_3 . Но если известно значение константы равновесия K_c , которое при указанной температуре равно 0.105, то мы можем предсказать, в каком направлении будет реакция приближаться к положению равновесия. В рассматриваемом случае

$$Q = \frac{[NH_3]^2}{[N_2] \cdot [H_2]^3} = \frac{[1.00]^2}{[1.00] \cdot [H_2]^3} = 0.0370.$$

Поскольку кажущаяся константа равновесия Q меньше истинной константы равновесия K_c , система должна самопроизвольно смещаться к равновесию путем образования дополнительного количества NH_3 . Обратный процесс, превращение NH_3 в N_2 и H_2 , не является самопроизвольным для указанной смеси реагирующих веществ при 472 К.

Процесс, посредством которого система достигает равновесия, представляет собой самопроизвольное изменение. Он может быть быстрым или медленным; термодинамика не дает никаких сведений о скорости протекания процесса.

13.9.2. Энергетические эффекты в химических реакциях

Ранее были рассмотрены различные формы энергии¹. Как известно, энергия может быть преобразована из одной формы в другую форму. При этом соблюдается баланс в процессах преобразования энергии, установленный первым законом термодинамики. Во многих устройствах, используемых человеком в повседневной деятельности, происходят процессы преобразования энергии. В цилиндре ДВС окисляется топливо, в результате чего химическая энергия топлива преобразуется в тепловую форму. В настоящее время реакция окисления топлива является основным способом получения энергии в тепловой форме. В дальнейшем с помощью специальных машин эта форма энергии может быть изменена в механическую, электрическую и иную форму.

Сгорание угля представляет собой хорошо известную реакцию окисления топлива, протекающую с выделением энергии в тепловой форме. Рассмотрим горение (окисление) куска магниевой ленты:

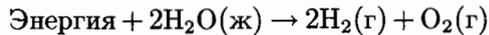


В этой реакции атомы магния и кислорода можно рассматривать как объект изучения (систему). Все, что окружает эту систему, представляет собой окружающую среду. В соответствии с первым законом термодинамики энергия не исчезает, она только передается от одного тела к другому. Поскольку энергия не исчезает и не возникает вновь, то энергия, теряемая рассматриваемой системой, должна поступать в окружающую

¹ См. гл. 2 части 1 пособия.

среду и, наоборот, энергия, приобретаемая системой, должна поступать из окружающей среды. В рассмотренном выше примере энергия, теряемая системой в результате перегруппировки атомов металлического магния и газообразного кислорода в оксид магния MgO , поступает в окружающую среду. Химические и физические превращения, которые сопровождаются выделением тепловой энергии в окружающую среду, называются *экзотермическими*. Процессы, идущие с поглощением энергии в тепловой форме, называются *эндотермическими*.

Примером эндотермической реакции является разложение воды на составляющие ее элементы:



Такую эндотермическую реакцию можно осуществить только при условии подвода к воде электрической энергии.

Тепловым эффектом химической реакции называют то количество тепловой энергии (энергии в тепловой форме), которое должно быть получено продуктами реакции (или отведено от них), чтобы они имели такую же температуру, как исходные вещества.

Таким образом, в ходе химической реакции энергия в форме теплоты может подводиться к продуктам реакции, или отводиться от них. Если наблюдать за продуктами реакции «со стороны», то можно сказать, что при *подводе* тепловой энергии к продуктам реакции она как бы *затрачивается*, а поэтому ей приписывали знак минус. Следовательно, тепловой эффект *эндотермической* реакции записывали со знаком минус. Если тепловая энергия в ходе реакции отводилась от продуктов, то получали прибыль энергии, которую записывали со знаком минус. Такое правило знаков существовало до тех пор, пока в термодинамике не было установлено правило знаков с позиций системного подхода к исследованию явлений природы. Термодинамический подход требует строгого установления объекта исследования и его границ. В данном случае изучаемой системой являются продукты химической реакции. Ранее нами было установлено следующее правило термодинамических знаков:

- если тепловая энергия подводится к термодинамической системе, то она записывается со знаком плюс. В этом случае тепловой эффект *эндотермической* реакции (она происходит с поглощением тепловой энергии) записывается со знаком плюс;
- если тепловая энергия отводится от термодинамической системы, то она записывается со знаком минус. В этом случае тепловой эффект *экзотермической* реакции (она происходит с выделением тепловой энергии) записывается со знаком минус.

Такую систему термодинамических знаков иногда называют «эгоистической».

Тепловой эффект химической реакции необходимо знать для того, чтобы правильно рассчитывать тепловой баланс в химическом реакторе, грамотно и безопасно проводить химическую реакцию, подбирать материал сосуда для ее проведения. Экзотермические реакции происходят в цилиндрах ДВС, в которых окисляются углерод и водород с выделением

большого количества тепловой энергии. Переход в ракетной технике от углеводородного топлива к водороду, горение которого более экзотермично, чем горение углеводородов, потребовал по-новому решить вопрос о защите стенок камеры сгорания.

Но не только поэтому важен тепловой эффект химической реакции. Дело в том, что он часто определяет саму возможность протекания химической реакции. Например, соединение водорода с кислородом или разложение оксида ксенона XeO_3 сопровождается взрывом именно потому, что эти реакции очень экзотермичны.

В ходе химической реакции одни химические соединения превращаются в другие. Если суммарная внутренняя энергия конечных продуктов реакции U_2 будет меньше суммарной внутренней энергии U_1 исходных веществ, то это означает, что часть внутренней энергии исходных веществ была отдана окружающей среде в форме теплоты (путем теплового взаимодействия). Следовательно, в ходе химической реакции должна выделяться или поглощаться энергия в форме теплоты.

Вместе с тем было установлено, что тепловой эффект реакции зависит от внешних условий, в которых она происходит. Ранее было оговорено, что тепловой эффект реакции оценивается при условии равенства температур продуктов реакции (конечных соединений) и исходных веществ. Но химическая реакция может протекать как при постоянном объеме, так и при постоянном давлении.

Пусть химическая реакция происходит при *постоянном объеме* ($V = \text{idem}$). На основании первого закона термодинамики¹ можно записать:

$$\Delta U = Q - W = Q - \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} p dV.$$

Так как объем не изменяется ($V_{\text{кон}} = V_{\text{нач}}$), то последнее выражение можно представить в виде:

$$\Delta U = Q.$$

Если $Q > 0$, то и $\Delta U > 0$, т. е. внутренняя энергия системы увеличивается. Реакция в этом случае эндотермическая. Если $Q < 0$, то и $\Delta U < 0$, есть внутренняя энергия системы уменьшается. Реакция в этом случае экзотермическая.

Пусть химическая реакция происходит при *постоянном давлении* ($p = \text{idem}$). На основании первого закона термодинамики можно записать:

$$\Delta U = Q - W = Q - \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} p dV = Q - p \int_{V_{\text{нач}}}^{V_{\text{кон}}} dV = Q - p\Delta V.$$

Если $Q > p\Delta V$, то $\Delta U > 0$, т. е. внутренняя энергия системы увеличивается. Реакция в этом случае эндотермическая. Если $Q < p\Delta V$, то $\Delta U < 0$, есть внутренняя энергия системы уменьшается. Реакция в этом случае экзотермическая.

¹ См. выражение (4.40).

Приведенные выше рассуждения позволяют записать следующую систему выражений:

$$\left. \begin{aligned} Q_{V=idem} &= \Delta U \\ Q_{p=idem} &= \Delta U + p\Delta V \end{aligned} \right\}.$$

В химической термодинамике важное значение имеют реакции, протекающие при постоянном давлении ($p = idem$). Поэтому в дальнейшем будем рассматривать только такие реакции, если специально не оговорено иное.

Второе выражение приведенной выше системы можно записать в виде:

$$\begin{aligned} Q &= U_{\text{кон}} - U_{\text{нач}} + pV_{\text{кон}} - pV_{\text{нач}} = U_{\text{кон}} + pV_{\text{кон}} - U_{\text{нач}} - pV_{\text{нач}} = \\ &= (U_{\text{кон}} + pV_{\text{кон}}) - (U_{\text{нач}} + pV_{\text{нач}}). \end{aligned}$$

Как известно, величину $U + pV = H$, называют *энтальпией*. Следовательно, последнее выражение можно представить в виде:

$$Q = H_{\text{кон}} - H_{\text{нач}} = \Delta H.$$

Таким образом, тепловой эффект Q реакции, протекающей при постоянном давлении ($p = idem$), равен разности энтальпий продуктов химической реакции и исходных веществ.

Практика показала, что при обсуждении тепловых эффектов, в том числе и химических реакций, сопровождаемых тепловыми явлениями, удобно пользоваться такой термодинамической величиной, как *энтальпия*¹ (обозначается H). Большинство химических реакций осуществляются при практически *постоянном* атмосферном давлении. Кроме того, реагирующая система нередко поглощает теплоту или отдает ее окружающей среде, так что температура системы остается постоянной. Изменение энтальпии ΔH в ходе процесса, осуществляемого при постоянном давлении, равно количеству энергии в тепловой форме, выделяемой или поглощаемой системой в ходе этого процесса.

Один моль жидкой воды при 25°C и нормальном атмосферном давлении имеет определенную энтальпию. Если удвоить количество воды до 2 молей, энтальпия также удвоится. Следовательно, энтальпия является экстенсивным свойством системы, подобно объему и массе. Однако можно определить *удельную* энтальпию одного моля воды. Энтальпия зависит от физического состояния воды. Например, энтальпия жидкой воды при 50°C или газообразной воды при 25°C отличаются от энтальпии жидкой воды при 25°C.

Напомним, что изменение энтальпии системы в любом *процессе* не *зависит* от пути перехода системы из начального положения в конечное положение. Ее изменение определяется только начальным и конечным состояниями рассматриваемой системы. Поэтому энтальпия является функцией состояния.

При протекании химической реакции энтальпии продуктов в общем случае отличаются от энтальпий реагентов. Это означает, что переход от реагентов к продуктам сопровождается результирующим, суммарным, изменением энтальпии системы. Изменение энтальпии в произвольной реак-

¹ См. гл. 4 части 1 пособия.

ции $\Delta H_{\text{реакции}}$ представляет собой разность между суммарной энтальпией продуктов и суммарной энтальпией реагентов:

$$\Delta H_{\text{реакции}} = H_{\text{продуктов}} - H_{\text{реагентов}}.$$

Таким образом, если энтальпия продуктов меньше, чем энтальпия реагентов, величина ΔH должна быть *отрицательной*, а если продукты имеют большую энтальпию, чем реагенты, величина ΔH должна быть *положительной*.

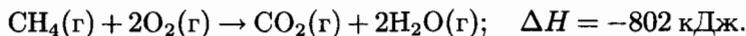
Изменение энтальпии в результате химического или физического процесса проявляется различными способами. Например, ее можно обнаружить по выделению тепловой или световой энергии, либо по поглощению тепловой энергии.

Таким образом,

- если в ходе некоторой химической реакции изменение энтальпии ΔH при переходе от реагентов к продуктам отрицательно, то реакция протекает с *выделением* энергии в тепловой форме;
- если в ходе некоторой химической реакции изменение энтальпии ΔH при переходе от реагентов к продуктам положительно, то реакция протекает с *поглощением* энергии в тепловой форме.

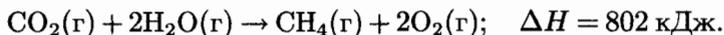
В первом случае реакция является экзотермической, а во втором случае — эндотермической.

Экспериментально установлено, что при сгорании (окислении) 1 моля метана CH_4 выделяется 802 килоджоуля тепловой энергии, если процесс протекает при постоянном давлении. Этот факт записывается следующим образом:



Отрицательное значение ΔH указывает на то, что процесс является экзотермическим. Сгорание 1 моля CH_4 приводит к выделению 802 килоджоуля тепловой энергии, а сгорание 2 молей CH_4 приводит к выделению 1604 килоджоуля тепловой энергии, т. е. в два раза больше.

Нетрудно понять, что изменение энтальпии ΔH реакции равно по величине, но обратно по знаку изменению энтальпии обратной реакции:



Если бы при сгорании CH_4 выделялось больше тепловой энергии, чем в обратной реакции, то этими реакциями можно было бы воспользоваться для получения бесконечного количества тепловой энергии. Сжигая некоторое количество CH_4 , достаточно было бы лишь сохранить ту часть полученной энергии в тепловой форме, которая необходима для восстановления CH_4 , а остальную часть преобразовать в механическую форму. После восстановления CH_4 его можно снова сжечь и повторять этот процесс до бесконечности, постоянно получая тепловую энергию в большем количестве. Но этот процесс противоречит первому закону термодинамики — всеобщему закону сохранения энергии.

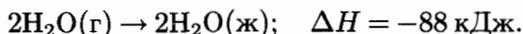
Первый закон термодинамики (первый закон термодинамики применительно к химическим реакциям) гласит:

- количество тепловой энергии, поглощаемой (выделяемой) при разложении какого-либо сложного вещества на простые вещества, равно количеству тепловой энергии, выделяющейся (поглощаемой) при образовании этого же сложного вещества из простых веществ¹.

Иногда употребляют более простую формулировку этого закона:

- тепловой эффект прямой реакции равен тепловому эффекту обратной реакции с обратным знаком.

Изменение энтальпии реакции зависит также от состояния реагентов и продуктов. Если бы в реакции сгорания метана вода получалась не в газообразной, а в жидкой фазе, то ΔH оказалось бы равным -890 килоджоулей вместо -802 килоджоуля. В этом случае в окружающую среду передается большее количество тепловой энергии. Это увеличение тепловой энергии обусловлено переходом 2 молей воды из газообразного в жидкое состояние, в результате которого дополнительно выделяется еще 88 килоджоулей тепловой энергии:



Этот пример указывает на то, что в уравнениях химических реакций необходимо указывать состояние реагентов и продуктов.

Чтобы не было разнобоя в термохимических данных, и чтобы легко можно было бы эти данные сравнивать и использовать в расчетах, химики договорились выбирать некоторые стандартные условия.

Желательно, чтобы эти стандартные условия в наибольшей степени соответствовали реальным условиям протекания химических реакций. Тогда рассматривая тепловые эффекты каких-то процессов при обычных условиях, можно было бы использовать табличные данные без поправок на изменение условий. Кроме того, стандартные условия желательно выбирать такими, чтобы их легко было создать в лабораторных условиях.

После длительных дискуссий было принято решение о том, что стандартная температура равна 25°C (298.16 K), а давление -101325 Па ($\sim 0.1 \text{ МПа}$).

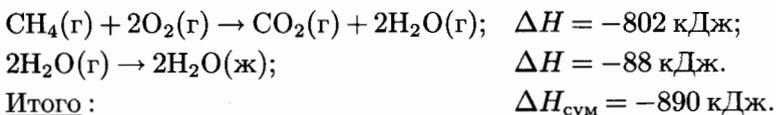
Тепловой эффект реакции, характеризующий именно химические свойства участников реакции, зависит от такого физического свойства участников реакции, как теплоемкость. В общем случае, суммарные теплоемкости продуктов реакции и исходных веществ неодинаковы. Значит, и количество тепловой энергии, необходимой для нагревания исходных веществ и участников реакции от стандартной температуры до температуры, при которой идет рассматриваемая реакция, будет неодинаковым. Отсюда вывод: суммарный прирост энтальпии исходных веществ, с одной стороны, и продуктов реакции, с другой стороны, при изменении температуры будут неодинаковыми. Следовательно, и разность суммарных энтальпий продуктов реакции и исходных веществ будет зависеть от температуры. Если суммарная энтальпия исходных веществ больше суммарной энтальпии продуктов реакции, то данная реакция экзотермическая. В этом заключается

¹ В химии это положение носит название закона Лавуазье—Лапласа.

ценность термодинамического метода — он позволяет на основании *физических характеристик* сделать выводы о *химическом поведении* системы.

13.9.3. Закон Гесса

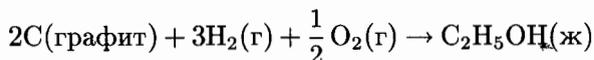
Большое значение в химической термодинамике имеет одно из следствий закона сохранения энергии, известного под названием *закона Гесса* или *закона аддитивности тепловых энергий* реакций. Согласно закону Гесса, если реакция проходит последовательно в несколько стадий, то ΔH реакции должно быть равно сумме изменений энтальпии каждой стадии. Например, изменение энтальпии реакции сгорания метана с образованием диоксида углерода и жидкой воды можно вычислить по значениям ΔH стадии конденсации водяного пара и ΔH стадии сгорания метана с образованием газообразной воды:



Закон Гесса дает удобный способ вычисления энергетических изменений, которые трудно поддаются непосредственному измерению. Он учит, что энергия химической реакции не зависит от способа проведения этой реакции.

13.9.4. Тепловой эффект реакции образования химического соединения

Пользуясь первым законом термодинамики, можно вычислить изменения энтальпии многих реакций по нескольким табулированным значениям. Изменение энтальпии $\Delta H_{\text{обр}}$, происходящее при образовании одного моля данного соединения из составляющих его элементов, называют *теплотой образования соединения*. Изменение энтальпии называется стандартным ΔH^0 , когда все реагенты и продукты находятся в *стандартных состояниях*, т. е. все вещества находятся в наиболее устойчивой форме при заданной температуре и нормальном атмосферном давлении. При составлении таблиц температуру обычно выбирают равной 25°C . Например, стандартная теплота образования $\Delta H_{\text{обр}}^0$ этанола $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ есть изменение энтальпии следующей реакции:



Прежде всего, когда говорят о теплоте образования сложного вещества, имеют в виду изменение энтальпии при реакции образования этого вещества из простых веществ. Так как под тепловым эффектом реакции подразумевают величину $\Delta H_{\text{обр}}$ реакции, то в справочниках обычно приводят именно энтальпии образования химических веществ. Но в обиходе их часто называют теплотами образования.

Так как ΔH реакции зависит от внешних условий, то и теплоты образования соединений также зависят от этих условий. Поэтому, чтобы

не было путаницы, теплоты образований веществ на практике определяют в единых стандартных условиях:

- температура $T = 298 \text{ K}$ (25°C);
- давление $p = 101325 \text{ Па}$.

Ниже приведены стандартные величины теплоты образования некоторых соединений при температуре 25°C и давлении 101325 Па .

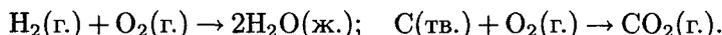
Соединение	$\Delta H_{\text{обр}}^0$, кДж/ моль	Соединение	$\Delta H_{\text{обр}}^0$, кДж/ моль	Соединение	$\Delta H_{\text{обр}}^0$, кДж/ моль
Al(тв.)	0.00	F(г.)	80.0	NO(г.)	90.37
Al ₂ O ₃ (тв.)	-1669.8	F ₂ (г.)	0.00	NO ₂ (г.)	33.84
Ag ⁺ (водн.)	105.90	Fe(тв.)	0.00	NOCl(г.)	52.6
AgCl(тв.)	-127.0	Fe ²⁺ (водн.)	-87.86	N ₂ (г.)	0.00
Ba(тв.)	0.00	Fe ³⁺ (водн.)	-47.69	N ₂ O(г.)	81.6
Br(г.)	111.8	FeCl ₃ (тв.)	-405	N ₂ O ₄ (г.)	9.66
Br(водн.)	-120.9	Fe ₂ O ₃ (тв.)	-822.16	Na(г.)	107.7
Br ₂ (г.)	30.71	Fe ₃ O ₄ (тв.)	-1117.1	NaBr(водн.)	-360.6
Br ₂ (ж.)	0.00	H(г.)	217.94	NCl(тв.)	-410.9
C(г.)	718.4	H ⁺ (водн.)	0.00	NaCl(водн.)	-407.1
C(алмаз)	1.88	HBr(г.)	-36.23	NaHCO ₃ (тв.)	-947.7
C(графит)	0.00	HCl(г.)	-92.30	NaCO ₃ (тв.)	-1130.9
CCl ₄ (г.)	-106.7	HF(г.)	-268.61	NaNO ₃ (водн.)	-446.2
CCl ₄ (ж.)	-139.3	HI(г.)	25.94	Ni(тв.)	0
CF ₄ (г.)	-679.9	H ₂ (г.)	0.00	Ni(г.)	429.7
CO(г.)	-110.5	H ₂ O(г.)	-241.8	O(г.)	247.5
CO ₂ (г.)	-393.5	H ₂ O(ж.)	-285.85	O ₂ (г.)	0.00
CH ₄ (г.)	-74.8	H ₂ O ₂ (г.)	-136.10	O ₃ (г.)	142.3
C ₂ H ₂ (г.)	226.7	H ₂ O ₂ (водн.)	-187.8	OH ⁻ (водн.)	-230.0
C ₂ H ₄ (г.)	52.30	H ₂ S(г.)	-20.17	P ₄ (г.)	54.8
C ₂ H ₆ (г.)	-84.68	Hg(г.)	60.83	PCl ₃ (ж.)	-319.6
C ₃ H ₈ (г.)	-103.85	Hg(ж.)	0.00	PH ₃ (г.)	23.0
CH ₃ OH(г.)	-201.2	I(г.)	106.0	POCl ₃ (г.)	-542.2
CH ₃ OH(ж.)	-238.6	I ₂ (тв.)	0.00	POCl ₃ (ж.)	-597.0
C ₂ H ₅ OH(ж.)	-277.7	I ₂ (г.)	62.25	P ₄ O ₆ (тв.)	-1640.1
CH ₃ COOH(ж.)	-487.0	K(г.)	89.99	P ₄ O ₁₀ (тв., гексагональный)	-2940.1
C ₆ H ₆ (ж.)	49.0	KCl(тв.)	-435.9	PbBr ₂ (тв.)	-277.4
C ₆ H ₆ (г.)	82.9	KClO ₃ (тв.)	-391.2	Pb(NO ₃) ₂ (тв.)	-451.9
Ca(тв.)	0	KClO ₃ (водн.)	-349.5	Pb(NO ₃) ₂ (водн.)	-421.3
Ca(г.)	179.3	KNO ₃ (тв.)	-492.70	Rb(г.)	85.8
CaCO ₃ (кальцит)	-1207.1	Mg(тв.)	0.00	RbCl(тв.)	-430.5
CaO(тв.)	-635.5	MgCl ₂ (тв.)	-641.6	RbClO ₃ (тв.)	-392.4
Ca(OH) ₂ (тв.)	-986.2	Mn(тв.)	0	S(тв., ром- бическая)	0.00
Cl ₂ (г.)	0.00	Mn(г.)	280.7	SO ₂ (г.)	-296.9
CO(тв.)	0.00	MnO ₂ (тв.)	-519.6	SO ₃ (г.)	-395.2
CO(г.)	439	NH ₃ (г.)	-46.19	SOCl ₂ (ж.)	-245.6
Cr(тв.)	0.00	NH ₄ CN(тв.)	0.00	Zn(тв.)	0.00
Cu(тв.)	0.00	NH ₄ Cl(тв.)	-314.4	Zn(г.)	130.7
Cu(г.)	338.4	NH ₄ NO ₃ (тв.)	-365.6	ZnO(тв.)	-348.0

Когда говорят о стандартной теплоте образования газообразной воды, то подразумевают, что образуется водяной пар, давление которого равно $p = 101325$ Па, а температура $T = 298$ К (25°C). Но при $T = 298$ К (25°C) вода не может иметь давление $p = 101325$ Па. Значит это состояние воды в рассматриваемых условиях гипотетическое, но по целому ряду соображений оно является удобным для термодинамических расчетов.

Что касается знаков теплот образования, то здесь действует правило термодинамических знаков, сформулированное ранее.

По определению, *стандартная теплота образования* наиболее устойчивой формы любого элемента равна нулю.

По стандартным теплотам образования можно вычислять стандартные изменения энтальпии любых реакций. С этой целью следует просуммировать теплоты образования всех продуктов реакции, умножив каждую молярную теплоту образования на коэффициент, который стоит перед данным веществом в полном уравнении реакции, а затем вычесть из полученной суммы аналогичную сумму теплот образования всех реагентов. Например, стандартное изменение энтальпии ΔH^0 для реакции горения углеводородного топлива:



Пользуясь табличными данными о теплотах образования, получаем:

- реакция окисления водорода:

$$\begin{aligned} \Delta H_{\text{реакции}}^0 &= [2 \text{ моль H}_2\text{O}] \cdot \left(-285.85 \frac{\text{кДж}}{\text{моль H}_2\text{O}} \right) - \\ &\quad - [1 \text{ моль H}_2] \cdot \left(0.00 \frac{\text{кДж}}{\text{моль H}_2} \right) - [1 \text{ моль O}_2] \cdot \left(0.00 \frac{\text{кДж}}{\text{моль O}_2} \right) = \\ &= -571.7 \text{ кДж} \end{aligned}$$

- реакция окисления углерода:

$$\begin{aligned} \Delta H_{\text{реакции}}^0 &= [1 \text{ моль CO}_2] \cdot \left(-393.5 \frac{\text{кДж}}{\text{моль CO}_2} \right) - \\ &\quad - [1 \text{ моль C}] \cdot \left(0.00 \frac{\text{кДж}}{\text{моль C}} \right) - [1 \text{ моль O}_2] \cdot \left(0.00 \frac{\text{кДж}}{\text{моль O}_2} \right) = \\ &= -393.5 \text{ кДж}. \end{aligned}$$

Один тот факт, что, зная теплоты образования веществ, можно рассчитывать тепловые эффекты химических реакций с их участием, делает теплоты образования весьма важными для термохимии-величинами. Ведь зная тепловой эффект реакции, можно предсказать ее вероятное направление, хотя при не очень больших температурах.

Величины теплот образования важны еще и потому, что они характеризуют, хотя и приближенно, прочность химического соединения.

Например, если известно, что теплота образования оксида алюминия Al_2O_3 равна примерно -1670 кДж/моль, а диоксида кремния SiO_2 -912 кДж/моль, то можно сказать, что это прочные соединения, так как для разложения их на простые вещества потребуются большие затраты тепловой энергии (требуется нагревать их до большой температуры). Теплота

образования соединения N_2O_4 примерно равна $+9.7$ кДж/моль. Можно утверждать, что это соединение должно быть не очень прочным.

Вообще, можно утверждать, что эндотермичные и слабо экзотермичные вещества — всегда непрочны, а сильно экзотермичные вещества — обычно прочные, причем тем прочнее, чем экзотермичнее.

Непрочные вещества обычно реакционноспособные. Диоксид кремния SiO_2 при обычных температурах вступает в реакцию с очень ограниченным количеством веществ.

Простые вещества, которые образуются из стандартного состояния эндотермически, тоже обычно (но не всегда) химически более активны. Это естественно: при взаимодействии такого вещества с другим простым веществом выделяется дополнительное (по сравнению со стандартным состоянием) количество тепловой энергии. А раз выделяется больше энергии, то и больше вероятность протекания реакции, т. е. большая химическая активность.

При изучении энергии связей атомов в молекулах знание теплот образования также бывает полезным. Ведь теплота образования молекулы из свободных атомов — это не что иное, как сумма термохимических энергий связей атомов в этой молекуле.

Энтальпия образования молекул из свободных атомов всегда должна быть отрицательной. Если соединение атомов в молекулу не сопровождается выигрышем в энергии, то атомы не соединятся в молекулу. А теплота образования сложного вещества из простых веществ иногда может быть положительной. Это не значит, что процесс соединения атомов в такое соединение эндотермичен; это означает только то, что он менее экзотермичен, чем процесс соединения тех же атомов в простое вещество. Атомы в этом случае экзотермически соединяются в сложное вещество, но как бы ждут первой возможности перестроиться в более экзотермическое состояние — простые вещества. Поэтому эндотермические вещества имеют склонность к распаду.

Таким образом, стандартные теплоты образования веществ — очень важные величины.

13.9.5. Самопроизвольные процессы и изменение энтропии

Самопроизвольное движение камня, выпущенного из руки, происходит в сторону земли. При падении камень теряет потенциальную энергию. Потенциальная энергия сначала превращается в кинетическую энергию движения камня. Когда камень ударяется о пол, его кинетическая энергия превращается в теплоту. Таким образом, в результате падения камня его потенциальная энергия превращается в тепловую энергию окружающей среды. К аналогичным результатам приводит весь наш опыт наблюдения над простыми механическими системами: выпущенные из рук предметы падают на землю, заведенные часы идут до остановки, растянутая полоска резины сжимается. Все эти явления можно обобщить, сказав, что такие

системы приходят в состояние покоя, достигая *минимума* потенциальной энергии.

В свое время считали, что химические процессы осуществляются в том случае, если они сопровождаются выделением энергии, т. е. являются экзотермическими (принцип Бертло—Томсена). Эндотермические же процессы считали каким-то исключением, аномалией.

Если исходить из этого принципа, то устойчивыми должны быть лишь такие соединения, образование которых из простых веществ представляет собой экзотермическую реакцию — так называемые *экзотермические* соединения. Но если образование соединения из простых веществ — экзотермический процесс, то обратный процесс, т. е. разложение соединения на простые вещества — эндотермический. А такой процесс, согласно этому принципу, не должно осуществляться. Значит, экзотермическое соединение не должно самопроизвольно разлагаться — оно должно быть устойчивым.

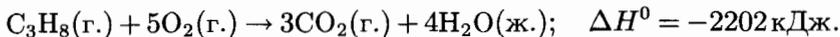
Наоборот, если имеется эндотермическое соединение, то по этому принципу должна осуществляться экзотермическая реакция разложения этого соединения, но не должна осуществляться эндотермическая реакция синтеза из простых веществ. Следовательно, эндотермическое соединение должно быть в принципе неустойчивым.

Принцип Бертло—Томсена можно сформулировать таким образом:

- химические процессы стремятся протекать в направлении достижения минимума энергии.

Выделение энергии при химических реакциях — это и есть уменьшение потенциальной энергии участников реакции. По существу, этот принцип отражает в применении к химическим системам общий физический принцип стремления к минимуму потенциальной энергии.

Тенденция системы к достижению минимальной потенциальной энергии есть одна из движущих сил, определяющих поведение молекулярных систем. Например, подобно тому, как камень обладает потенциальной энергией благодаря своему положению относительно земли, так и одно химическое вещество обладает потенциальной энергией относительно других веществ благодаря определенному расположению ядер и электронов. При изменении этого расположения может высвобождаться энергия. Например, самопроизвольный процесс сгорания пропана (топливного газа, поставляемого в баллонах) является сильно экзотермической реакцией:



Пространственные перемещения ядер и электронов при переходе от пропана и кислорода к диоксиду углерода и воде приводят к уменьшению химической потенциальной энергии, в результате чего выделяется теплота. Экзотермические реакции, как правило, идут самопроизвольно. Однако ясно, что тенденция к достижению минимальной энергии не может быть единственным фактором, определяющим самопроизвольное протекание молекулярных процессов.

Можно найти много процессов, являющихся самопроизвольными, несмотря на то, что они не относятся к экзотермическим. Рассмотрим, например, идеальный газ, заключенный в сосуд объемом 1 литр при

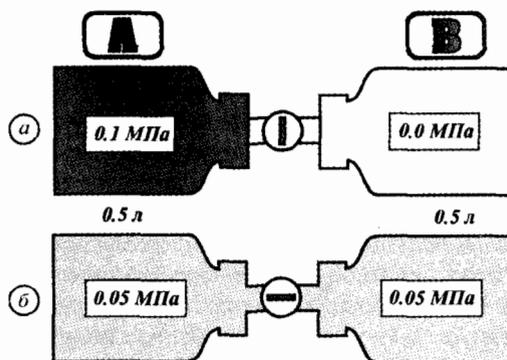
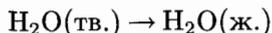


Рис. 13.11. Расширение идеального газа в свободное пространство

давлении 0.1 МПа, как это показано на рис. 13.11. Допустим, что этот сосуд соединен трубкой с краном с другим сосудом объемом 1 литр, из которого откачан воздух. Теперь представим себе, что мы открыли кран. Известно, что газ должен расширяться во второй сосуд до тех пор, пока давление не распределится равномерно по обоим сосудам, т. е. станет равным 0.05 МПа в каждом. В процессе расширения, т. е. в процессе увеличения объема, идеальный газ не получает и не отдает теплоту. Тем не менее, данный процесс является самопроизвольным. Обратный процесс, в котором газ, равномерно распределенный между двумя сосудами, внезапно полностью переместится в один из сосудов, а другой сосуд останется пустым, является нереальным. Однако и этот процесс протекал бы без выделения или поглощения тепловой энергии. Очевидно, что процесс самопроизвольного расширения газа должен определяться еще каким-то важным фактором помимо выделения или поглощения тепловой энергии.

В качестве второго примера рассмотрим плавление льда при комнатной температуре. Процесс, описываемый уравнением



при 27°C, как известно, происходит совершенно самопроизвольно. Однако это превращение представляет собой *эндотермический* процесс. Плавление льда при температуре выше 0°C служит примером самопроизвольного *эндотермического* процесса.

Все описанные выше процессы имеют что-то общее, что объясняет причину их самопроизвольного протекания. В каждом случае состояние продуктов характеризуется большей хаотичностью, или неупорядоченностью, чем состояние реагентов. Обсудим каждый случай подробнее.

Если газ заключен в сосуд объемом 1 литр, как показано на рис. 13.11, а, то положение каждой молекулы газа можно определять относительно данного ограниченного объема. После того как газ расширится, нельзя с уверенностью сказать, какая из молекул газа в каждый момент времени находится в исходном объеме, а какая в другом сосуде. Поэтому приходится определять положение каждой молекулы в пространстве вдвое большего объема. Другими словами, поскольку молекулы газа теперь находятся в

пространстве вдвое большего объема, их состояние является более хаотичным, чем когда они были заключены в исходном сосуде меньшего объема.

Молекулы воды, образующие кристалл льда, прочно удерживаются в его кристаллической решетке. При плавлении льда молекулы воды получают возможность свободно перемещаться относительно друг друга и обмениваться местами. Следовательно, распределение индивидуальных молекул в жидкой воде характеризуется большей хаотичностью, чем в кристаллической. Высокоупорядоченная кристаллическая структура заменяется крайне неупорядоченной структурой жидкости.

Таким образом, самопроизвольное протекание процесса связано с повышением хаотичности, или неупорядоченности, системы. Степень неупорядоченности выражается термодинамической величиной, называемой энтропией¹, которая обозначается латинской буквой S . Чем больше хаотичность системы, тем больше ее энтропия. Подобно энтальпии, энтропия является функцией состояния. Изменение энтропии, сопровождающее процесс $\Delta S = S_{\text{кон}} - S_{\text{нач}}$, зависит только от исходного и конечного состояний системы, но не от конкретного пути, по которому происходит переход из одного состояния в другое.

Энтропия позволяет по-иному обсудить второй закон термодинамики и его применения. Второй закон термодинамики устанавливает направления протекания химических и физических процессов; это связано с представлением, что процессы, протекающие самопроизвольно в одном направлении, в противоположном направлении не являются самопроизвольными.

Известно, что тепловая энергия самопроизвольно передается от горячих предметов к более холодным. Мы знаем также, что для передачи тепловой энергии в обратном направлении, от холодных предметов к более горячим телам, или от системы с некоторой температурой к окружающей среде с более высокой температурой, необходимо затрачивать энергию в механической форме. Например, для того чтобы внутри холодильника поддерживалась более низкая температура, чем в кухне, где он стоит, требуется затрачивать электрическую энергию.

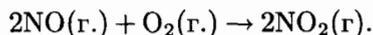
С этим связано и менее очевидное соображение, что тепловую энергию нельзя полностью превратить в механическую энергию в ходе циклического процесса. Некоторая часть теплоты при этом всегда передается окружающей среде. Например, при работе паровой турбины тепловая энергия перегретого пара превращается в электрическую энергию; кинетическая энергия молекул пара превращается в кинетическую энергию движущихся лопастей турбины и в конце концов в электрическую энергию. Но не вся кинетическая энергия молекул пара превращается в кинетическую энергию турбины. Некоторая часть энергии теряется в окружающую среду в виде теплоты. Каждая электростанция вызывает тепловое загрязнение окружающей среды. Законы термодинамики говорят, что это неизбежно. В самом деле, одной из первых формулировок второго закона термодинамики было утверждение, что теплоту нельзя полностью превратить в полезную работу.

¹ См. гл.4 части 1 пособия.

Существует множество формулировок второго закона. В химической литературе его обычно выражают с помощью представления об энтропии. Чтобы прийти к такой формулировке, рассмотрим изолированную систему, т.е. систему, которая не обменивается с окружающей средой ни энергией, ни веществом. Если в такой изолированной системе происходит какой-либо самопроизвольный процесс, система всегда переходит в более неупорядоченное состояние. Например, при расширении газа в установке, изображенной на рис. 13.11, система не обменивается с окружающей средой ни тепловой энергией, ни механической энергией, ни веществом; следовательно, она является изолированной. Самопроизвольному расширению этой системы (газа) соответствует повышение энтропии.

В реальном мире редко приходится иметь дело с изолированными системами. Обычно мы имеем дело с системами, которые обмениваются со своим окружением энергией в форме теплоты или работы. Если в такой системе происходит самопроизвольный процесс, он может сопровождаться повышением или уменьшением энтропии. Однако второй закон термодинамики утверждает, что *Вселенная в целом должна повышать свою энтропию при любом самопроизвольном процессе.*

Очень полезно получить хотя бы качественное представление о взаимосвязи между изменениями энтропии в системе и изменениями структуры, физического состояния. Мы видели, например, что увеличение объема газа при его расширении приводит к повышению хаотичности в системе (положительному ΔS). Точно так же распределение жидкого или твердого растворенного вещества в растворе сопровождается возрастанием энтропии. Например, при растворении KCl в воде ΔS положительно. Однако растворение газа, например CO_2 в H_2O , приводит к тому, что его молекулы должны двигаться в более ограниченном объеме, следовательно, для этого процесса энтропия системы уменьшается (отрицательное ΔS). Аналогично уменьшение числа частиц газообразных веществ в результате реакции приводит к уменьшению энтропии (отрицательному ΔS). Например, ΔS для следующей реакции имеет отрицательное значение:



Изменения энтропии могут быть также связаны с молекулярными движениями внутри вещества. Молекула, состоящая из двух или нескольких атомов, может совершать движения различных типов. Молекула как целое движется в том или ином направлении, как и при движении молекул газа. Такое движение называется поступательным. Кроме того, атомы в молекуле совершают колебательное движение, периодически сближаясь друг с другом и снова удаляясь, подобно тому как колеблются ножки камертона. Молекулы могут совершать также и вращательное движение подобно, вращающемуся волчку. Формы движения молекул соответствуют разным способам накопления энергии. При повышении температуры системы все эти виды движения повышают запасаемую энергию.

Чтобы понять, какое отношение имеет сказанное выше к энтропии, представим себе чистое вещество с идеальной кристаллической решеткой, находящееся при минимально возможной температуре — абсолютном нуле. В этом состоянии не совершается ни один из типов движения, о которых было

рассказано выше. Индивидуальные атомы и молекулы могут быть предельно хорошо (насколько это допустимо) охарактеризованы определенными положениями и энергией. Будем считать, что энтропия рассматриваемого вещества в описанном состоянии равна нулю¹. При повышении температуры структурные единицы кристаллической решетки начинают накапливать энергию. В кристаллическом твердом веществе атомы или молекулы, образующие решетку, ограничены в своих пространственных перемещениях. Тем не менее, они могут накапливать энергию в форме колебательного движения относительно занимаемых ими в решетке положений. Теперь уже не все молекулы находятся в низшем возможном энергетическом состоянии, а распределены по ряду энергетических состояний, допустимых для атомов и молекул кристаллической решетки. Это увеличение числа допустимых энергетических состояний в какой-то мере соответствует расширению газа в опыте, показанном на рис. 13.11. Энтропия газа при расширении увеличивается, поскольку возрастает объем, доступный для движения газовых молекул. Возрастание энтропии кристаллической решетки при повышении температуры объясняется увеличением числа допустимых энергетических состояний, по которым распределяются молекулы или атомы.

Интересно проследить, что происходит с энтропией рассматриваемого нами вещества при дальнейшем его нагревании. Допустим, что при некоторой температуре происходит фазовый переход, и вещество из одной твердой формы переходит в другую. Это означает, что расположение атомов или молекул в структурной единице кристалла несколько меняется, и, возможно, кристаллическая решетка становится менее упорядоченной. Подобно фазовым переходам других типов, такое фазовое превращение происходит внезапно при постоянной температуре, как, например, при превращении твердого вещества в жидкость. Оно сопровождается изменением энтропии, так как прежнее и новое расположение атомов или молекул в кристаллической решетке не характеризуется в точности одинаковой степенью неупорядоченности.

На рис. 13.12 показано изменение энтропии некоторого воображаемого вещества при повышении температуры. Обратим внимание на то, что изменение энтропии S с ростом температуры происходит плавно вплоть до фазового перехода из одного кристаллического состояния в другое; в этот момент происходит резкое изменение S при постоянной температуре. При температурах более высоких, чем температура фазового перехода, энтропия S с повышением температуры снова плавно возрастает вплоть до температуры плавления твердого вещества.

При плавлении твердого вещества структурные единицы его кристаллической решетки уже не ограничены определенными положениями относительно друг друга и получают возможность свободно перемещаться по всему объему, доступному для такой структурной единицы. Эта дополнительная свобода движения индивидуальных молекул приводит к значительному возрастанию энтропии вещества. Поэтому при температуре плавления происходит скачкообразное возрастание энтропии вещества. При

¹ Утверждение, что энтропия идеального кристалла при 0 К равна нулю, составляет одну из формулировок третьего закона термодинамики.

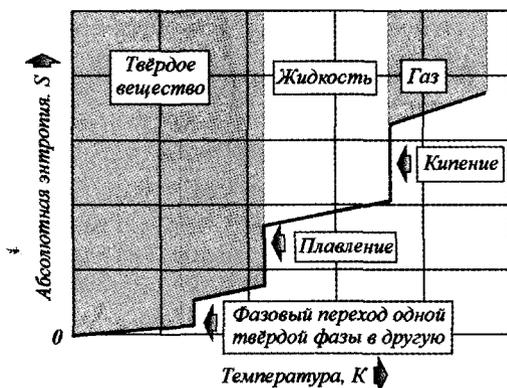


Рис. 13.12. Изменение энтропии вещества при повышении температуры

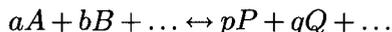
нагревании расплава твердого вещества его температура снова продолжает повышаться и вместе с ней плавно возрастает энтропия.

При температуре кипения жидкости снова происходит резкое возрастание энтропии. В данном случае оно объясняется преимущественно увеличением объема, в котором могут двигаться молекулы. Такое объяснение качественно согласуется с нашими представлениями об энтропии, поскольку увеличение объема означает возрастание хаотичности. При резком увеличении объема, связанном с переходом из жидкого состояния в газообразное, уменьшается вероятность того, что конкретная молекула будет обнаружена в заданном элементе объема.

Если по окончании испарения при температуре кипения температура газа продолжает повышаться, происходит плавное возрастание энтропии, так как при этом в молекулах газа накапливается все больше энергии. Распределение молекул по скоростям смещается в сторону их высоких значений.

Изменение энтальпии в химической реакции обычно нетрудно измерить при помощи калориметра. Однако для измерения изменений энтропии не существует столь простых способов. Тем не менее, с помощью различных способов измерений можно определить абсолютную энтропию большого числа веществ при любой температуре. При получении значений энтропии исходят из того, что энтропия всякого чистого кристалла при температуре абсолютного нуля равна нулю. В табл. 13.1 приведены значения абсолютной энтропии (обычно обозначаемой как S^0) многих веществ:

Изменение энтропии в химической реакции определяется разностью между суммарной энтропией всех продуктов и суммарной энтропией всех реагентов. Например, в реакции общего типа



полное изменение энтропии определяется выражением

$$\Delta S^0 = [pS^0(P) + qS^0(Q) + \dots] - [aS^0(A) + bS^0(B) + \dots].$$

Таким образом, чтобы определить изменение энтропии в химической реакции, следует просуммировать абсолютные энтропии всех продуктов,

Таблица 13.1

Значения абсолютной энтропии

Соединение	ΔS^0 ,	Соединение	ΔS^0 ,	Соединение	ΔS^0 ,
	Дж		Дж		Дж
	моль · К		моль · К		моль · К
Al(тв.)	28.32	F(г.)	158.7	NO(г.)	210.62
Al ₂ O ₃ (тв.)	51.00	F ₂ (г.)	202.7	NO ₂ (г.)	240.45
Ag ⁺ (водн.)	73.93	Fe(тв.)	27.15	NOCl(г.)	264
AgCl(тв.)	96.11	Fe ²⁺ (водн.)	113.4	N ₂ (г.)	191.50
Ba(тв.)	63.2	Fe ³⁺ (водн.)	293.3	N ₂ O(г.)	220.0
Bг(г.)	174.9	FeCl ₃ (тв.)	—	N ₂ O ₄ (г.)	304.3
Bг(водн.)	80.71	Fe ₂ O ₃ (тв.)	89.96	Na(г.)	51.5
Bг ₂ (г.)	245.3	Fe ₃ O ₄ (тв.)	146.4	NaBr(водн.)	141
Bг ₂ (ж.)	152.3	H(г.)	114.60	NCl(тв.)	72.33
C(г.)	158.0	H ⁺ (водн.)	0.00	NaCl(водн.)	115.5
C(алмаз)	2.43	HBr(г.)	198.49	NaHCO ₃ (тв.)	102.1
C(графит)	5.69	HCl(г.)	186.69	NaCO ₃ (тв.)	136.0
CCl ₄ (г.)	309.4	HF(г.)	173.51	NaNO ₃ (водн.)	207
CCl ₄ (ж.)	214.4	HI(г.)	206.3	Ni(тв.)	29.9
CF ₄ (г.)	262.3	H ₂ (г.)	130.58	Ni(г.)	182.1
CO(г.)	197.9	H ₂ O(г.)	188.7	O(г.)	161.0
CO ₂ (г.)	213.6	H ₂ O(ж.)	69.96	O ₂ (г.)	205.0
CH ₄ (г.)	186.3	H ₂ O ₂ (г.)	232.9	O ₃ (г.)	237.6
C ₂ H ₂ (г.)	200.8	H ₂ O ₂ (водн.)	109.6	OH ⁻ (водн.)	-10.7
C ₂ H ₄ (г.)	219.4	H ₂ S(г.)	205.6	P ₄ (г.)	280
C ₂ H ₆ (г.)	229.5	Hg(г.)	174.89	PCl ₃ (ж.)	217
C ₃ H ₈ (г.)	269.9	Hg(ж.)	77.40	PH ₃ (г.)	210
CH ₃ OH(г.)	237.6	I(г.)	180.66	POCl ₃ (г.)	325
CH ₃ OH(ж.)	126.8	I ₂ (тв.)	116.73	POCl ₃ (ж.)	222
C ₂ H ₅ OH(ж.)	160.7	I ₂ (г.)	260.57	P ₄ O ₆ (тв.)	—
CH ₃ COOH(ж.)	159.8	K(г.)	160.2	P ₄ O ₁₀ (тв., гексагональный)	228.9
C ₆ H ₆ (ж.)	172.8	KCl(тв.)	82.7	PbBr ₂ (тв.)	161
C ₆ H ₆ (г.)	269.2	KClO ₃ (тв.)	143.0	Pb(NO ₃) ₂ (тв.)	—
Ca(тв.)	41.4	KClO ₃ (водн.)	265.7	Pb(NO ₃) ₂ (водн.)	—
Ca(г.)	154.8	KNO ₃ (тв.)	288.1	Rb(г.)	170.0
CaCO ₃ (кальцит)	92.88	Mg(тв.)	32.51	RbCl(тв.)	92
CaO(тв.)	39.75	MgCl ₂ (тв.)	89.6	RbClO ₃ (тв.)	152
Ca(OH) ₂ (тв.)	83.4	Mn(тв.)	32.0	S(тв., ромбическая)	31.88
Cl ₂ (г.)	222.96	Mn(г.)	173.6	SO ₂ (г.)	248.5
CO(тв.)	28.4	MnO ₂ (тв.)	53.14	SO ₃ (г.)	256.2
CO(г.)	179	NH ₃ (г.)	192.5	SOCl ₂ (ж.)	—
Cr(тв.)	23.6	NH ₄ CN(тв.)	—	Zn(тв.)	41.63
Cu(тв.)	33.30	NH ₄ Cl(тв.)	94.6	Zn(г.)	160.9
Cu(г.)	166.3	NH ₄ NO ₃ (тв.)	151	ZnO(тв.)	43.9

умноженные на стехиометрические коэффициенты продуктов в полном уравнении реакции, а затем вычесть аналогичную сумму энтропии для всех реагентов рассматриваемой реакции.

Таким образом, применительно к термохимическим и физическим процессам можно применять два принципа:

- процессы стремятся протекать в направлении достижения минимума энергии при данных внешних условиях (принцип Бергто—Томсена);
- процессы стремятся протекать в направлении достижения максимума энтропии при данных внешних условиях.

Необходимо иметь в виду, что тенденция к увеличению энтропии термодинамической системы проявляется тем сильнее, чем выше температура. Это значит, что если какой-то процесс сопровождается увеличением энтропии, но является эндотермическим, то при достаточно низких температурах он не реализуется (тут действует принцип Бергто—Томсена), а при более высоких температурах этот процесс может реализоваться, потому что он сопровождается увеличением энтропии.

Принцип Бергто—Томсена позволяет сделать правильный вывод о направлении химической реакции только тогда, когда невысока температура или когда при реакции мало изменяется энтропия. Этот принцип на практике используется для грубой оценки возможности протекания какой-то реакции или устойчивости какого-то соединения. Для более точных выводов необходимы термодинамические расчеты.

13.9.6. Функция свободной энергии

Пока что мы еще не пытались с помощью термодинамики предсказывать, может ли быть самопроизвольной та или иная реакция. Мы только показали, что самопроизвольный характер реакции определяется при помощи двух термодинамических понятий — энтропии и энтальпии.

Чтобы точно охарактеризовать вероятность осуществления реакции в данном направлении, пользуются величиной (функцией), которую в химической термодинамике называют *свободной энергией*, или свободной энергией Гиббса, по имени американского математика и термодинамика Д. У. Гиббса (1839–1903 гг.), который впервые предложил ее использовать. Свободная энергия G связана с энтальпией и энтропией выражением

$$G = H - TS, \quad (13.26)$$

где T — абсолютная температура.

Свободная энергия, подобно энтальпии и энтропии, через которые она выражается, является *функцией состояния*.

Для процесса, протекающего при постоянных температуре и давлении, изменение свободной энергии определяется выражением

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S. \quad (13.27)$$

Процесс, который в результате уменьшения энергии (отрицательное ΔH) и возрастания неупорядоченности (положительное ΔS) самопроизвольно смещается в сторону равновесия, должен характеризоваться отрицательным значением изменения свободной энергии ΔG . Между знаком

ΔG для какой-либо реакции и ее самопроизвольным протеканием при *постоянных* значениях температуры и давления существует простое соотношение, которое можно сформулировать следующим образом:

1. Если ΔG *отрицательно*, реакция протекает самопроизвольно в прямом направлении.
2. Если ΔG *равно нулю*, реакция находится в состоянии равновесия, то есть не обладает движущей силой, заставляющей ее протекать в каком-либо направлении.
3. Если ΔG *положительно*, реакция в прямом направлении не может протекать самопроизвольно; для того чтобы она протекала в прямом направлении, над системой должна быть выполнена работа со стороны окружения. Однако обратная реакция идет самопроизвольно.

Следует заметить, что на практике можно осуществить реакцию, для которой $\Delta G > 0$, но невелико. Необходимо только смещать все время равновесные концентрации продуктов реакции, которые в ней имеются.

Легко заметить, что при невысоких температурах величина ΔG приближается к ΔH , а при $T = 0$ они делаются идентичными. Отсюда следует, что при низких температурах можно оценивать вероятность той или иной реакции на основании лишь величины ΔH . Чем выше температура, тем сильнее величина ΔS влияет на величину ΔG .

Часто проводят аналогию между изменением свободной энергии в самопроизвольной реакции и изменением потенциальной энергии камня, скатывающегося с холма. Уменьшение потенциальной энергии в поле земного притяжения является причиной движения камня вниз до тех пор, пока он не достигнет внизу, в долине, состояния с минимумом потенциальной энергии (рис. 13.13, *а*). Точно так же уменьшение свободной энергии химической системы (отрицательное ΔG) является движущей силой реакции, которая протекает до тех пор, пока свободная энергия не достигнет минимального значения (рис. 13.13, *б*). По достижении этого минимума система оказывается в состоянии равновесия. В любом самопроизвольном процессе, протекающем при *постоянных* температуре и давлении, свободная энергия всегда уменьшается. Как видно на рис. 13.13, *б*, равновесие может быть достигнуто в результате самопроизвольного изменения системы в одном из двух направлений со стороны реагентов или со стороны продуктов.

Мы уже упоминали, что свободная энергия является функцией состояния. Это означает, что стандартные свободные энергии образования веществ можно табулировать точно таким же образом, как табулируются стандартные энтальпии образования. Важно помнить, что стандартные значения этих функций относятся к определенному набору условий, или стандартных состояний. Стандартным состоянием для газообразных веществ является давление в 101325 Па. Для твердых веществ стандартным является чистое кристаллическое состояние, а для жидкостей — чистая жидкость. Для веществ в растворах стандартным состоянием считается концентрация 1 моль/л; для более точных исследований в такое определение приходится вводить некоторые поправки, но мы можем обойтись без них. При табулировании данных обычно выбирают температуру 25°C. Точно так же, как и для стандартных теплот образования, свободные

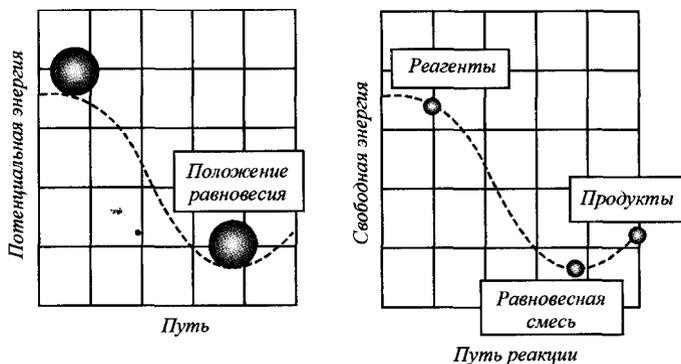
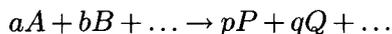


Рис. 13.13. Характеристики равновесия различных систем

энергии элементов в их стандартных состояниях условно полагают равными нулю. Такой условный выбор точки отсчета не оказывает влияния на величину, которой мы в действительности интересуемся, а именно на *разность* свободных энергий между реагентами и продуктами. Значение стандартных свободных энергий образования приведены в табл. 13.2.

С помощью стандартных энергий образования удобно вычислять стандартное изменение свободной энергии для произвольного химического процесса. Для реакции общего вида



стандартное изменение свободной энергии определяется выражением

$$\begin{aligned} \Delta G^0 = & [p \cdot \Delta G_{\text{обр}}^0(P) + q \cdot \Delta G_{\text{обр}}^0(Q) + \dots] - \\ & - [a \cdot \Delta G_{\text{обр}}^0(A) + b \cdot \Delta G_{\text{обр}}^0(B) + \dots] \end{aligned}$$

В этом выражении $\Delta G_{\text{обр}}^0(P)$ означает стандартную свободную энергию образования продукта P , а все остальные значения $\Delta G_{\text{обр}}^0$ имеют аналогичный смысл. В словесном выражении стандартное изменение свободной энергии реакции равно разности между суммой стандартных молярных значений свободных энергий образования отдельных продуктов, каждая из которых умножена на соответствующий стехиометрический коэффициент в полном уравнении реакции, и аналогичной суммой для реагентов.

Какие сведения дает стандартное изменение свободной энергии в химической реакции? Величина ΔG^0 позволяет судить, будет ли смесь реагентов и продуктов, каждый из которых находится в стандартных условиях, самопроизвольно реагировать в прямом направлении с образованием большего количества продуктов (в случае, если ΔG^0 отрицательно) или в обратном направлении с образованием большего количества реагентов (в случае, если ΔG^0 положительно). Поскольку значения стандартной свободной энергии известны для большого числа веществ и их несложно найти в доступных справочниках, вычисление стандартного изменения свободной энергии для любой интересующей нас реакции не составляет труда.

Выясним, каким образом функция свободной энергии зависит от изменений энтальпии и энтропии заданного процесса. Если бы не существовало

Таблица 13.2

Значение стандартных свободных энергий образования

Соединение	$\Delta G_{\text{обр}}^0$, кДж/моль	Соединение	$\Delta G_{\text{обр}}^0$, кДж/моль	Соединение	$\Delta G_{\text{обр}}^0$, кДж/моль
Al(тв.)	0.00	F(г.)	298.6	NO(г.)	86.71
Al ₂ O ₃ (тв.)	-1576.5	F ₂ (г.)	0.00	NO ₂ (г.)	51.84
Ag ⁺ (водн.)	77.11	Fe(тв.)	0.00	NOCl(г.)	66.3
AgCl(тв.)	-109.70	Fe ²⁺ (водн.)	-84.93	N ₂ (г.)	0.00
Ba(тв.)	0.00	Fe ³⁺ (водн.)	-10.54	N ₂ O(г.)	103.59
Br(г.)	82.38	FeCl ₃ (тв.)	—	N ₂ O ₄ (г.)	98.28
Br(водн.)	-102.8	Fe ₂ O ₃ (тв.)	-740.98	Na(г.)	77.3
Br ₂ (г.)	3.14	Fe ₃ O ₄ (тв.)	-1014.2	NaBr(водн.)	-364.7
Br ₂ (ж.)	0.00	H(г.)	203.26	NCl(тв.)	-384.0
C(г.)	672.9	H ⁺ (водн.)	0.00	NaCl(водн.)	-393.0
C(алмаз)	2.84	HBr(г.)	-53.22	NaHCO ₃ (тв.)	-851.8
C(графит)	0.00	HCl(г.)	-95.27	NaCO ₃ (тв.)	-1047.7
CCl ₄ (г.)	-64.0	HF(г.)	-270.70	NaNO ₃ (водн.)	-372.4
CCl ₄ (ж.)	-68.6	HI(г.)	1.30	Ni(тв.)	0
CF ₄ (г.)	-635.1	H ₂ (г.)	0.00	Ni(г.)	384.5
CO(г.)	-137.3	H ₂ O(г.)	-228.61	O(г.)	230.1
CO ₂ (г.)	-394.4	H ₂ O(ж.)	-236.81	O ₂ (г.)	0.00
CH ₄ (г.)	-50.8	H ₂ O ₂ (г.)	-105.48	O ₃ (г.)	163.4
C ₂ H ₂ (г.)	209.2	H ₂ O ₂ (водн.)	-120.4	OH ⁻ (водн.)	-157.3
C ₂ H ₄ (г.)	68.11	H ₂ S(г.)	-33.01	P ₄ (г.)	24.3
C ₂ H ₆ (г.)	-32.89	Hg(г.)	31.76	PCl ₃ (ж.)	-272.4
C ₃ H ₈ (г.)	-23.47	Hg(ж.)	0.00	PH ₃ (г.)	25.5
CH ₃ OH(г.)	-161.9	I(г.)	70.16	POCl ₃ (г.)	-502.2
CH ₃ OH(ж.)	-166.23	I ₂ (тв.)	0.00	POCl ₃ (ж.)	-520.9
C ₂ H ₅ OH(ж.)	-174.76	I ₂ (г.)	19.37	P ₄ O ₆ (тв.)	—
CH ₃ COOH(ж.)	-392.4	K(г.)	61.17	P ₄ O ₁₀ (тв., гексагональный)	-2675.7
C ₆ H ₆ (ж.)	124.5	KCl(тв.)	-408.3	PbBr ₂ (тв.)	-260.7
C ₆ H ₆ (г.)	129.7	KClO ₃ (тв.)	-289.9	Pb(NO ₃) ₂ (тв.)	—
Ca(тв.)	0	KClO ₃ (водн.)	-284.9	Pb(NO ₃) ₂ (водн.)	—
Ca(г.)	145.5	KNO ₃ (тв.)	-393.13	Rb(г.)	55.8
CaCO ₃ (кальцит)	-1128.76	Mg(тв.)	0.00	RbCl(тв.)	-412.0
CaO(тв.)	-604.17	MgCl ₂ (тв.)	-592.1	RbClO ₃ (тв.)	-292.0
Ca(OH) ₂ (тв.)	-898.5	Mn(тв.)	0.00	S(тв., ромбическая)	0.00
Cl ₂ (г.)	0.00	Mn(г.)	238.5	SO ₂ (г.)	-300.4
CO(тв.)	0.00	MnO ₂ (тв.)	-464.8	SO ₃ (г.)	-370.4
CO(г.)	393	NH ₃ (г.)	-16.66	SOCl ₂ (ж.)	—
Cr(тв.)	0.00	NH ₄ CN(тв.)	—	Zn(тв.)	0.00
Cu(тв.)	352.6	NH ₄ Cl(тв.)	-203.0	Zn(г.)	95.2
Cu(г.)	0.00	NH ₄ NO ₃ (тв.)	-184.0	ZnO(тв.)	-318.2

энтропийных эффектов, то все экзотермические реакции, то есть реакции с отрицательным ΔH , были бы самопроизвольными. Однако энтропийный вклад, определяемый величиной $-T\Delta S$, может повысить или, наоборот, понизить способность реакции к самопроизвольному протеканию. При положительном значении ΔS (которое означает, что конечное состояние процесса более хаотично, или неупорядоченно, чем его начальное состояние) член $T\Delta S$ вносит отрицательный вклад в общую величину ΔG ; значит, он повышает тенденцию реакции к самопроизвольному протеканию. При отрицательном ΔS член $-T\Delta S$, наоборот, уменьшает тенденцию реакции к самопроизвольному протеканию.

Если величины ΔH и $-T\Delta S$ имеют противоположные знаки, от их относительной величины зависит, будет ли ΔG отрицательным или положительным. В этих случаях важно учитывать температуру процесса. В принципе как ΔH , так и ΔS сами способны изменяться с температурой. Однако на практике эти изменения не очень велики, если только речь идет не о слишком больших изменениях температуры. Таким образом, единственная величина в уравнении

$$\Delta G = \Delta H - T\Delta S, \quad (13.28)$$

которая существенно зависит от температуры, это член $-T\Delta S$. Роль энтропийного фактора становится более важной при высоких температурах.

Хотя мы имеем удобный способ быстрого определения ΔG^0 реакции по табличным значениям свободных энергий образования реагентов и продуктов, обычно нам нужно знать, направление самопроизвольного изменения в системах, не находящихся в стандартных условиях. Для любого химического процесса общее соотношение между изменением свободной энергии при стандартных условиях ΔG^0 и изменением свободной энергии при любых других условиях определяется выражением

$$\Delta G = \Delta G^0 + 2.303RT \lg Q.$$

Когда система находится в равновесии, ΔG должно быть равно нулю, а кажущаяся константа равновесия Q должна, по определению, совпадать с истинной константой равновесия K . Таким образом, для системы, находящейся в состоянии равновесия (когда $\Delta G = 0$ и $Q = K$), приведенное выше уравнение преобразуется следующим образом:

$$\Delta G = \Delta G^0 + 2.303RT \lg Q;$$

$$0 = \Delta G^0 + 2.303RT \lg K;$$

$$\Delta G^0 = -2.303RT \lg K.$$

Из последнего уравнения следует, что если величина ΔG^0 отрицательна, то $\lg K$ должен быть положительным. Но положительное значение $\lg K$ означает, что $K > 1$. И наоборот, если ΔG^0 имеет положительное значение, то $\lg K$ — отрицательная величина, а это в свою очередь означает, что $K < 1$. Таким образом,

- если ΔG^0 отрицательно, то $K > 1$;
- если ΔG^0 равно нулю, то $K = 1$;
- если ΔG^0 положительно, то $K < 1$.

Свободная энергия имеет еще одно интересное свойство, которое вытекает из того обстоятельства, что она связана со степенью самопроизвольности процесса. Каждый самопроизвольно протекающий процесс может быть использован для выполнения полезной работы, по крайней мере, в принципе. Например, падение водопада несомненно представляет собой самопроизвольный процесс. Он принадлежит к числу таких процессов, с помощью которых можно получать полезную работу, заставляя падающую воду вращать лопасти турбины. Точно так же при сгорании бензина в цилиндрах автомобильного двигателя выполняется полезная работа перемещения автомобиля. Количество работы, получаемой в конкретном процессе, зависит от того, как он проводится. Например, если сжечь литр бензина в открытом сосуде, то мы вообще не получим полезной работы. В автомобильном двигателе общая эффективность получения работы невысока, приблизительно 20%. Если бы бензин реагировал с кислородом при других, более благоприятных условиях, то при этом можно было бы получить гораздо большее количество работы. На практике мы никогда не получаем максимального количества работы, возможного с теоретической точки зрения. Однако чтобы иметь представление о том, насколько успешно мы извлекаем работу из процессов на практике, полезно знать, какое максимальное количество работы в принципе можно получить в результате каждого конкретного процесса. Термодинамика утверждает, что *максимальная полезная работа, которая может быть получена при помощи самопроизвольного процесса, проводимого при постоянных температуре и давлении, равна изменению свободной энергии в этом процессе.*

Нетрудно показать, что для реакций, протекающих при постоянных давлении и температуре, самопроизвольным является всякий процесс, в результате которого происходит уменьшение свободной энергии.

Учитывая, что при постоянном давлении изменение энтальпии равно

$$\Delta H = \Delta U + p\Delta V,$$

выражение (13.28) можно представить в виде:

$$\Delta G = \Delta U + p\Delta V - T \cdot \Delta S. \quad (13.29)$$

Подставляя в выражение (13.29) выражение (4.40)¹, получим:

$$\Delta G = Q - W + p\Delta V - T\Delta S.$$

Учитывая, что при постоянном давлении ($p = idem$) изучаемая химическая система и окружающая среда обмениваются механической энергией в количестве $W = p\Delta V$, последнее выражение можно представить в виде:

$$\Delta G = Q - p\Delta V + p\Delta V - T\Delta S = Q - T\Delta S. \quad (13.30)$$

Подставив выражение (4.137) в выражение (13.30)², получим:

$$\Delta G = T \cdot \Delta S - T \cdot \Delta S = 0. \quad (13.31)$$

Таким образом, если химическая реакция протекает *обратимо* при постоянном давлении и температуре, то изменение свободной энергии равно нулю.

¹ См. часть 1.

² См. часть 1.

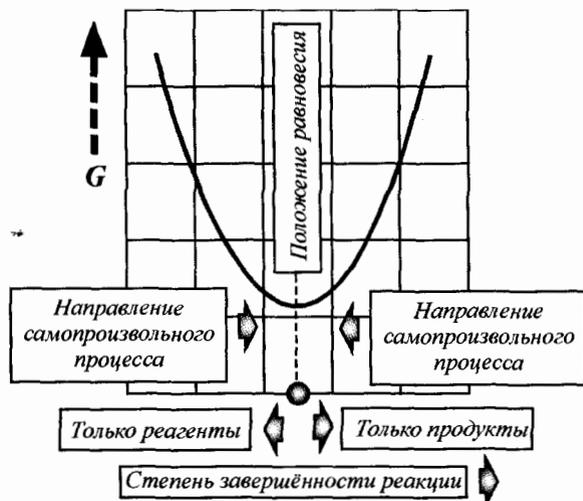


Рис. 13.14. Изменение свободной энергии системы при постоянных температуре и давлении

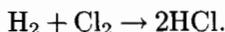
Если химическая реакция происходит необратимо, то $\Delta S > Q/T$, или $T \cdot \Delta S > Q$. В этом случае на основании выражения (13.30) можно записать, что $\Delta G < 0$.

Оба полученных результата можно объединить в один общий вывод:

- любая реакция, самопроизвольно протекающая при постоянных давлении и температуре, должна обязательно сопровождаться уменьшением свободной энергии G . Когда реакционная система достигает положения равновесия, величина свободной энергии G достигает минимума и больше не изменяется ($\Delta G = 0$).

Такое поведение функции G графически показано на рис. 13.14.

Рассмотрим реакцию:



С помощью табличных данных, приведенных выше, составим следующую таблицу:

	H ₂	Cl	HCl
$\Delta H_{\text{обр}}^0$, кДж/моль	0.00	0.00	-92.30
$\Delta G_{\text{обр}}^0$, кДж/моль	0.00	0.00	-95.27
S^0 , Дж/(моль · К)	130.58	222.96	186.69

Изменение энтальпии реакции равно:

$$\Delta H = (2 \text{ моль}) \cdot (-92.30) = -184.6 \frac{\text{кДж}}{\text{моль}}.$$

Изменение энтропии реакции равно:

$$\begin{aligned}\Delta S &= (2 \text{ моль}) \cdot 186.69 - [(1 \text{ моль}) \cdot 130.58 + (1 \text{ моль}) \cdot 222.96] = \\ &= 373.38 - 353.54 = 19.84 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}.\end{aligned}$$

На основании зависимости (13.28) запишем:

$$\begin{aligned}\Delta G &= \Delta H - T \Delta S; \\ (2 \text{ моль}) \cdot (-95.27) \left[\frac{\text{кДж}}{\text{моль}} \right] &= -184.6 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{моль}} \right] - 298 \cdot 19.84 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\text{кДж}}{\text{моль}} \right]; \\ -190.54 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{моль}} \right] &= -190.54 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{моль}} \right].\end{aligned}$$

Стандартная свободная энергия образования порядка $= -190.54$ кДж/моль указывает на наличие очень большой движущей силы реакции, которая часто приводит к взрыву.

Для несопроизвольных процессов изменение свободной энергии является мерой минимального количества работы, которую следует выполнить, чтобы вызвать протекание процесса. В действительности приходится затрачивать большее количество работы, чем этот теоретический минимум, что объясняется неэффективностью способов, с помощью которых вызывают протекание несопроизвольных процессов.

Рассмотрение свободной энергии играет очень важную роль при исследованиях многих несопроизвольных реакций, которые мы хотели бы провести для наших собственных нужд или которые происходят в природе.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Как определяют скорость протекания химической реакции?
2. От чего зависит скорость протекания химической реакции?
3. Что такое энергетический барьер реакции и энергия активации?
4. Равновесие химической реакции. Факторы, влияющие на равновесие химической реакции.
5. Сформулируйте и объясните принцип Ле Шателье.
6. Какие процессы называют самопроизвольными?
7. Какие реакции называются экзотермическими? Приведите примеры.
8. Какие реакции называются эндотермическими? Приведите примеры.
9. Что такое тепловой эффект реакции?
10. Сформулируйте первый закон термодинамики (первый закон термодинамики) применительно к химическим реакциям.
11. Сформулируйте и объясните закон Гесса.
12. Теплота образования химического соединения.
13. Сформулируйте и объясните принцип Бергго—Томсена.
14. Направление протекания химической реакции. Свободная энергия.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА

14.1. СПОСОБЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ В ТЕПЛОВОЙ ФОРМЕ

Среди различных явлений, сопровождающих рабочие процессы тепловых машин, центральное место занимает процесс передачи энергии на микроуровне (в форме теплоты) внутри тел и между телами. Это явление принято называть теплообменом.

Понятие теплообмена охватывает совокупность всех явлений, при которых имеет место переход энергии на микроуровне (невидимом для нашего зрения) из одной части пространства в другую. Этот переход может происходить тремя различными по своему существу способами.

Первый способ (механизм) в чистом виде имеет место в однородных твердых телах и заключается в том, что энергия передается из одной части тела в другую путем непосредственного соприкосновения между материальными частицами тела, т. е. путем энергетического взаимодействия между частицами. Такой способ принято называть *теплопроводностью* или *кондукцией* (от латинского слова *conductor* — проводник).

Вторым способом (механизмом) является передача энергии путем конвекции (от латинского слова *convectio* — принесение). Этот способ наблюдается тогда, когда материальные частицы какого-либо тела изменяют свое положение в пространстве и переносят содержащуюся в них энергию из одного места в другое. Такое явление имеет место при движении жидкостей и газов и всегда сопровождается теплопроводностью, т. е. передачей энергии от одной частицы к соседней, если только во всей текущей массе нет равенства температур. Одновременный перенос энергии конвекцией и теплопроводностью обычно называют *конвективным теплообменом*.

Обычно движение среды (капельной жидкости или газа) происходит в условиях ограничения ее твердыми стенками. При этом будет иметь место обмен энергией на микроуровне между движущейся средой и окружающими ее стенками. Такого рода теплообмен называют *теплоотдачей*.

Третий способ (механизм) состоит в переносе энергии на микроуровне в пространстве электромагнитными колебаниями. Этот вид передачи энергии принято называть *лучистым теплообменом* или *теплообменом излучением*.

В реальных условиях обмен энергией на микроуровне между телами крайне редко осуществляется по одному из рассмотренных выше меха-

низмов. Обычно имеет место энергообмен двумя, а еще чаще всеми тремя способами одновременно.

Так, например, часть энергии продуктов сгорания в цилиндре поршневого ДВС передается в охлаждающую жидкость и конвекцией, и лучеиспусканием, и теплопроводностью.

14.2. ТЕПЛОБМЕН ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬЮ

14.2.1. Основные понятия и определения

Переход энергии (распространение теплоты) из одной части тела в другую всегда связан с наличием более или менее нагретых, т. е. обладающих различной температурой, частей, и, следовательно, зависит от температурного состояния тела. Для характеристики температурного состояния тела с этой точки зрения вводится ряд понятий.

Температурное поле — это совокупность значений температуры во всех точках рассматриваемого тела в данный момент времени.

Уравнение температурного поля имеет вид

$$T = f(x, y, z, t), \quad (14.1)$$

где x, y, z — координаты точки тела, имеющей температуру T ; t — время.

Это уравнение выражает распределение температуры по всему телу в данный момент времени, а также изменение ее в каждой точке тела со временем. Оно является математической формулировкой неустановившегося (нестационарного) температурного поля. Выражение (14.1) указывает на то, что с течением времени температура тела в указанной точке изменяется.

Если температурное поле не зависит от времени, оно называется установившимся (стационарным). Следовательно, если температурное поле стационарно, то температура тела в указанной точке с течением времени не изменяется. Математически это условие выражается системой равенств

$$\left. \begin{aligned} T &= f(x, y, z) \\ \frac{dT}{dt} &= 0 \end{aligned} \right\}.$$

Стационарность температурного поля не означает, что температура тела в указанной точке тела не может отличаться от температуры тела в другой точке, но означает, что и в этой другой точке температура тела с течением времени не изменяется.

В зависимости от числа координат, в направлении которых происходит изменение температуры, температурное поле может быть трехмерным, двумерным и одномерным.

Для одномерного стационарного температурного поля уравнение (14.1) имеет вид

$$T = f(x).$$

Это означает, что во всех точках плоскости $y-z$ температура тела одинакова и со временем не изменяется.

Так как температура — скалярная величина, то температурное поле — скалярное поле.

Изотермическая поверхность — это геометрическое место точек тела, имеющих одинаковую температуру. Любая кривая на изотермической поверхности представляет собой линию неизменных температур или изотерму. Так как в данной точке тела не может быть одновременно нескольких значений температуры, изотермические поверхности пересекаться не могут. Они либо замыкаются на себя внутри тела, либо обрываются на его границах. Вдоль изотермической поверхности энергия в форме теплоты передаваться не может.

Определим понятие градиента температуры. При переходе от одной изотермической поверхности к другой имеет место изменение температуры (рис. 14.1). Мерой скорости этого изменения, например, в направлении S , является отношение $\Delta T/\Delta S$, где ΔT — изменение температуры, соответствующее расстоянию ΔS . Наибольшее значение это отношение получает тогда, когда выбранное направление совпадает с нормалью к изотермической поверхности.

Вектор, выражающий направление наибольшей скорости изменения температуры в данной точке температурного поля и величину этой скорости, называют градиентом температуры:

$$\text{grad}T = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta T}{\Delta S} \right) = \frac{dT}{dS}, \quad \left[\frac{\text{град}}{\text{м}} \right]. \quad (14.2)$$

Положительным направлением вектора градиента температуры считается направление в сторону возрастания температуры.

Энергию, передаваемую в форме теплоты от более нагретого элемента тела к менее нагретому в единицу времени, называют тепловым потоком. Можно говорить о потоке внутри тела и между телами (в последнем случае энергия передается от более нагретого в целом тела к менее нагретому телу). Таким образом,

$$\Phi = \frac{Q}{t}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт} \right], \quad (14.3)$$

где Φ — тепловой поток, Вт.

Тепловой поток есть вектор, направление которого противоположно вектору температурного градиента, так как теплота передается в направлении уменьшения температуры.

Тепловой поток, отнесенный к единице поверхности, называют поверхностной плотностью теплового потока:

$$\varphi = \frac{\Phi}{S}, \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right]. \quad (14.4)$$

Закон Фурье. Опыты с твердыми телами, в которых теплота распространяется только путем теплопроводности, позволили Фурье установить, что количество переданной энергии пропорционально падению температуры, времени теплообмена и площади сечения, через которое передавалась

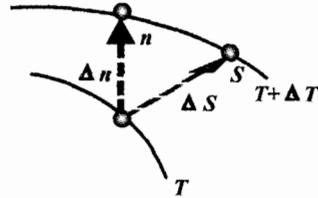


Рис. 14.1. К определению градиента температуры

теплота. Следовательно, плотность теплового потока пропорциональна температурному градиенту, то есть

$$\varphi = -\lambda \cdot \text{grad}T. \quad (14.5)$$

Формула (14.5) является математическим выражением основного закона теплопроводности. Знак минус в правой части показывает, что вектор теплового потока противоположен по направлению вектору градиента температуры.

Коэффициент пропорциональности λ характеризует теплопроводящие свойства данного вещества и называется коэффициентом теплопроводности. Размерность коэффициента λ определяется выражением

$$[\lambda] = \frac{[\varphi]}{[\text{grad}T]}, \quad \left[\frac{\text{Вт} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ\text{С}} \right],$$

так как изменение температуры, фигурирующее в градиенте, будет одинаковым как в шкале Цельсия, так и в шкале Кельвина.

Судя по размерности, коэффициент теплопроводности представляет собой количество энергии, переданной в форме теплоты в единицу времени через единицу поверхности при падении температуры на один Кельвин на единицу длины.

Величина коэффициента теплопроводности для каждого материала определяется экспериментально и зависит от его структуры, плотности, влажности и температуры. Для большинства материалов с повышением температуры коэффициент теплопроводности увеличивается, но для многих металлов имеет место обратная зависимость. В теплотехнических расчетах обычно пользуются средним значением коэффициента теплопроводности для данного материала в рассматриваемом интервале температур, что не вносит существенных погрешностей в расчет. В качестве примера ниже приведены величины λ для некоторых веществ.

Ниже приведены значения коэффициента теплопроводности λ для некоторых веществ:

Вещество	λ , Вт/(м·К)
Серебро	414
Красная медь	400
Алюминий	210
Сталь	10...60
Дерево	0.06...0.55
Красный кирпич	0.5...0,6
Асбест	0.11...0.20
Сажа	0.055...0.11
Вода, 0–100°С	0.15...0.29
Воздух, 0–1000 °С	0.02...0.08

14.2.2. Теплопроводность стенок различной формы

14.2.2.1. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПЛОСКОЙ СТЕНКИ

Рассмотрим сначала однородную плоскую стенку толщиной δ (рис. 14.2).

Будем считать, что температуры поверхностей стенки T_1 и T_2 остаются неизменными во времени по всей поверхности. Тогда изменение температуры будет происходить только в направлении оси x (рис. 14.2). Заметим, что это изменение имеет линейный характер; интенсивность изменения температуры зависит от теплопроводности материала. Учитывая сказанное, можно констатировать, что в рассматриваемом случае имеет место одномерное стационарное температурное поле. Коэффициент теплопроводности равен λ .

На основании уравнения (14.5) имеем, что $\varphi = \lambda(-\text{grad}T)$. Учитывая, что в рассматриваемом случае

$$-\text{grad}T = \frac{T_1 - T_2}{\delta},$$

получим

$$\varphi = \frac{\lambda}{\delta} (T_1 - T_2), \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right]. \quad (14.6)$$

Отношение δ/λ называют термическим сопротивлением (обозначается R). В связи с этим, уравнение (14.6) можно представить в виде

$$\varphi = \frac{T_1 - T_2}{R}, \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right].$$

Используя зависимости (14.3) и (14.4), легко определить величину теплового потока и все количество переданной на микроуровне энергии:

$$\Phi = \frac{\lambda}{\delta} (T_1 - T_2) S, \quad [\text{Вт}], \quad (14.7)$$

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} (T_1 - T_2) S \tau, \quad [\text{Дж}]. \quad (14.8)$$

Рассмотрим теперь трехслойную плоскую стенку, приняв условия предыдущего случая, т. е. считая температурное поле стационарным и одномерным (рис. 14.3).

Так как рассматривается стационарное температурное поле, плотность теплового потока Φ , проходящего через каждый слой стенки, одинакова. Если температурное поле стационарно, сколько энергии в тепловой форме подводится к стенке, столько же ее отводится от стенки. Тепловой поток на входе равен тепловому потоку на выходе, следовательно, можно записать, что

$$\Phi_1 = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (T_1 - T_2); \quad \Phi_2 = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (T_2 - T_3); \quad \Phi_3 = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (T_3 - T_4).$$

Учитывая, что $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_3 = \Phi$, на основании выражения (14.4) можно записать

$$\varphi = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (T_1 - T_2) = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (T_2 - T_3) = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (T_3 - T_4).$$

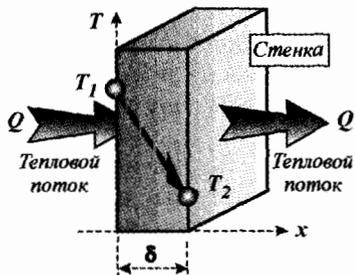


Рис. 14.2. К расчету передачи тепловой энергии через плоскую стенку

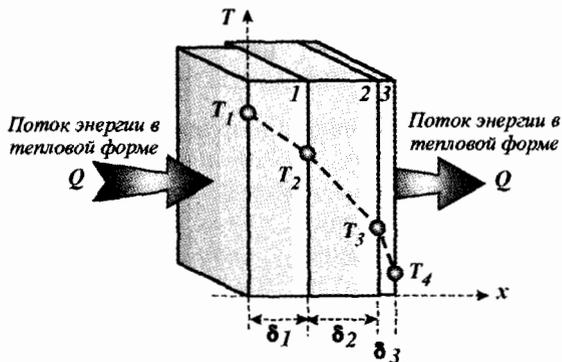


Рис. 14.3. К расчету теплопроводности трехслойной плоской стенки

Так как $\delta/\lambda = R$, то последнее выражение можно записать в виде

$$\varphi = \frac{1}{R_1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{R_1} (T_2 - T_3) = \frac{1}{R_1} (T_3 - T_4).$$

Это выражение представим в виде системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{R_1} (T_1 - T_2); \\ \varphi &= \frac{1}{R_2} (T_2 - T_3); \\ \varphi &= \frac{1}{R_3} (T_3 - T_4) \end{aligned} \right\}.$$

Из этих уравнений можно определить изменение температуры в каждом слое:

$$\left. \begin{aligned} \varphi \cdot R_1 &= (T_1 - T_2); \\ \varphi \cdot R_2 &= (T_2 - T_3); \\ \varphi \cdot R_3 &= (T_3 - T_4) \end{aligned} \right\}.$$

Складывая левые и правые части этих равенств, получим полный температурный напор, состоящий из суммы изменений температуры в каждом слое:

$$\begin{aligned} \varphi R_1 + \varphi R_2 + \varphi R_3 &= (T_1 - T_2) + (T_2 - T_3) + (T_3 - T_4), \\ \varphi (R_1 + R_2 + R_3) &= T_1 - T_4. \end{aligned}$$

Отсюда получаем

$$\varphi = \frac{T_1 - T_4}{R_1 + R_2 + R_3} = \left(\frac{\lambda_1}{\delta_1} + \frac{\lambda_2}{\delta_2} + \frac{\lambda_3}{\delta_3} \right) (T_1 - T_4). \quad (14.9)$$

Из уравнения (14.9) следует, что общее термическое сопротивление многослойной стенки равно сумме термических сопротивлений каждого слоя:

$$R = R_1 + R_2 + R_3.$$

Для стенки, состоящей из n слоев, формула (14.9) примет вид

$$\varphi = \frac{T_1 - T_{n+1}}{\sum_{i=1}^n R_i} = \sum_{i=1}^n \frac{\lambda_i}{\delta_i} (T_1 - T_{n+1}), \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{М}^2} \right]. \quad (14.10)$$

Подставляя зависимость (14.10) в зависимости (14.3) и (14.4), определяют величину теплового потока и все количество переданной на микроуровне энергии:

$$\Phi = \varphi S; \quad Q = \varphi St.$$

14.2.2.2. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СТЕНКИ

Передача теплоты через цилиндрическую стенку имеет большое практическое значение, так как многие теплотехнические агрегаты (теплообменные аппараты, гильзы цилиндров двигателей внутреннего сгорания и другие) имеют элементы в виде цилиндрических труб. Передача теплоты теплопроводностью в цилиндрической стенке происходит по тем же законам, что и в плоской стенке. Различие заключается лишь в том, что плоская стенка имеет поверхности одинаковые по площади, а у цилиндрической площадь внутренней поверхности всегда меньше наружной.

Рассмотрим цилиндр длиной L (рис. 14.4). Внутренняя и внешняя площади поверхностей цилиндра S_1 и S_2 имеют температуры соответственно T_1 и T_2 , причем $T_1 > T_2$. Тепловой поток направлен по нормали к поверхности цилиндра (по радиусам ее сечений) изнутри наружу. Внутренний и наружный диаметры равны соответственно d_1 и d_2 . Теплопроводность материала стенки постоянна и равна λ .

Для того чтобы воспользоваться законом Фурье, выделим внутри стенки кольцевой слой радиусом r и толщиной dr . Тепловой поток, проходящий

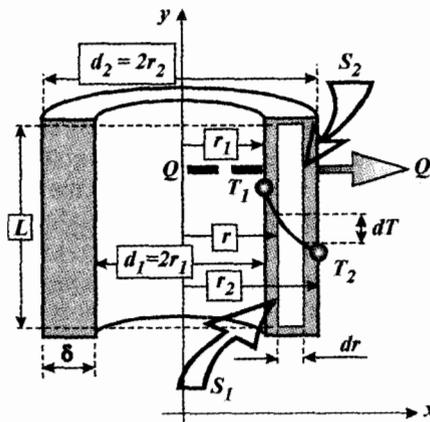


Рис. 14.4. К расчету теплопроводности цилиндрической стенки

через этот слой, равен

$$\Phi = \lambda(-\text{grad}T)L = -\lambda \frac{dT}{dr} 2\pi rL, \quad [\text{Вт}], \quad (14.11)$$

где L — высота (длина) цилиндра.

Разделив переменные в выражении (14.11), получаем

$$-dT = \frac{\Phi}{2\pi\lambda L} \cdot \frac{dr}{r}.$$

Интегрируя это уравнение в пределах изменения радиуса от r_1 до r_2 и температуры от T_1 до T_2 получим:

$$-\int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{\Phi}{2\pi\lambda L} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r};$$

$$-(T_2 - T_1) = \frac{\Phi}{2\pi\lambda L} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}; \quad T_1 - T_2 = \frac{\Phi}{2\pi\lambda L} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Отсюда определяем тепловой поток, прошедший через стенку,

$$\Phi = \frac{2\pi\lambda L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} (T_1 - T_2) = \frac{2\pi\lambda L}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (T_1 - T_2), \quad [\text{Вт}]. \quad (14.12)$$

Так как площади внутренней и внешней поверхностей различны, то различными оказываются и соответствующие плотности потока. По этой причине в теплотехнических расчетах тепловой поток относится к единице длины цилиндрической стенки:

$$\varphi_L = \frac{\Phi}{L} = \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (T_1 - T_2) = \frac{T_1 - T_2}{R_{\text{ц.ст}}}, \quad (14.13)$$

где φ_L — линейная плотность теплового потока; $R_{\text{ц.ст}} = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$ — термическое сопротивление цилиндрической стенки, $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$.

Определить термическое сопротивление цилиндрической стенки достаточно сложно, поэтому для приближенного расчета его часто определяют по более простой формуле плоской стенки:

$$R = \delta/\lambda.$$

Чем меньше отношение диаметров d_2/d_1 , тем меньше ошибка в вычислении термического сопротивления по упрощенной формуле. Установлено, что при отношении $d_2/d_1 = 2$ формула (14.13) дает ошибку, равную 4%, а при $d_2/d_1 = 1.5$ ошибка уменьшается до 1.4%.

Обычно в трубчатых теплообменных аппаратах, в цилиндрах двигателей внутреннего сгорания отношение диаметров не превышает 1.5, поэтому при расчете теплопроводности в этих случаях можно пользоваться формулами для плоской стенки.

Количество теплоты, прошедшее через цилиндрическую стенку длиной L за t секунд, определяется как обычно:

$$Q = \Phi t, \quad [\text{Дж}]. \quad (14.14)$$

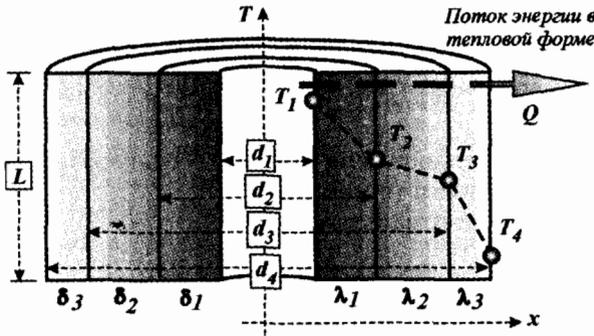


Рис. 14.5. К определению теплопроводности трехслойной цилиндрической стенки

Для трехслойной цилиндрической стенки (рис. 14.5) на основании выражения (14.13) можно записать:

$$\varphi_L = 2\pi\lambda_1 \frac{(T_1 - T_2)}{\ln \frac{d_2}{d_1}}; \quad \varphi_L = 2\pi\lambda_2 \frac{(T_2 - T_3)}{\ln \frac{d_3}{d_2}}; \quad \varphi_L = 2\pi\lambda_3 \frac{(T_3 - T_4)}{\ln \frac{d_4}{d_3}}.$$

Решая эти уравнения относительно разностей температур, а затем, почленно складывая, получим

$$T_1 - T_4 = \frac{\varphi_L}{2\pi} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right).$$

Отсюда

$$\varphi_L = \frac{2\pi \cdot (T_1 - T_4)}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (14.15)$$

Обобщая формулу (14.15) на n -слойную стенку, найдем

$$\varphi_L = \frac{2\pi \cdot (T_1 - T_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}, \quad (14.16)$$

где i — порядковый номер слоя.

Дальнейшее определение величин Φ и Q не представляет сложности.

14.3. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН

14.3.1. Общие сведения

Как было отмечено ранее, конвективный теплообмен (или теплоотдача) представляет собой процесс передачи энергии на микроуровне, осуществляемый между какой-нибудь твердой поверхностью и омывающей ее средой (жидкостью или газом). Этот вид теплообмена встречается во всех тепловых машинах и теплообменных аппаратах.

Изучают и рассчитывают конвективный теплообмен на основе закона Ньютона. В соответствии с этим законом

$$\varphi = \alpha(T_{\text{ср}} - T_{\text{ст}}) \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right], \quad (14.17)$$

где α — коэффициент теплоотдачи; $T_{\text{ср}}$, $T_{\text{ст}}$ — температура среды и температура твердой поверхности (стенки).

Соответственно, можно записать, что

$$\Phi = \alpha \cdot (T_{\text{ср}} - T_{\text{ст}}) \cdot S, \quad [\text{Вт}], \quad (14.18)$$

$$Q = \alpha \cdot (T_{\text{ср}} - T_{\text{ст}}) \cdot St, \quad [\text{Дж}]. \quad (14.19)$$

Решив уравнение (14.17) относительно коэффициента теплоотдачи α , получим

$$\alpha = \frac{\varphi}{T_{\text{ср}} - T_{\text{ст}}}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{град}} \right]. \quad (14.20)$$

Из равенства (14.20) видно, что коэффициент теплоотдачи показывает, какое количество теплоты передается средой единице площади твердой поверхности в единицу времени при разнице температур среды и стенки в один градус.

Величина коэффициента теплоотдачи зависит от большого числа факторов, определяющих интенсивность конвективного теплообмена. Эти факторы условно можно разделить на следующие основные группы:

1. *Зависящие от природы возникновения движения среды относительно твердой поверхности.*

В зависимости от причины, вызывающей движение среды, различают два вида движения — *свободное* и *вынужденное*.

Свободное движение, называемое иначе естественной конвекцией, вызывается подъемной силой, обусловленной разностью плотностей холодных и нагретых частиц среды. Интенсивность свободного движения зависит от природы жидкости или газа, разности температур между отдельными частицами среды и объема пространства, в котором протекает процесс.

Вынужденное движение среды, обуславливающее вынужденную конвекцию, вызывается работой внешних агрегатов (насосов, вентиляторов и тому подобных). Движущая сила при этом виде движения возникает вследствие разности давлений, устанавливающихся на входе и выходе из канала, по которому перемещается среда.

2. *Зависящие от режима движения жидкости.*

Движение жидкости может иметь *ламинарный* (от латинского слова *lamina* — полоска, слой) или *турбулентный* (от латинского слова *turbulentus* — бурный, беспорядочный) характер. В первом случае частицы движущейся среды в форме отдельных не смешивающихся струй следуют очертаниям канала или стенки.

Турбулентный режим движения характеризуется непостоянством скорости движения частиц среды в рассматриваемой точке пространства.

3. *Зависящие от физических свойств среды.*

На интенсивность процесса теплоотдачи непосредственно влияют следующие физические параметры среды: теплопроводность, удельная теплоем-

кость, плотность, вязкость и температуропроводность (характеризующая скорость выравнивания температуры в различных точках тела).

4. *Зависящие от формы, размеров и состояния поверхности, омываемой жидкостью или газом.*

Обычно поверхности имеют форму плит или труб, которые могут располагаться вертикально, горизонтально или наклонно. Каждая из этих форм поверхности создает специфические условия для теплообмена между поверхностью стенки и средой. Для процесса теплоотдачи важно, перемещается ли среда внутри замкнутого пространства или твердая поверхность со всех сторон омывается средой. Большое значение имеет также состояние поверхности, оцениваемое ее шероховатостью.

14.3.2. Определение численного значения коэффициента теплоотдачи

Из рассмотрения факторов, влияющих на процесс теплоотдачи, видно, насколько зависима величина коэффициента теплоотдачи от конкретных условий протекания процесса. Это приводит к тому, что наиболее точно значение α можно определить только опытным путем, что представляет собой нелегкую задачу, особенно для сложных и громоздких тепловых устройств.

В настоящее время опытное определение коэффициента теплоотдачи производится, как правило, не на самих образцах тепловых устройств, а на их упрощенных моделях, более удобных для экспериментирования. Результаты опытов, проведенных на моделях, обобщают, используя теорию подобия (метод обобщенных переменных).

Теория подобия позволяет выяснить, когда можно перенести результаты экспериментов, полученные на конкретной установке, на другие аналогичные установки, т. е. установить условия подобия процессов. Метод подобия применим тогда, когда известно математическое описание процесса. Путем деления всех переменных (независимых и зависимых), отражающих особенности изучаемого процесса, на некоторые характерные для них значения («масштабы») осуществляется переход к безразмерным величинам. В результате математическое описание приводится к безразмерному виду. При этом «масштабы», а также физические константы, входящие в задачу, объединяются в безразмерные комплексы, называемые числами или критериями подобия. Обычно принято обозначать критерии подобия двумя первыми буквами фамилий исследователей, которые внесли заметный вклад в теорию гидродинамики и теплоотдачи.

Наиболее важными и часто употребляемыми являются следующие критерии подобия:

- критерий Нуссельта:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}, \quad (14.21)$$

который характеризует теплообмен на границе между жидкой средой и поверхностью твердого тела. Чем интенсивнее происходит конвек-

тивный теплообмен, тем больше число Nu и тем больше коэффициент теплоотдачи α .

- критерий Рейнольдса:

$$Re = \frac{u \cdot l}{\nu}, \quad (14.22)$$

характеризующий соотношение сил инерции и вязкостных сил в жидкой среде.

- критерий Пекле:

$$Pe = \frac{u \cdot l \cdot c_p \cdot \rho}{\lambda}, \quad (14.23)$$

характеризующий отношение скоростей распространения энергии в форме теплоты конвекцией и теплопроводностью. Чем больше критерий Pe , тем выше доля теплоты, переносимой в жидкой среде за счет конвекции по сравнению с переносом за счет теплопроводности.

- критерий Эйлера:

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho \cdot u^2}, \quad (14.24)$$

характеризующий соотношение сил давления и сил инерции в жидкой среде и являющийся критерием, оценивающим гидравлическое сопротивление. На практике он используется при определении гидравлических сопротивлений каналов различной конфигурации. В этом случае Δp представляет собой перепад давлений на рассматриваемом участке канала.

- критерий Грасгофа:

$$Gr = \frac{\beta \cdot g \cdot (T_{ж} - T_{ст}) \cdot l^3}{\nu^2}, \quad (14.25)$$

который характеризует соотношение подъемных сил, возникающих в жидкой среде вследствие разности плотностей, и вязкостных сил.

- критерий Прандтля:

$$Pr = \frac{g \cdot \rho \cdot \nu \cdot c_p}{\lambda}, \quad (14.26)$$

который характеризует физические свойства жидкости.

В формулах (14.21)–(14.26) обозначено: u — скорость движения жидкости; l — характерный линейный размер (например, диаметр d в случае трубы); ρ — плотность жидкости; c_p — истинная массовая теплоемкость жидкости при постоянном давлении; ν — кинематическая вязкость жидкости; $T_{ж}$, $T_{ст}$ — температуры жидкости и стенки; β_r — истинный температурный коэффициент объемного расширения; λ — коэффициент теплопроводности жидкости; Δp — перепад давления в жидкости; g — ускорение свободного падения.

Набор чисел подобия, полученный в результате соответствующих преобразований математических уравнений, описывающих рассматриваемый процесс, включает в себя зависимые критерии (в них входят искомые, определяемые переменные задачи) и независимые (включающие аргументы, определяющие переменные задачи). Соответственно и критерии называют определяемыми и определяющими.

Связь между определяемыми и определяющими критериями подобия устанавливают экспериментально в виде зависимостей, которые называются *критериальными* уравнениями.

При решении теплотехнических задач искомой величиной является коэффициент теплоотдачи, поэтому критериальные уравнения в качестве определяемого критерия содержат критерий Нуссельта.

Для случаев свободного движения жидкой среды определение среднего значения коэффициента теплоотдачи по всей нагреваемой (или охлаждаемой) поверхности (например, для наружных поверхностей труб) можно определить по формулам:

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) = 10^{-3} \dots 10^2$

$$Nu = 1.18(Cr_{ж} \cdot Pr_{ж})^{0.125}; \quad (14.27)$$

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) = 5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$

$$Nu = 0.54(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж})^{0.25}; \quad (14.28)$$

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) > 2 \cdot 10^7$

$$Nu = 0.135(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж})^{0.33}. \quad (14.29)$$

Подставляя в уравнения (14.27)–(14.29) значения определяющих критериев и решая эти уравнения относительно α , соответственно получим:

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) = 10^{-3} \dots 10^2$

$$\alpha = 1.18(\beta \cdot g \cdot Pr)^{\frac{1}{8}} \frac{\lambda}{\nu^{\frac{1}{4}}} \left(\frac{\Delta T}{l^5} \right)^{\frac{1}{8}}; \quad (14.30)$$

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) = 5 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$

$$\alpha = 0.54(\beta \cdot g \cdot Pr)^{\frac{1}{4}} \frac{\lambda}{\nu^{\frac{1}{2}}} \left(\frac{\Delta T}{l} \right)^{\frac{1}{4}}; \quad (14.31)$$

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) > 2 \cdot 10^7$

$$\alpha = 0.135(\beta \cdot g \cdot Pr)^{\frac{1}{3}} \frac{\lambda}{\nu^{\frac{2}{3}}} (\Delta T)^{\frac{1}{3}}. \quad (14.32)$$

Для определения α в ограниченном пространстве (например, внутри трубы) при свободном движении жидкости в формулы, приведенные выше, вместо λ следует подставлять так называемый *эквивалентный* коэффициент теплопроводности, который можно определить из зависимостей:

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) = 10^3 \dots 10^6$

$$\lambda_{эkv} = 0.105\lambda \cdot (Gr_{ж} \cdot Pr_{ж})^{0.3}; \quad (14.33)$$

- при $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж}) = 10^6 \dots 10^{10}$

$$\lambda_{э\text{кв}} = 0.4\lambda \cdot (Gr_{ж} \cdot Pr_{ж})^{0.2}. \quad (14.34)$$

Приведенные пределы величины $(Gr_{ж} \cdot Pr_{ж})$ охватывают практически все случаи, встречающиеся в природе. При вынужденном движении жидкости критериальные уравнения имеют другой вид.

Так, при ламинарном движении теплоносителя внутри трубы можно использовать зависимость

$$Nu = 0.17Re_{ж}^{0.33} Pr_{ж}^{0.33} Gr_{ж}^{0.1} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0.25}. \quad (14.35)$$

При турбулентном движении жидкости внутри трубы

$$Nu = 0.21Re_{ж}^{0.8} Pr_{ж}^{0.43} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0.25}. \quad (14.36)$$

При поперечном обтекании одиночной трубы

$$Nu = 0.59Re_{ж}^{0.47} Pr_{ж}^{0.38} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0.25}, \quad [Re = 10 \dots 10^3] \quad (14.37)$$

и

$$Nu = 0.21Re_{ж}^{0.62} Pr_{ж}^{0.38} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0.25}, \quad [Re = 10^3 \dots 2 \cdot 10^5]. \quad (14.38)$$

При поперечном обтекании пучка труб (в случае коридорного их расположения)

$$Nu = 0.23Re_{ж}^{0.65} Pr_{ж}^{0.33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0.25}. \quad (14.39)$$

В случае шахматного расположения

$$Nu = 0.41Re_{ж}^{0.6} Pr_{ж}^{0.33} \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{ст}} \right)^{0.25}. \quad (14.40)$$

Формулы (14.39), (14.40) справедливы для $Re = 6 \cdot 10^2 \dots 1.3 \cdot 10^5$.

В справочной литературе можно найти критериальные уравнения для самых различных случаев теплообмена, встречающихся в практике.

В ряде случаев определение величины коэффициента теплоотдачи производят по чисто эмпирическим формулам. Так, для расчета конвективного теплообмена в цилиндре поршневого ДВС величину коэффициента теплоотдачи от продуктов сгорания к стенкам камеры сгорания обычно определяют из формулы Эйхельберга

$$\alpha = 2.1 \sqrt[3]{c_m} \cdot \sqrt{p_r T_r},$$

где c_m — средняя скорость движения поршня, м/с; p_r — текущее давление газов в цилиндре, бар; T_r — текущая температура газов в цилиндре, К.

Порядок величины α [Вт/(м²·К)] для некоторых условий конвективного теплообмена лежит в пределах:

- для газов:

при естественной конвекции	6...40
при вынужденной конвекции при движении по трубам или между ними	12...120

- для воды:

при естественной конвекции	110...1100
при вынужденной конвекции при движении по трубам	500...11000
при кипении	2200...11000
для конденсирующегося водяного пара	4500...22000

14.4. ТЕПЛОБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ

14.4.1. Общие понятия

Излучение энергии присуще всем телам и количественно определяется физическими свойствами и температурой тела, так как его нагревание является причиной внутриатомных возмущений, сопровождающихся излучением. Носителем лучистой энергии являются электромагнитные колебания с волнами разной длины. Установлено несколько характерных диапазонов длин волн (табл. 14.1).

С точки зрения теплообмена интерес представляют такие электромагнитные колебания, энергия которых поглощается телами и проявляется затем в форме внутренней энергии. В наибольшей мере такими свойствами обладают световые и, главным образом, инфракрасные лучи. Энергия электромагнитных колебаний других длин волн телами практически не поглощается. Таким образом, под тепловым излучением подразумевают энергию, отдаваемую и поглощаемую телами в диапазоне длин волн 0.4...400 мк.

Таблица 14.1
Длины волн, характерные для некоторых видов излучения

Наименование излучения	Длина волны
Космические и гамма-лучи	0.1...10 Å
Рентгеновские лучи	10...200 Å
Ультрафиолетовые лучи	200 Å...0.4 мк
Видимые (световые) лучи	0.4...0.8 мк
Инфракрасные (тепловые) лучи	0.4...800 мк

Каждое тело излучает энергию непрерывно, независимо от свойств и состояния окружающих тел и среды, даже и в случае, когда температура последних совпадает с температурой тела. При попадании на другие тела эта энергия частично проходит через тела, частично поглощается ими.

Пусть из всего количества энергии Q , падающей на тело (рис. 14.6), часть Q_A поглощается, Q_R — отражается, а Q_D — проходит сквозь тело:

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D.$$

Разделив равенство на Q , получим

$$\frac{Q}{Q} = \frac{Q_A + Q_R + Q_D}{Q}.$$

Обозначив

$$\frac{Q_A}{Q} = A, \quad \frac{Q_R}{Q} = R, \quad \frac{Q_D}{Q} = D,$$

получим

$$A + R + D = 1. \quad (14.41)$$

Очевидно, что отношение Q_A/Q представляет часть лучистой энергии Q , поглощенную телом, Q_R/Q — часть, отраженную им, и Q_D/Q — часть, прошедшую сквозь тело. Величины A, R, D характеризуют соответственно поглощательную, отражательную и пропускательную способность тела и называются коэффициентами поглощения, отражения и пропускания.

Если $A = 1, R = D = 0$, то вся энергия поглощается телом, и его называют *абсолютно черным*.

Если $R = 1, A = D = 0$, то вся энергия отражается телом и тело называют *абсолютно белым* (если поверхность шероховатая и отраженная энергия рассеивается по различным направлениям) или *зеркальным* (если поверхность полированная и отражение происходит точно под тем же углом, под которым падал на поверхность поток лучистой энергии Q (рис. 14.6)).

Если $D = 1, A = R = 0$, то вся энергия проходит сквозь тело и его называют *абсолютно прозрачным*.

Абсолютно черных, белых (зеркальных) и прозрачных тел в природе не существует. Тем не менее, известно немало тел, которые по своим свойствам весьма близки к этим абсолютным категориям.

Коэффициенты A, R, D зависят от природы тела, его температуры и длины волны падающего излучения. Так, сухой воздух для тепловых лучей практически прозрачен. Кварц прозрачен для тепловых, световых и инфракрасных лучей с длиной волны до 4 мк; оконное стекло практически пропускает только световые лучи и непрозрачно для ультрафиолетового и части инфракрасного излучений; то же можно сказать и о многих жидкостях.

Твердые тела и жидкости непрозрачны ($D = 0$); для них $A + R = 1$. Отсюда следует, что если тело хорошо поглощает тепловое излучение, то оно плохо отражает его и наоборот.

Отражательные свойства вещества определяются не столько цветом, сколько состоянием поверхности тела. Так, белая поверхность хорошо

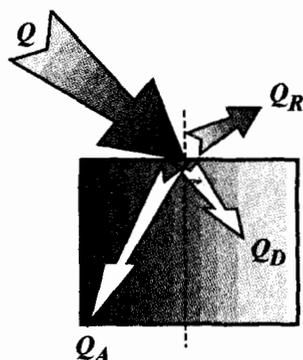


Рис. 14.6. Распределение потока лучистой энергии, падающей на тело

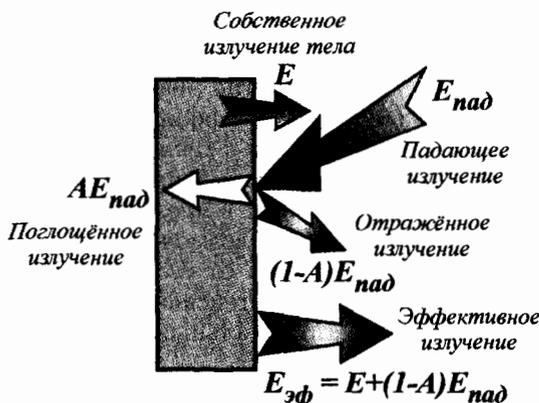


Рис. 14.7. К определению эффективного излучения

отражает лишь световые лучи, а инфракрасные поглощает так же, как и темная; в то же время полировка поверхности позволяет существенно повысить коэффициент отражения лучистой энергии (у полированного металла, например, $R \approx 0.9$). Шероховатая поверхность, покрытая сажей, наоборот, имеет коэффициент отражения энергии $R \approx 0.05 \dots 0.1$, т. е. близка к свойствам абсолютно черного тела. Реальные тела характеризуются значениями коэффициентов A, R, D в пределах

$$0 \leq (A, R, D) \leq 1$$

и их принято называть *серыми*.

Количество энергии, излучаемое с единицы поверхности собственно телом за единицу времени, называют *излучательной способностью* тела

$$E = \frac{Q}{St}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \right]. \quad (14.42)$$

Общая энергия, излучаемая телом, состоит из двух составляющих: собственного излучения E и отраженной лучистой энергии E_R (рис. 14.7). Сумма $E + E_R$ носит название эффективного излучения:

$$E_{\text{эф}} = E + E_R = E + RE_{\text{пад}} = E + (1 - A)E_{\text{пад}}, \quad (14.43)$$

где R, A — коэффициенты соответственно отражения и поглощения для облучаемого тела.

14.4.2. Основные законы теплового излучения

Закон Стефана—Больцмана. По закону Стефана—Больцмана лучеиспускательная способность тела (λ_m) пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры:

$$E = \varepsilon \cdot C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right], \quad (14.44)$$

где ε — степень черноты серого тела, характеризующая собой отношение лучеиспускательной способности серого тела к лучеиспускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре T ; $C_0 = 5.67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Значения ε приводятся в теплотехнических справочниках. Степень черноты пламени в цилиндре поршневых ДВС в период сгорания по данным различных авторов лежит в пределах $0.4 \dots 0.8$.

Закон Ламберта дает возможность определить зависимость изменения энергии лучистого потока от его направления по отношению к поверхности тела. Наибольшей интенсивностью обладает излучение по нормали к поверхности — E_n . По остальным направлениям оно меньше, равно E_φ и выражается зависимостью:

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi, \quad (14.45)$$

где φ — угол между направлением излучения и нормалью (рис. 14.8).

Количество энергии E_n , излучаемое по направлению нормали, в π раз меньше излучательной способности тела, т. е.

$$E_n = \frac{E}{\pi}. \quad (14.46)$$

Закон Вина дает зависимость между длиной волны, соответствующей максимальному излучению (λ_m), и абсолютной температурой тела:

$$\lambda_m = \frac{2.9 \cdot 10^{-3}}{T}. \quad (14.47)$$

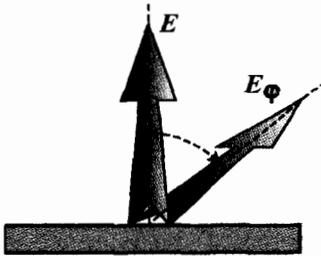


Рис. 14.8. К выводу закона Ламберта

14.4.3. Лучистый теплообмен между телами

Расчет теплообмена между двумя телами выполняют по уравнению

$$Q_{л} = \varepsilon_n C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot S_2, \quad (14.48)$$

где $Q_{л}$ — лучистый тепловой поток; ε_n — приведенная степень черноты системы.

Приведенная степень черноты системы определяется по формуле

$$\varepsilon_n = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{S_1}{S_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}, \quad (14.49)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — степень черноты 1-го и 2-го тела; S_1, S_2 — поверхность теплообмена 1-го и 2-го тела.

Формулы (14.48) и (14.49) применимы к телам любой формы (лишь бы меньшее из них было выпуклым).

Эти же уравнения используются для определения потери теплоты в окружающую среду, при этом $S_1 \rightarrow \infty, S_1/S_2 = 0$ и $\varepsilon_n = \varepsilon_1$.

14.5. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

14.5.1. Общие сведения

Как отмечалось ранее, передача энергии на микроуровне (в форме теплоты) только одним из рассмотренных выше способов (теплопроводностью, конвекцией или тепловым излучением) в реальных условиях происходит крайне редко. Обычно теплообмен осуществляется по всем трем механизмам переноса энергии одновременно. Тем не менее, значимость отдельных механизмов энергообмена в различных конкретных случаях различна. Так, при рассмотрении ряда инженерных задач можно не учитывать лучистую энергию по причине ее пренебрежимо малой доли в процессе энергообмена. С другой стороны, при исследовании теплообмена между телами в космическом пространстве можно пренебречь конвективной составляющей.

В тепловых машинах очень часто приходится иметь дело с теплообменом, происходящим за счет теплопроводности и конвекции. Именно так происходит понижение температуры охлаждающей жидкости или масла в радиаторах. Подобные случаи, представляющие собой переход энергии на микроуровне (в форме теплоты) от одной среды к другой через разделяющую их твердую стенку, в теплотехнике принято называть теплопередачей.

14.5.2. Теплопередача через плоскую стенку

Пусть имеется однородная плоская однослойная стенка толщиной δ , с коэффициентом теплопроводности материала λ и температурами разделяемых этой стенкой сред T_1^{cp} и T_2^{cp} , причем $T_1^{cp} > T_2^{cp}$ (рис. 14.9). Теплопередача к стенке и от нее характеризуется коэффициентами теплоотдачи α_1 и α_2 .

Если принять, что $\lambda = idem$, и рассматривать одномерную задачу (температура системы изменяется только в направлении координаты x), то при установившемся тепловом состоянии вся теплота, передаваемая от первой (внутренней) среды к стенке, проходит через нее и отдается во вторую (внешнюю) среду.

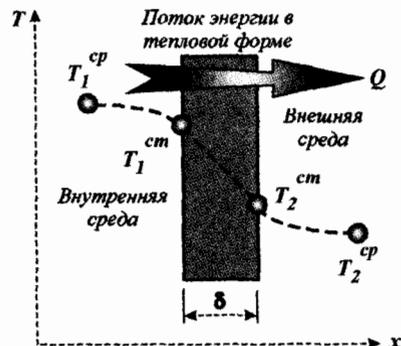


Рис. 14.9. К расчету теплопередачи через плоскую стенку

Так как режим энергообмена установившийся, то

$$\begin{aligned}\varphi &= \alpha_1(T_1^{\text{ср}} - T_1^{\text{ст}}) \quad [\text{от первой среды к стенке};] \\ \varphi &= \frac{\lambda}{\delta}(T_1^{\text{ст}} - T_2^{\text{ст}}) \quad [\text{через стенку};] \\ \varphi &= \alpha_2(T_2^{\text{ст}} - T_2^{\text{ср}}) \quad [\text{от стенки во вторую среду}].\end{aligned}$$

Из приведенных выше уравнений находим:

$$T_1^{\text{ср}} - T_1^{\text{ст}} = \frac{\varphi}{\alpha_1}; \quad T_1^{\text{ст}} - T_2^{\text{ст}} = \varphi \frac{\delta}{\lambda}; \quad T_2^{\text{ст}} - T_2^{\text{ср}} = \frac{\varphi}{\alpha_2}.$$

После суммирования левых и правых частей этих равенств получим

$$T_1^{\text{ср}} - T_2^{\text{ср}} = \varphi \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right).$$

Из последнего равенства имеем

$$\varphi = \frac{T_1^{\text{ср}} - T_2^{\text{ср}}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}},$$

или

$$\varphi = k(T_1^{\text{ср}} - T_2^{\text{ср}}), \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right], \quad (14.40)$$

где $k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$ — коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К).

Коэффициент теплопередачи показывает, какое количество теплоты передается от одной среды к другой через стенку площадью 1 м² при разнице температур сред в один градус.

Обратная величина

$$\frac{1}{k} = R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$$

называется *термическим сопротивлением* теплопередачи.

Для многослойной плоской стенки коэффициент теплопередачи будет определяться по формуле

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (14.41)$$

где n — количество слоев плоской стенки.

Поверхностная плотность теплового потока может быть найдена по уравнению

$$\varphi = \frac{T_1^{\text{ср}} - T_2^{\text{ср}}}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right]. \quad (14.42)$$

Очевидно, что

$$\begin{aligned}\Phi &= \varphi \cdot S, \quad [\text{Вт}]; \\ Q &= \Phi \cdot t, \quad [\text{Дж}].\end{aligned}$$

14.5.3. Теплопередача через цилиндрическую стенку

Пусть имеется труба с внутренним диаметром d_1 и внешним d_2 (рис. 14.10). Стенка трубы однородна с коэффициентом теплопроводности λ . Внутри трубы находится горячая среда с температурой T_1^{cp} , а снаружи — холодная с температурой T_2^{cp} ; коэффициенты теплоотдачи равны соответственно α_1 и α_2 .

Рассмотрим одномерную задачу (температура в системе изменяется только в направлении радиуса r) и определим линейную плотность (на 1 метр длины трубы) теплового потока.

При стационарном режиме вся теплота, отданная горячей средой стенке, проходит через нее и отдается холодной среде. В этом случае для одного погонного метра трубы будем иметь:

$$\begin{aligned}\varphi_L &= \pi \cdot d_1 \alpha_1 \cdot (T_1^{cp} - T_1^{ст}); \\ \varphi_L &= 2\pi \cdot d_1 \frac{\lambda}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (T_1^{ст} - T_2^{ст}); \\ \varphi_L &= \pi \cdot d_2 \cdot \alpha_{21} \cdot (T_2^{ст} - T_1^{cp}).\end{aligned}$$

Далее с помощью тех же операций, что и для плоской стенки, получим величину линейной плотности теплового потока

$$\varphi_L = \frac{\pi \cdot (T_1^{cp} - T_2^{cp})}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}}, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}} \right], \quad (14.43)$$

или

$$\varphi_L = k_L \pi (T_1^{cp} - T_2^{cp}), \quad (14.44)$$

где k_L — линейный коэффициент теплопередачи (на 1 метр длины трубы), который определяется по формуле

$$k_L = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}}, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right]. \quad (14.45)$$

Линейное термическое сопротивление теплопередачи выразится формулой

$$\frac{1}{k_L} = R_1 = \frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}, \left[\frac{\text{м} \cdot \text{К}}{\text{Вт}} \right].$$

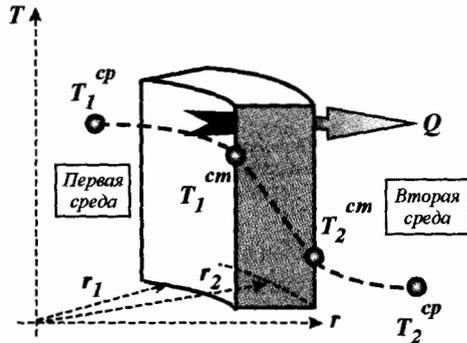


Рис. 14.10. К расчету теплопередачи через цилиндрическую стенку

Для многослойной стенки будем иметь

$$k_L = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}}, \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right].$$

Линейная плотность теплового потока определяется по уравнению

$$\varphi_L = \frac{\pi \cdot (T_1^{\text{ср}} - T_2^{\text{ср}})}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}}, \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}} \right]. \quad (14.46)$$

Очевидно, что

$$\Phi = \varphi_L \cdot L, \quad [\text{Вт}];$$

$$Q = \Phi \cdot t, \quad [\text{Дж}].$$

14.5.4. Теплопередача через оребренную стенку

Рассмотрим плоскую стенку толщиной δ , снабженную с одной стороны ребрами из того же материала (рис. 14.11). Стенка гладкой стороной поверхности, имеющей площадь S_1 , контактирует с горячей средой, имеющей температуру $T_1^{\text{ср}}$ (одинаковую по всей поверхности). Оребренная поверхность имеет площадь S_2 и контактирует с холодной средой, имеющей температуру $T_2^{\text{ср}}$. Коэффициенты теплоотдачи равны соответственно α_1 и α_2 .

Полагая $\lambda = \text{idem}$ и считая тепловой поток, проходящий через стенку, стационарным, можно описать его тремя уравнениями:

$$\Phi = \alpha_1 S_1 (T_1^{\text{ср}} - T_1^{\text{ст}});$$

$$\Phi = \frac{\lambda}{\delta} S_1 (T_1^{\text{ст}} - T_2^{\text{ст}});$$

$$\Phi = \alpha_2 S_2 (T_2^{\text{ст}} - T_2^{\text{ср}}).$$

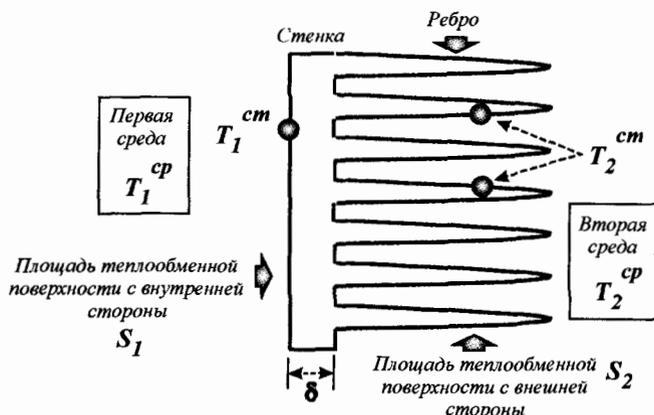


Рис. 14.11. Схема к расчету теплопередачи через оребренную стенку

Пользуясь той же методикой, что и выше, находим

$$\Phi = \frac{T_1^{\text{ср}} - T_2^{\text{ср}}}{\frac{1}{\alpha_1 S_1} + \frac{\delta}{\lambda S_1} + \frac{1}{\alpha_2 S_2}}, \quad [\text{Вт}] \quad (14.47)$$

или

$$\Phi = k_p (T_1^{\text{ср}} - T_2^{\text{ср}}), \quad (14.48)$$

где k_p — коэффициент теплопередачи для оребренной стенки.

Очевидно, что

$$Q = \Phi t, \quad [\text{Дж}].$$

Из формулы (14.47) следует, чем больше S_2 по сравнению с S_1 , тем интенсивнее теплопередача. Отношение S_2/S_1 называется *коэффициентом оребрения*.

14.6. ОСНОВЫ ТЕПЛООВОГО РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

Теплообменными аппаратами (теплообменниками) называют технические устройства, в которых осуществляется процесс передачи энергии в форме теплоты от одной среды (жидкости, газа) к другой среде (жидкости, газу). Среда, обменивающаяся энергией, принято называть «теплоносителями», хотя следует четко понимать условность этого термина, так как теплота в теле содержится не может.

Процесс подвода или отвода энергии в форме теплоты по отношению к одному из теплоносителей может преследовать различные технологические цели: нагревание (охлаждение) жидкости или газа, превращение жидкости в пар, конденсацию пара, выпаривание раствора и другие.

Теплообменные аппараты, используемые на объектах мобильной техники, в основном служат для нагревания или охлаждения жидкостей или газов (радиаторы, предпусковые подогреватели, отопители и тому подобные устройства).

По принципу действия теплообменники разделяют на:

- рекуперативные;
- регенеративные;
- смешительные.

Рекуперативными (от латинского слова *recuperatio* — получение вновь) называют теплообменные аппараты, в которых передача теплоты от одного теплоносителя к другому осуществляется через разделяющую их твердую стенку. К ним относятся различные радиаторы: водо- и маслотовоздушные, водомасляные и другие аналогичные, широко используемые на колесных и гусеничных машинах.

Регенеративными (от латинского слова *regeneratio* — возобновление) называют теплообменные аппараты, в которых горячий теплоноситель в течение некоторого промежутка времени соприкасается с твердым телом (керамической или металлической насадкой) и отдает ему теплоту; в

последующий период с твердым телом соприкасается «холодный» теплоноситель, который и воспринимает теплоту, аккумулированную насадкой. Регенеративные теплообменники применяются в двигателях Стирлинга, в газотурбинных двигателях в качестве теплообменников¹ и других устройствах.

Смесительными называют теплообменные аппараты, в которых передача теплоты от одного теплоносителя к другому осуществляется при их непосредственном соприкосновении и сопровождается полным или частичным обменом вещества. Такие аппараты используют, например, для охлаждения или нагревания газа с помощью воды или охлаждения воды воздухом, при кондиционировании воздуха. Характерным примером подобного варианта понижения температуры газа являются охладители наддувочного воздуха испарительного типа в комбинированных ДВС.

Несмотря на разнообразие конструкций и областей применения, в принципе во всех теплообменных аппаратах осуществляется один и тот же процесс — передача энергии в форме теплоты от более нагретого теплоносителя к менее нагретому, поэтому основные положения теплового расчета теплообменников остаются общими.

При подборе теплообменников обычно требуется решить две задачи:

1. Провести *конструктивный* расчет, когда известны параметры теплоносителей (или количество передаваемой теплоты). В этом случае, выбрав предварительно конструкцию теплообменника, определяют величину площади теплообмена.

2. Провести *проверочный* расчет, когда известны поверхность теплообмена, конструкция аппарата и частично параметры теплоносителей на входе в теплообменник. Расчетom находят неизвестные параметры (например, параметры на выходе, расход теплоносителей и другие).

В обоих случаях основными расчетными уравнениями служат:

- уравнение энергетического (теплового) баланса

$$\Phi = G_1 c_1 (T_1' - T_1'') = G_2 c_2 (T_2'' - T_2'). \quad (14.49)$$

- уравнение теплопередачи

$$\Phi = k(T_1 - T_2). \quad (14.50)$$

В уравнениях (14.49) и (14.50) индекс 1 означает, что величина относится к горячей среде, а индекс 2 — к холодной. Температура на входе обозначена одним штрихом, на выходе — двумя. Величина G — массовый расход.

Формулы (14.48) и (14.50) предполагают, что в любой точке теплообменного аппарата температура теплоносителей не изменяется. На самом деле в теплообменниках горячая среда охлаждается, а холодная нагревается, в связи с чем разница температур теплоносителей, называемая температурным напором ΔT , уменьшается. Изменяется также величина коэффициента теплопередачи. По этой причине уравнение теплопередачи

¹ Используется в силовой установке танка М-1 «Абрамс» с газотурбинным двигателем АГТ-1500 для повышения экономичности.

(14.50) можно применить лишь в дифференциальной форме к элементу поверхности dS_i :

$$\delta\Phi = k_i \cdot \Delta T_i \cdot dS_i,$$

а общий тепловой поток, прошедший через всю поверхность S , определяется интегралом

$$\Phi = \int_F k_i \cdot \Delta T_i \cdot dS = k_{\text{ср}} \cdot \Delta T_{\text{ср}} S,$$

где $k_{\text{ср}}$ — среднее для всей поверхности значение коэффициента теплопередачи, обычно принимаемое в виде $k = (k_1 + k_2)/2$; $\Delta T_{\text{ср}}$ — средний температурный напор.

Если температура вдоль поверхности нагрева изменяется незначительно, используется среднеарифметический температурный напор

$$\Delta T_{\text{ср}} = 0.5(\Delta T' - \Delta T''),$$

где $\Delta T'$ — больший температурный напор; $\Delta T''$ — меньший температурный напор.

При значительном изменении температуры вдоль поверхности нагрева используют среднелогарифмическое значение температурного напора

$$\Delta T_{\text{ср}} = \frac{\Delta T' - \Delta T''}{\ln \frac{\Delta T'}{\Delta T''}}.$$

Для упрощения записей и рассуждений в тепловых расчетах теплообменников часто вводят понятие так называемого *водяного эквивалента* теплоносителя W . Под ним понимают количество воды, эквивалентное по теплоемкости секунднему расходу рассматриваемого теплоносителя

$$W = c \cdot G, \left[\frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{К}} \right].$$

С учетом водяного эквивалента уравнение теплового баланса (14.49) преобразуется к виду

$$W_1(T_1' - T_1'') = W_2(T_2'' - T_2'),$$

откуда

$$\frac{W_2}{W_1} = \frac{T_1' - T_1''}{T_2'' - T_2'}. \quad (14.51)$$

Как видно, отношение водяных эквивалентов теплоносителей обратно пропорционально отношению изменения их температур в теплообменном аппарате.

Характер изменения температуры теплоносителей вдоль поверхности теплообмена зависит от схемы их движения и соотношения водяных эквивалентов. Различают три основные схемы движения теплоносителей (рис. 14.12):

- прямоток — оба теплоносителя движутся параллельно и в одном направлении (рис. 14.12, а);

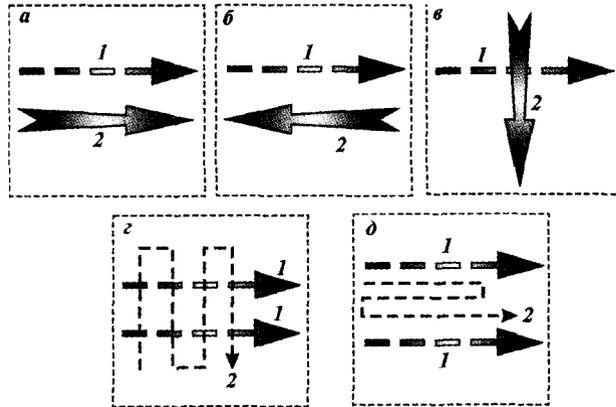


Рис. 14.12. Схемы движения теплоносителей в теплообменных аппаратах

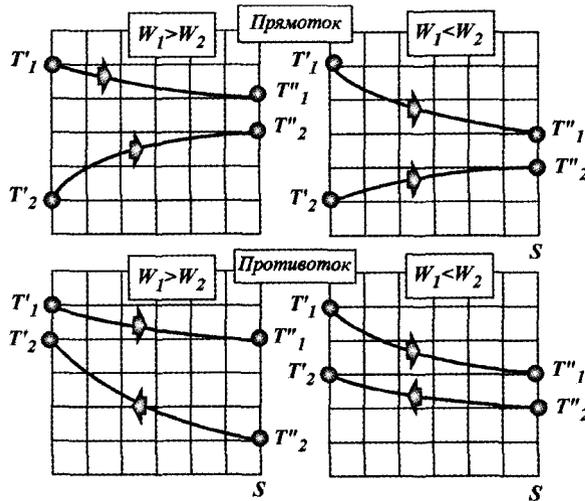


Рис. 14.13. Характер изменения температуры теплоносителей

- противоток — теплоносители движутся параллельно, но в противоположном направлении (рис. 11.14, б);
- перекрестный ток (рис. 11.14, в).

Возможны и более сложные схемы, сочетающие в себе различные комбинации элементов простых схем (рис. 14.12, г; 14.12, д).

В зависимости от направления движения теплоносителей (противоток или прямоток) и соотношения W_1 и W_2 , получаются четыре характерных пары кривых изменений температуры вдоль поверхности нагрева (рис. 14.13).

Как видно на рис. 14.13, при одной и той же начальной температуре холодного теплоносителя его можно нагреть при противотоке до более высокой температуры, чем при прямотоке (при одной и той же начальной

температуре горячего теплоносителя). Следовательно, теплообменник с противотоком получается компактнее, чем аппарат с прямотоком.

Эффективность теплообменных аппаратов обычно оценивают с помощью коэффициента полезного действия и коэффициента удержания теплоты.

Коэффициент полезного действия теплообменника представляет собой отношение количества энергии, полученной холодным теплоносителем в форме теплоты (Q_2), к количеству теплоты, которое горячий теплоноситель мог передать холодному (Q_r):

$$\eta = \frac{Q_2}{Q_r}. \quad (14.52)$$

Коэффициент удержания теплоты учитывает потери теплоты в окружающую среду. Он представляет собой отношение количества энергии, полученной холодным теплоносителем в форме теплоты, к количеству энергии, отданной в форме теплоты горячим теплоносителем:

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{Q_1}. \quad (14.53)$$

Так как

$$Q_1 = Q_2 + Q_n,$$

где Q_n — теплотери в окружающую среду, то выражение (14.53) можно представить в виде

$$\varepsilon = \frac{Q_2}{Q_2 + Q_n} = \frac{1}{1 + \frac{Q_n}{Q_2}}.$$

Величина ε зависит от конструкции теплообменного аппарата и качества тепловой изоляции.

В тех случаях, когда нагревание среды производится с целью получения от нее работы, эффективность теплообменного аппарата следует оценивать с помощью его эксергетического КПД

$$\eta_{ex} = \frac{Ex_2}{Ex_r}, \quad (14.54)$$

где Ex_r — количество эксергии, которым обладал горячий теплоноситель на входе в теплообменник; Ex_2 — количество эксергии, полученное холодным теплоносителем от горячего.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Перечислите основные способы передачи энергии и поясните их.
2. Какова природа теплопроводности.
3. Теплопроводность стенок различной формы.
4. Поясните механизм передачи энергии конвекцией.
5. Какой способ передачи энергии реализован при обогреве жилых помещений?
6. Лучистый теплообмен. Поясните его.
7. Температурное поле. Градиент температуры.

8. Тепловой поток, его плотность.
9. Коэффициент теплопроводности. Его физический смысл.
10. Напишите и поясните уравнение Фурье.
11. Что такое термическое сопротивление?
12. Коэффициент теплопередачи, его физический смысл.
13. Что представляет собой абсолютно черное тело?
14. Что представляет собой абсолютно белое тело?
15. Что представляет собой абсолютно прозрачное тело?
16. Что представляет собой зеркальное тело?
17. Какие теплообменные аппараты называют рекуперативными?
18. Какие теплообменные аппараты называют регенеративными?
19. Приведите примеры применения теплообменных аппаратов в технике и быту.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ОТРАСЛИ

15.1. ТОПЛИВО. ОСНОВЫ ГОРЕНИЯ И ОРГАНИЗАЦИЯ СЖИГАНИЯ ТОПЛИВА

15.1.1. Общие сведения и классификация топлив

Топливом называются пригодные для получения тепловой энергии вещества. В качестве топлива используются две группы веществ. Первая из них выделяет тепловую энергию в ходе химической реакции при взаимодействии топлива с окислителем. Это так называемые горючие вещества органического или неорганического типа. *Органические* топлива состоят из углеводородных химических соединений естественного или искусственного происхождения, углерода и водорода и их смесей. *Неорганические* топлива — это неорганические вещества (обычно некоторые металлы и их смеси), способные при окислении выделять значительные количества теплоты.

Окислителем обычно является кислород, который находится непосредственно в воздухе. В отдельных случаях может использоваться и чистый кислород O_2 или его модификации (O, O_3), а также активные химические соединения кислорода. При горении химические компоненты топлива преобразуются в оксиды.

Вторая группа топлив — это расщепляющиеся материалы, выделяющие тепловую энергию при распаде ядер атомов одних химических элементов с образованием других, меньших по массе атомов. В эту группу входят естественные радиоактивные изотопы урана ^{235}U , ^{238}U и тория ^{232}Th , а также искусственно полученные изотопы плутония ^{239}Pu и урана ^{233}U .

В энергетике и различных теплотехнических установках, используют обычно органические топлива. Топливо может находиться в различных физических состояниях:

- твердом;
- жидком;
- газообразном.

По происхождению топливо подразделяют на природное и искусственное. Природным твердым топливом является торф, каменные и бурые угли, антрацит, горючие сланцы, древесина. Искусственное твердое топливо это кокс, продукты обогащения, древесный уголь. Природным жидким топливом является нефть, а продукты ее переработки (бензин, керосин, дизельное топливо, мазут) — искусственное жидкое топливо. Природное газообразное топливо — газы естественных месторождений, а также попутные нефтяные газы. Искусственное газообразное топливо — это метал-

лургические газы, газы сухой перегонки, генераторные газы, различные побочные газопродукты.

15.1.2. Элементарный состав и технические характеристики топлива

Для проведения инженерных расчетов необходимо знать состав и свойства органического топлива. Химический состав топлива (особенно твердого) сложен и в большинстве случаев формула его неизвестна, а поэтому ее характеризуют массовым содержанием образующих его элементов в процентах. Исследованиями установлено, что органическое твердое и жидкое топливо в основном состоит из углерода, водорода, серы, азота, кислорода, различных минеральных солей и воды. При этом лишь *углерод, водород и сера* могут участвовать в химических реакциях окисления с выделением тепловой энергии (экзотермические реакции), т. е. гореть. Поэтому часть массы топлива, состоящую только из этих элементов, называют *горючей*. Азот, кислород, минеральные соли и вода составляют негорючую часть топлива, а поэтому ее называют *балластом*. Сумма горючей массы топлива и его балласта представляет собой *рабочую* массу, т. е. массу топлива в том виде, в котором оно добыто и поступило для сжигания.

Состав топлива принято задавать с помощью формул, отражающих для *твердого* и *жидкого* топлива элементарный состав в процентах по массе на 1 килограмм рабочей массы:

$$\underbrace{C^p + H^p + S^p}_{\text{горючая масса}} + \underbrace{O^p + N^p}_{\text{балласт}} + A^p + W_{\text{балласт}}^p = 100\%, \quad (15.1)$$

где p — индекс, означающий, что состав рассчитан на рабочую массу топлива; C, H, S, O, N — общепринятые символы химических элементов; A — минеральные примеси (зола), образующиеся в процессе сжигания топлива (зольность топлива); W — вода (влажность топлива).

Если из топлива удалить влагу, то получим сухую массу топлива (записывается с индексом «с»):

$$\underbrace{C^c + H^c + S^c}_{\text{горючая масса}} + \underbrace{O^c + N^c + A^c}_{\text{балласт}} = 100\%. \quad (15.2)$$

Если из топлива удалить влагу и золу, то получим горючую массу топлива (записывается со знаком «г»):

$$\underbrace{C^g + H^g + S^g}_{\text{горючая масса}} + \underbrace{O^g + N^g}_{\text{балласт}} = 100\%. \quad (15.3)$$

Пересчет состава топлива с одной массы на другую производится с помощью коэффициентов пересчета, приведенных ниже.

Заданная масса топлива	Коэффициент пересчета на массу:		
	рабочую	сухую	горючую
Рабочая	1	$100/(100 - W^p)$	$100/(100 - W^p - A^p)$
Сухая	$(100 - W^p)/100$	1	$100/(100 - A^c)$
Горючая	$(100 - W^p - A^p)/100$	$(100 - A^c)/100$	1

Газообразное топливо, так же, как твердое и жидкое, представляет собой смесь различных компонентов и делится на *естественное* и *искусственное*. Состав газообразного топлива выражают в процентах по объему входящих в него различных газов, а расчеты относят к 1 кубическому метру при давлении 101325 паскалей (760 миллиметров ртутного столба) и температуре 0 градусов по шкале Цельсия. Эти параметры газов называют *нормальными*. *Стандартными* условиями считают следующие параметры газа:

- давление 101325 Па;
- температура $T = 293.16$ К (20°C).

Для приведения объема газа V_t при давлении p_t и температуре t к нормальным условиям используют зависимость:

$$V_o = V_t \frac{273p_t}{(273+t)p_o}, \quad (15.4)$$

где V_o — объем газа при нормальных условиях, м^3 .

Для приведения к стандартным условиям используют следующую зависимость:

$$V_{20} = V_t \frac{(273+20)p_t}{(273+t)p_o}, \quad (15.5)$$

где V_{20} — объем газа при стандартных условиях, м^3 .

Основные составляющие природного и попутного газов — метан CH_4 (50...95%), этан C_2H_6 , пропан C_3H_8 , бутан C_4H_{10} , другие углеводороды, углекислый газ, азот N_2 (последние два компонента являются балластом). В состав искусственного газообразного топлива входят оксид углерода CO , водород H_2 , метан, углекислый газ и азот. В газообразном топливе содержатся также водяные пары, различные смолы и др.

Для коммунально-бытовых целей широко применяются сжиженные газы, состоящие в основном из легкоконденсирующихся при сжатии углеводородов — пропана и бутана. Различают три марки сжиженных газов:

- смесь пропан-бутана техническая зимняя СПБТЗ;
- смесь пропан-бутана техническая летняя СПБТЛ;
- бутан технический БТ.

Сжиженные газы хранят и перевозят в баллонах емкостью от 20 до 55 литров, рассчитанных на условное давление до 20 МПа, и от 80 до 500 литров — на давление до 25 МПа.

Значения величин, характеризующих элементарный состав топлива, сводят в таблицы, приведенные в специальной справочной литературе (там же даны основные технические характеристики топлив).

Технические характеристики отражают основные свойства топлив применительно к процессу горения и способам их использования в топочных устройствах. Важнейшими среди них являются:

- теплота сгорания;
- выход летучих веществ;
- свойства твердого горючего остатка (кокса);
- зольность, влажность;
- сернистость.

Углерод — одна из основных горючих составляющих топлива, определяющих ее теплоту сгорания. В составе топлива углерод находится в виде сложных соединений с водородом, кислородом, серой и азотом. Содержание углерода в твердых топливах в зависимости от геологического возраста сильно колеблется и составляет в рабочем состоянии древесного топлива около 30%, а в антраците до 63%.

Водород — важная составляющая топлива, обладает высокой теплотой сгорания, большей, чем у углерода, в 4 раза. Содержание водорода в твердых топливах небольшое (от 5 до 2%).

Общая *сера* в топливе содержится в органической и минеральной массах угля. Она подразделяется на горючую и негорючую серу. Горючая сера S_p^p включает в себя органическую S_{op}^p и пиритную (колчеданную) S_k^p серу. В теплотехнических расчетах учитывают только горючую серу. При сгорании серы образуются токсичные сернистый ангидрид SO_2 и сернистый ангидрид SO_3 . Выброс их в атмосферу с продуктами сгорания топлива загрязняет окружающую среду. Поэтому присутствие серы в составе топлива нежелательно.

Кислород не является горючим, но содержится в топливе в виде сложных органических соединений. С ростом содержания кислорода в топливе в нем меньше доля углерода и водорода, и, следовательно, ниже теплота его сгорания. С ростом геологического возраста топлива содержание кислорода в нем уменьшается.

Азот — инертный химический элемент, не участвует в процессе горения, в составе топлива его немного (около 2% по массе). Но на его подогрев и выделение расходуется тепловая энергия, которая затем уходит с продуктами сгорания в окружающую среду. Азот — вредный компонент, так как при сжигании топлива в высокотемпературных топках и в других устройствах образуются высокотоксичные окислы NO и NO_2 .

В многоцелевых гусеничных и колесных машинах в качестве энергетической установки используются двигатели внутреннего сгорания, в которых в качестве топлива применяются жидкие продукты переработки нефти (бензин, керосин и дизельное топливо).

Сырая нефть в том виде, в котором она добывается, в настоящее время как топливо почти не применяется. Нефть представляет собой вязкую жидкость черного или коричневого цвета, по химическому составу это смесь различных углеводородов. Элементарный состав различных нефтепродуктов содержит в основном:

- углерод $C^p \approx 84 \dots 87\%$;
- водород $H^p \approx 10 \dots 12\%$;
- кислород и азот — менее 1% (в сумме);
- серу — в пределах $0.2 \dots 0.4\%$.

Зольность не превышает $0.01 \dots 0.1\%$, а влаги не должно быть более 3%. Теплота сгорания продуктов нефти высокая ($38 \dots 42$ МДж/кг).

Переработка нефти состоит из разделения ее на отдельные фракции, выкипающие в различных интервалах температур. Каждая фракция представляет собой смесь углеводородов различного строения. В результате раз-

деления (перегонки или дистилляции) из нефти получают: бензин, керосин, соляровое мало, дизельное топливо и мазут. Последний используется как жидкое котельное топливо, а также идет на дальнейшую переработку для получения смазочных масел и ряда химических продуктов. Для удаления нежелательных компонентов (сернистых, смолистых, кислотосодержащих соединений) и придания стабильности нефтепродукты, полученные при прямой перегонке, подвергают очистке и применяют специальные добавки и присадки, улучшающие их свойства.

Легкоиспаряющиеся фракции нефти (бензин, лигроин, керосин) используются в поршневых ДВС с искровым зажиганием, а керосин также в газотурбинных и воздушно-реактивных двигателях. Особенностью бензинов является свойство быстро испаряться при температуре окружающей среды и небольшом подогреве. Поэтому горючая смесь из паров бензина с воздухом готовится вне цилиндра двигателя — в специальном приборе, называемом карбюратором¹.

Наряду с испаряемостью важное значение имеет характер сгорания топлива в цилиндре ДВС. В определенных условиях для различных марок жидкого топлива (особенно бензина) скорость распространения фронта пламени в цилиндре двигателя может резко увеличиться с 25 до 2500 метров в секунду. В этом случае наблюдается так называемая детонация² (взрывное горение), проявляющаяся в виде резких ударов, которые могут привести к разрушению отдельных деталей двигателя.

Известно, что термический КПД цикла теплового двигателя с ростом степени сжатия увеличивается³. Но при этом возрастают температура и давление рабочей смеси топлива. Повышению степени сжатия препятствует склонность бензина к детонации, которая возникает при предельной температуре и давлении смеси, существующих для каждого топлива.

Показателем детонационных свойств бензина является октановое число, которое определяется в специальных лабораторных условиях⁴.

Более тяжелые фракции перегонки нефти (газойль и соляровое масло) используются как дизельное топливо. Последнее представляет собой промежуточный продукт перегонки, состоящий из тяжелых керосиновых и легких соляровых фракций. Дизельные топлива применяются в ДВС с воспламенением в цилиндре двигателя в среде горячего воздуха, сжатого поршнем.

Выпускаемые дизельные топлива условно можно разделить на две группы:

- дистиллятные маловязкие, применяемые в быстроходных автотракторных двигателях;
- высоковязкие остаточные продукты переработки нефти — для тихоходных стационарных и судовых дизельных двигателей.

¹ В настоящее время получают применение бензиновые двигатели с впрыском бензина во впускной канал (без карбюратора).

² См. главу 10.

³ См. главу 9.

⁴ См. п. 10.7 главы 10.

Дистилятное дизельное топливо для быстроходных двигателей выработывают из керосиногазойлевых фракций прямой перегонки нефти и частично из газойлей каталитического крекинга. Топливо для тихоходных дизельных двигателей производят из смеси мазутов с керосиногазойлевыми фракциями нефти.

Дизельное топливо для автотракторных двигателей бывает малосернистое ($S^p = 0.2\%$) и сернистое ($S^p = 0.4 \dots 1.0\%$).

В отличие от легкоиспаряющихся бензинов дизельные топлива состоят из более тяжелых углеводородов, обладают большой плотностью, вязкостью и температурой застывания. Поэтому характеристика вязкости — одна из важных показателей для дизельного топлива. Вязкость дизельного топлива измеряется в стоксах ($1 \text{ Ст} = 1 \text{ см}^2/\text{с} = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$) или *сантистоксах* ($1 \text{ сСт} = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$).

Ввиду того, что в дизельных двигателях сжимается не горючая смесь, а воздух, в цилиндре двигателя не может быть детонационного сгорания. Однако в дизельных двигателях могут быть затруднения при пуске вследствие ухудшенной способности топлива к самовоспламенению, что характеризуется *цетановым* числом.

Характеристика топлива на самовоспламенение определяется по аналогичному методу, как и для определения детонационных свойств бензина. Испытания проводятся на специальной установке (двигателе) с переменной степенью сжатия при некоторых стандартных условиях.

Ниже приведены основные характеристики дизельных топлив:

Марка топлива	Вязкость при 20°С, сСт	Цетановое число	Содержание серы, %	Температура застывания, °С	Температура испарения, °С
---------------	------------------------	-----------------	--------------------	----------------------------	---------------------------

Для быстроходных автотракторных двигателей (малосернистые)

Арктическое ДА	2.5...4.0	40	0.2	-60	35
Зимнее ДЗ	3.5...6.0	40	0.2	-45	50
Летнее ДЛ	3.5...8.0	45	0.2	-10	60
Специальное ДС	2.5...4.0*	50	0.2	-15	90

Для быстроходных автотракторных двигателей (сернистые)

Арктическое ДА	1.5...2.5	45	0.4	-55	30
Зимнее ДЗ	2.2...3.2	45	0.6	-35	35
Летнее ДЛ	3.0...6.0	45	1.0	-10	40
Специальное ДС	4.5...8.0	50	1.0	-15	90

Для тепловозных и судовых дизельных двигателей

Зимнее ТЗ	2.2...5.0	45	0.5	-35	40
Летнее ТЛ	3.5...8.0	45	0.5	-10	65

Для тихоходных дизельных двигателей (остаточные топлива)

ДТ	36	—	0.5...1.5	-5	65**
ДМ	150	—	3	10	85***

* Вязкость при 50°С.

** Температура вспышки.

*** Температура вспышки.

15.1.3. Теплота сгорания топлива. Понятие условного топлива

Теплотой сгорания топлива называется количество теплоты, выделяющейся при полном сгорании единицы массы (для твердых и жидких) или единицы объема (для газообразных) топлив.

Различают низшую и высшую, удельную и объемную теплоту сгорания топлива. Высшая теплота сгорания Q_B^P включает в себя ту часть теплоты, которую получают при конденсации водяных паров, содержащихся в продуктах сгорания, в жидкость. Низшая теплота сгорания топлива Q_H^P меньше высшей Q_B^P на величину теплоты парообразования того количества воды, которое образуется в результате окисления водорода топлива H^P и испарения влаги W^P , содержащейся в топливе.

В теплотехнических расчетах используется низшая теплота сгорания топлива Q_H^P (кДж/кг). Низшая теплота сгорания каменного угля примерно равна 28...34 МДж/кг, бензина — ≈ 44 МДж/кг, низшая объемная теплота сгорания природного газа — 31...38 МДж/кг.

Между значением низшей и высшей теплоты сгорания топлива, кДж/кг, существует взаимосвязь:

$$Q_H^P = Q_B^P - r(9H^P + W^P) = Q_B^P - 226H^P - 25W^P, \quad (15.6)$$

где r — скрытая теплота парообразования воды при давлении 10 кПа (соответствует среднему значению парциального давления паров воды в продуктах сгорания энергетических установок), кДж/кг.

Теплоту сгорания топлив определяют экспериментально посредством сжигания пробы топлива в калориметрической бомбе (рис. 10.9) в атмосфере чистого кислорода. При приближенных теплотехнических расчетах теплоту сгорания твердого или жидкого топлива, кДж/кг, можно определить по элементарному составу топлива по формуле Д. И. Менделеева:

$$Q_H^P = 339C^P + 1036H^P + 109S_{ор+к}^P - 109O^P + 25W^P, \quad (15.7)$$

где $S_{ор}^P + S_{к}^P = S_{л}^P$ — летучая сера, %. Летучая сера представляет собой часть общей серы, находящейся в топливе (в основном, в угле). Эта сера является горючей и при горении угля превращается в газообразные окислы.

Теплоту сгорания газообразных топлив, кДж/м³, определяют по теплоте сгорания компонентов топлива:

$$Q_H^P = 108H_2^P + 126CO + 358CH_4 + 640O_2H_6 + 912C_3H_8 + \\ + 1190C_4H_{10} + 590C_2H_4 + 1400C_6H_6 + 230H_2S.$$

Для сравнения различных топлив по теплоте сгорания все их виды приводят к единому эквиваленту, в качестве которого служит единица *условного топлива* (у. т.). Пересчет заданного количества топлива в условное топливо проводят умножением его на тепловой эквивалент Θ , кг у.т./кг:

$$\Theta = \frac{Q_H^P}{Q_{усл}^P}, \quad (15.8)$$

где $Q_{усл}^P = 29.308$ МДж/кг — расчетная теплота сгорания условного топлива.

При нагреве твердого топлива оно разлагается на газообразные летучие вещества и твердый остаток — кокс. Выход летучих горючих веществ характеризует условия воспламенения топлив и объем пламени при горении. Летучие вещества являются газообразным продуктом распада в топливе сложных органических соединений. В состав летучих веществ входят оксид углерода, углекислый газ, пары воды, водород, метан и сложные углеводороды. Они выходят из топлива при нагревании от 110 до 1100°С. После выделения всех летучих веществ топливо превращается в кокс — твердый горючий продукт. Масса кокса меньше массы исходного топлива. Кокс воспламеняется при температуре 900...1200°С, а воспламенение летучих веществ происходит при температуре 350...600°С. Следовательно, загораясь раньше, чем кокс, летучие вещества быстро поднимают температуру и тем самым обеспечивают его быстрое воспламенение.

Выход летучих веществ V^r определяют в процентах на горючую массу. Чем больше выход летучих веществ, тем легче воспламеняется топливо и тем больше объем пламени при горении. По выходу летучих веществ топлива делят на *пламенные* (длиннопламенные) и *тощие*. Чем геологически «моложе» топливо, тем больший выход летучих веществ. Так, для торфа $V^r = 70\%$, для антрацита $V^r = 4\%$.

После выхода летучих веществ остается твердый горючий остаток, который может быть *спекшимся*, *слабоспекшимся* и *порошкообразным*. Твердый коксовый остаток состоит из углерода топлива и золы. Свойства этого остатка определяют область применения топлива, способ его сжигания и конструкцию топочного устройства. Величины выхода летучих веществ и свойства коксового остатка положены в основу классификации каменных углей.

Зольность топлива A^p представляет собой негорючий твердый остаток, получающийся после сгорания горючей части. При сгорании минеральные примеси расплавляются, частично разлагаются и дают новые соединения. Поэтому масса и состав золы никогда не равны массе и составу исходных минеральных примесей и зависят от температуры и условий озоления. Зола, прошедшая стадию расплавления, называется *шлаком*. Шлак препятствует выгоранию органических веществ. Наличие минеральных примесей ухудшает качество топлива. Зола приводит к износу и шлакованию поверхностей в топке и газоходах теплотехнических устройств, обуславливает трудности при сжигании топлива. При расчетах и сравнении топлив используют понятие приведенной зольности:

$$A^n = \frac{A^p}{Q_n^p} \cdot 10^3.$$

Зольность топлива определяют при сжигании (прокаливании) его пробы при 800°С в муфельной печи. Зольность различных видов топлива неодинакова. Наименьшую зольность имеют дрова — до 1% в рабочей массе топлива. Наибольшую зольность имеют уголь — до 40% и горючие сланцы — до 50% в рабочей массе. Зольность жидких топлив (нефти и мазута) чрезвычайно мала: от 0.05 до 0.1% на рабочую массу. Зольность газового топлива равна нулю.

Общая влага W^p , содержащаяся в твердом топливе, определяется высушиванием пробы до постоянной массы. Она условно делится на внешнюю и гидратную. Внешняя влага — это влага, попавшая в топливо в ходе образования пласта, а также при добыче, хранении и перевозке топлива (свободная влага), а также влага, заполняющая капилляры и поры в топливе и удерживаемая его поверхностью за счет сорбции (связанная влага). Гидратной влагой называют влагу (обычно несколько процентов от общего влагосодержания), входящую в состав кристаллогидратов, и коллоидные соединения. Она не удаляется при сушке твердого топлива, и ее не считают входящей в общую влагу топлива. Температура уходящих из котлоагрегата газов обычно выше 100°C , поэтому тепловая энергия, затраченная на испарение 1 килограмма воды топлива в количестве 2.5 МДж, теряется с паром уходящих газов.

Таким образом, влага топлива ухудшает его качество, снижает теплоту сгорания, затрудняет воспламенение, приводит к росту потерь тепловой энергии с уходящими газами. Приведенная влажность

$$W^{\text{п}} = \frac{W^p}{Q_{\text{н}}^p} \cdot 10^3.$$

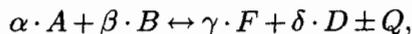
используется для сравнительных расчетов.

Зола и влага являются балластом топлива, они уменьшают долю горючих элементов в единице массы топлива, а на испарение влаги затрачивается тепловая энергия, выделяющаяся при сгорании топлива.

15.1.4. Основы теории горения органических топлив

Горение — это физико-химический процесс соединения топлива с окислителем, сопровождающийся интенсивным выделением тепловой энергии и повышением температуры. Различают горение гомогенное и гетерогенное. *Гомогенное горение* происходит при условии, когда топливо и окислитель находятся в одинаковых фазовых состояниях (горение газообразных топлив); *гетерогенное горение* осуществляется при различных фазовых состояниях топлива и окислителя (горение твердого топлива в потоке воздуха).

При горении органических топлив реализуются различные химические реакции, особенностью которых является их обратимость. Реакции осуществляются только до состояния химического равновесия, зависящего от концентрации реагирующих веществ, температуры и давления. В общем случае обратимая химическая реакция может быть представлена следующим уравнением¹:



где A, B, F, D — символы реагирующих веществ; $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ — стехиометрические коэффициенты, отражающие число молекул реагирующих веществ; Q — тепловой эффект реакции, кДж.

¹ См. главу 13.

Согласно закону действующих масс, скорость реакции при постоянной температуре пропорциональна концентрации реагирующих веществ. Для прямой реакции уравнение можно записать как:

$$W_1 = k[C_A]^\alpha [C_B]^\beta, \quad (15.9)$$

где k — константа скорости реакции; $[C_A]$, $[C_B]$ — концентрации реагирующих веществ, %.

Для скорости обратной реакции W_2 можно записать аналогичное выражение. При химическом равновесии $W_2 = W_1$.

Согласно закону Аррениуса, скорость реакции, выраженная числом актов химического превращения в единице объема за единицу времени, равна:

$$W = k_0 e^{-\frac{E_a}{RT}} [C_A]^\alpha \cdot [C_B]^\beta, \quad (15.10)$$

где E_a — энергия активации, или минимальное значение энергии, которой должны обладать молекулы в момент столкновения, чтобы могло произойти химическое взаимодействие, кДж/моль; R — универсальная газовая постоянная; $k_0 \sim \sqrt{T}$ — эмпирическая постоянная.

Для реакций горения энергия активации $E_a = 42 \dots 210$ кДж/моль. Такой интервал в значениях E_a обусловлен значительным разнообразием структур молекул веществ, участвующих в горении. Из соотношения (15.10) следует, что скорость реакции горения экспоненциально зависит от температуры. Поэтому при горении скорость реакции постоянно нарастает и достигает максимума при выгорании 80...90% горючих веществ.

Процесс сгорания топлива может идти с различной скоростью: от медленного до мгновенного окисления горючих элементов во всем объеме топлива. Примером медленного окисления может служить самовозгорание твердого топлива при его хранении на складах. Мгновенное окисление представляет собой взрыв. В теплоэнергетических установках практическое значение имеет такая скорость реакции, при которой происходит устойчивое горение, т. е. при постоянной подаче в зону горения топлива и окислителя. При этом процесс горения идет почти с постоянной во времени концентрацией реагирующих веществ — топлива и окислителя (воздуха). Такой процесс горения осуществляется, например, в топочной камере котла. При нарушении соотношения между топливом и воздухом, например, при избытке горючего (богатая смесь) или воздуха (бедная смесь), скорость реакции снижается и вследствие этого уменьшается тепловыделение на единицу объема.

Таким образом, горение может происходить только при определенной концентрации топлива в воздухе. Существует нижний предел концентрации топлива, ниже которого горение становится невозможным, и верхний предел, когда дальнейшее увеличение концентрации топлива в смеси также прекращает горение. Максимальное количество тепловой энергии выделяется в топочной камере котла при концентрации исходных веществ, соответствующих их стехиометрическим соотношениям, т. е. тех соотношений масс элементов, которые вступают в реакцию горения (окисления).

Ниже приведены пределы воспламеняемости бензино-воздушных смесей при различных температурах:

Начальная температура смеси, °С	Предел воспламеняемости смеси, характеризуемый коэффициентом избытка воздуха ¹ α
0	0.53–1.23
50	0.42–1.45
100	0.40–1.60

¹ Минимальные значения соответствуют богатым смесям, а максимальные значения — бедным смесям.

Особенностью реакций горения является то, что механизм их протекания является цепным. Теория цепных реакций, разработанная группой акад. И. И. Семенова, согласуется с реальными значениями скоростей реакций горения газообразных топлив, определяемыми экспериментально.

Суммарный тепловой эффект горения зависит от условий начала реакции. Процесс горения может начинаться посредством *самовоспламенения* или *принудительным* воспламенением (факел, электрическая искра). Температура самовоспламенения смеси зависит от соотношения количеств теплоты, выделяющейся при горении $q_{\text{в}}$ и отдаваемой во внешнюю среду $q_{\text{отв}}$. На начальном этапе горения тепловыделение зависит от температуры экспоненциально. Однако повышение температуры не может быть безграничным, так как при высоких температурах превалируют реакции диссоциации. Кроме того, всегда существует теплоотдача в окружающую среду. При низкой начальной температуре смеси и интенсивном отведении теплоты самовоспламенение невозможно, так как после первоначального роста температуры при ее дальнейшем повышении из объема удаляется больше теплоты, чем выделяется в нем, и температура горючей смеси самопроизвольно понижается. При значительном повышении начальной температуры смеси теплопоглощение теплоты во всей области низких температур будет меньше тепловыделения.

Существует точка неустойчивого равновесия, в которой $q_{\text{в}} = q_{\text{отв}}$. При любом дальнейшем повышении температуры горение будет самопроизвольно поддерживаться, так как $q_{\text{в}} > q_{\text{отв}}$. Эта точка называется *точкой воспламенения*, а соответствующая ей температура $T_{\text{в}}$ — *температурой воспламенения смеси*. Температуры воспламенения некоторых топлив приведены ниже:

Топливо	Температура воспламенения, °С
Торф	250
Дрова	300
Каменный уголь	350
Бурый уголь	400
Антрацит	500
Жидкое топливо	500... 600
Газ	600

Так как температура воспламенения T_v зависит от условий отведения тепловой энергии, т. е. от габаритов и конструкции сжигающего устройства, то она не является физико-химической константой заданной горючей смеси. В некоторых случаях пределы воспламенения и пределы взрываемости газов близки между собой или совпадают.

Время сгорания топлива τ зависит не только от скорости химических реакций, но и от того, насколько быстро горючая частица топлива соприкасается с молекулой окислителя. Полное время сгорания топлива складывается из времени диффузии окислителя к топливу τ_d (процесс смесеобразования) и времени протекания самой химической реакции τ_k (кинетическая стадия горения): $\tau = \tau_d + \tau_k$.

Возможны два предельных случая. Если $\tau_d \gg \tau_k$, то время сгорания топлива определяется процессом диффузии $\tau = \tau_d$, а горение называется *диффузионным*. Если $\tau_k \gg \tau_d$, то $\tau = \tau_k$, а горение называется *кинетическим*.

Диффузионный режим характеризуется повышенным уровнем температуры в зоне реакции и снижением концентрации кислорода в этой зоне. При кинетическом режиме концентрации реагирующих компонентов в зоне горения практически не отличаются от их концентраций вокруг этой зоны. При этом не наблюдается заметного повышения температуры в зоне горения. В реальных условиях горение обычно происходит в промежуточном режиме, при котором скорость диффузии соизмерима со скоростью химической реакции.

Диффузионный принцип сжигания осуществляется при отдельной подаче газа и воздуха. В зависимости от характера движения пламени (факела) различают диффузионное *ламинарное* и диффузионное *турбулентное* горение.

Процесс горения по существу является поточным процессом, в ходе которого подводятся горючие компоненты и отводятся продукты сгорания. При этом горение может происходить в *ламинарном* потоке окислителя (ламинарное горение) или в *турбулентном* потоке (турбулентное горение). Ламинарное горение характеризуется медленным смесеобразованием и относительно низкой интенсивностью процесса горения в целом. Особенностью ламинарного диффузионного горения является растянутый в длину факел пламени. В этом случае характеристикой горения является скорость нормального распространения пламени $W_n^{пл}$ (линейная скорость перемещения фронта пламени по направлению, нормальному к поверхности фронта в данной точке). *Фронтом пламени* называют тонкий слой, отделяющий несгоревшую смесь от продуктов сгорания.

Турбулентный факел обеспечивает равномерное температурное поле в топочной камере и равномерную теплоотдачу, и применяется в основном при сжигании газа в больших количествах.

Важнейшим условием интенсивного и полного горения является хороший контакт окислителя с горючим и хорошее смесеобразование газа с воздухом.

При горении жидкого топлива физическими стадиями процесса являются *распыление* топлива, *прогрев* его, *испарение* и *образование горючей*

смеси. В связи с этим при сжигании жидкого топлива возможны два случая:

- сжигание легко испаряющихся топлив, когда топливо заранее испаряется, смешивается с воздухом и горючая гомогенная смесь подается в камеру сгорания. В этом случае механизм и закономерности сгорания жидкого топлива ничем не отличаются от горения газообразного топлива;
- сжигание топлива в жидком состоянии. Такое сжигание применяют в случае трудноиспаряющихся топлив в топках паровых котлов, промышленных печах, дизельных двигателях.

В настоящее время не существует достаточно строгой теории горения топлива в жидком состоянии. Установлено, что горение жидкого топлива возможно только в паровой фазе, так как температура кипения жидких топлив всегда ниже температуры самовоспламенения.

Интенсивность испарения горючих веществ увеличивается с ростом площади поверхности их контакта с воздухом и количества подводимой тепловой энергии. Этот факт учитывается в дизельных двигателях, в которых подача топлива и воздуха в цилиндры разделена во времени. Сначала в цилиндре сжимается воздух, в результате чего повышается его температура. В процессе сжатия происходит преобразование энергии из механической формы в тепловую форму в соответствии с первым законом термодинамики. Если бы стенки цилиндра представляли собой абсолютный теплоизолятор, то вся механическая энергия, подведенная к поршню через шатун от коленчатого вала была бы преобразована в тепловую форму. В результате этого внутренняя энергия газа, а поэтому и температура, увеличиваются. При впрыске дизельное топливо в течение очень короткого промежутка времени должно перейти в паровую фазу. Если топливо находится в паровой фазе, то оно почти мгновенно распространяется по всему объему цилиндра, обеспечивая качественное смесеобразование. Температура кипения дизельного топлива меньше температуры его воспламенения, а поэтому до воспламенения топливо интенсивно испаряется. Для ускорения процесса испарения жидкое топливо путем распыла дробят на мельчайшие частички. В этом случае площадь поверхности контакта жидких частичек топлива с воздухом увеличивается, а поэтому скорость парообразования также увеличивается. Для дробления жидкого топлива на мельчайшие частички в дизельных двигателях используются форсунки.

При нагревании жидкого топлива с недостатком воздуха происходит испарение углеводородов и их разложение. Продукты разложения, сажистый углерод и высокомолекулярные углеводороды дожигаются с большими трудностями. В этом случае воздушный распыл топлива по сравнению с паровым способствует окислительным процессам горения. В случае наличия в зоне горения сажистого углерода факел получается красным светящимся. Сжигание с предварительным смешением паров топлива и воздуха изменяет характер пламени, делает его синеватым, прозрачным.

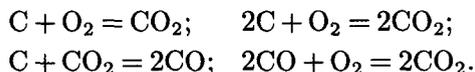
Таким образом, назначение процесса распыливания или пульверизации состоит в увеличении поверхности контакта жидкости с воздухом.

Процесс горения топлив — один из самых сложных физико-химических процессов и математически описать весь процесс крайне затруднительно. Существуют методы приближенного описания процесса и аналитического решения этой задачи с помощью вычислительной техники.

15.2. ГОРЕНИЕ НАТУРАЛЬНОГО ТОПЛИВА

Твердое топливо — это термически нестойкое вещество. Его горение состоит из ряда последовательных и параллельных стадий. Первой стадией является подогрев топлива до температуры, при которой начинается испарение влаги. Вторая стадия — это собственно испарение при температуре 373 К. Затем при температурах от 423...443 К (бурые угли) до 673 К (антрацит) происходит термическое разложение топлива с выходом летучих горючих веществ и образованием коксового остатка (третья стадия). Следующий, четвертый этап — горение летучих веществ, происходящее вблизи поверхности твердого остатка и способствующее его прогреву и воспламенению. Время горения летучих веществ обычно составляет незначительную часть общего времени горения топлива.

Основной стадией, определяющей интенсивность процесса в целом, является горение коксового остатка (углерода). В общем виде этот процесс описывается системой равенств:



Продукты сгорания диффундируют в окружающее пространство. И последняя, пятая стадия — это образование шлака. Зола топлива переплавляется и преобразуется, поглощая некоторую часть теплоты, уменьшая горючую часть, а в ряде случаев затрудняя доступ окислителя к коксу. При температурах горения, превышающих температуру плавления золы, частицы горючих веществ покрываются шлаком, ухудшающим доступ кислорода.

При пористой структуре кокса горение происходит не только на поверхности, но и в объеме частицы. Чем больше пористость, тем большая масса одновременно участвует в реакции и тем быстрее идет процесс горения.

При относительно низких температурах (менее 1173 К) скорость горения определяется кинетикой химических реакций, а при высоких температурах — скоростью диффузии окислителя к поверхности горения.

Горение жидкого топлива происходит в парогазовой фазе, так как температура воспламенения обычно значительно выше, чем температура кипения топлива. В горении жидкого топлива выделяют следующие стадии: подогрев, испарение влаги, возгонка летучих, горение летучих, дожигание углеродных частиц. Интенсивность испарения горючих веществ возрастает с увеличением поверхности контакта с воздухом и количества подводимой теплоты, т. е. скорость горения зависит от тонкости распыла жидкого топлива. Для этого до подачи в форсунки топливо можно предварительно подогреть (температура подогрева 340...390 К). Подогрев способствует снижению вязкости топлива и поэтому горение происходит

вокруг каждой капельки топлива. В пространстве между зоной горения и каплей находятся пары топлива и некоторая часть продуктов сгорания, продиффундировавших в эту область от фронта пламени. Вне зоны горения находятся окислитель и продукты сгорания. Так, для испарения наиболее тяжелых фракций мазута требуется прогрев капель до температур, превышающих порог термической стойкости вещества. При этом топливо разлагается на летучие вещества и твердую фазу — сажу и кокс. Эти компоненты сгорают как твердое топливо, но при этом имеют меньшую активность по отношению к кислороду воздуха. Раскаленные частицы сажи и кокса обуславливают светимость факела.

Наиболее просто происходит сгорание газообразных топлив. Они не требуют предварительной подготовки к сжиганию, легко образуют горючие смеси с воздухом. Горение газообразных топлив состоит из двух стадий — подогрева и горения летучих веществ.

15.3. ТЕХНИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ПРОЦЕССОВ ГОРЕНИЯ ТОПЛИВА

15.3.1. Расход воздуха на сжигание одного килограмма топлива

При техническом расчете процесса горения определяют необходимое количество окислителя (воздуха), состав и объемы продуктов сгорания, их энтальпию, количество выделившейся в ходе процесса тепловой энергии и температуру продуктов сгорания. Все расчеты производятся на основе стехиометрических уравнений.

Горение может быть *полным* и *неполным*. При полном горении продукты сгорания состоят из CO_2 , H_2O и SO_2 . Это происходит при достаточном количестве окислителя, а горючие элементы окисляются вплоть до конечных продуктов реакции. Если же в зоне горения окислителя не хватает, то происходит неполное горение углерода с образованием оксида углерода.

При полном сгорании углерода из соотношения $\text{C} + \text{O}_2 = \text{CO}_2$ получаем:



Учитывая молярные массы, выражение (15.11) можно представить в виде:



Перепишем уравнение (15.12) для 1 килограмма углерода:

$$\begin{aligned} \frac{12}{12} \text{ кг C} + \frac{2 \cdot 16}{12} \text{ кг O}_2 &= \frac{44}{12} \text{ кг CO}_2; \\ \frac{12}{12} \text{ кг C} + \frac{2 \cdot 16}{12} \text{ кг O}_2 &= \frac{44}{12} \text{ кг CO}_2; \\ 1 \text{ кг C} + 2.67 \text{ кг O}_2 &= 3.67 \text{ кг CO}_2. \end{aligned} \quad (15.13)$$

Таким образом, для полного окисления (сгорания) 1 килограмма углерода требуется 2.67 килограмма кислорода, при этом образуется 3.67 килограмма углекислого газа CO_2 .

Учитывая плотность веществ, которая при нормальных условиях определяется по формуле

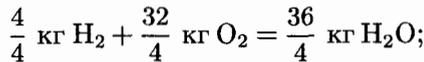
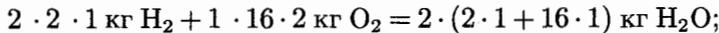
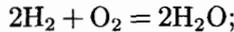
$$\rho_n = \frac{M}{22.4} \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right], \quad (15.14)$$

последнее выражение (15.13) можно представить в виде:

$$1 \text{ кг С} + 1.866 \text{ м}^3 \text{ O}_2 = 1.866 \text{ м}^3 \text{ CO}_2. \quad (15.15)$$

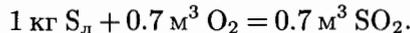
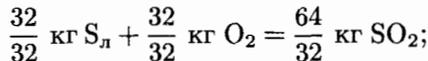
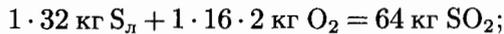
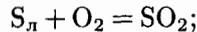
Таким образом, для сгорания 1 килограмма углерода требуется 1.866 кубических метров кислорода.

Аналогично ведется расчет для водорода:



Таким образом, для окисления 1 кг водорода требуется 8 кг или 5.56 м^3 кислорода, при этом образуется 9 кг водяных паров.

Реакция окисления серы:



Таким образом, для окисления 1 кг серы требуется 1 кг или 0.7 м^3 кислорода, при этом образуется 2 кг сернистого ангидрида SO_2 .

Суммируя затраты кислорода на сжигание горючих элементов, содержащихся в 1 кг топлива и вычитая кислород топлива, получим теоретически необходимый объем кислорода для сжигания 1 кг твердого или жидкого топлива V_{O_2} ($\text{м}^3/\text{кг}$) при нормальных условиях:

$$V_{\text{O}_2}^T = 1.866 \frac{C^P}{100} + 5.56 \frac{H^P}{100} + 0.7 \frac{S_n^P}{100} - \frac{O^P}{100 \cdot \rho_{\text{O}_2}}, \quad (15.16)$$

где C^P , H^P , S^P , O^P — массовое содержание горючих элементов в топливе (в %), которое берут на основании лабораторных анализов или из таблиц

топлив; ρ_{O_2} — плотность кислорода при нормальных физических условиях, равная 1.428 кг/м³.

Для сгорания 1 м³ газового топлива теоретически необходимый объем кислорода (м³/м³) рассчитывается аналогично:

$$V_{O_2}^T = 0.01 \left[0.5CO + 0.5H_2 + 1.5H_2S + \sum \left(m + \frac{n}{4} \right) C_m H_n - O_2 \right]. \quad (15.17)$$

В атмосферном воздухе содержится 21% кислорода по объему. Так как в большинстве случаев для окисления (сгорания) топлива используется кислород, находящийся в воздухе, то на практике определяют теоретически необходимое количество (объем) воздуха для полного сгорания единицы массы топлива:

$$V^T = \frac{V_{O_2}^T}{0.21} \left[\frac{\text{м}^3 \text{ воздуха}}{\text{на 1 кг топлива}} \right]. \quad (15.18)$$

Представим выражение (15.16) в виде:

$$V_{O_2}^T = 0.01866C^P + 0.0556H^P + 0.007S_{л}^P - \frac{0.01}{1.428} O^P. \quad (15.19)$$

Подставляя выражение (15.19) в выражение (15.18), получим теоретически необходимое количество (объем) воздуха:

$$V^T = \frac{0.01866C^P + 0.0556H^P + 0.007S_{оп+к}^P - \frac{0.01}{1.428} O^P}{0.21} =$$

$$V^T = 0.0889(C^P + 0.375S_{л}^P) + 0.265H^P - 0.0333O^P \left[\frac{\text{м}^3}{1 \text{ кг}} \right]. \quad (15.20)$$

Для полного сгорания 1 м³ сухого газообразного топлива необходимый объем воздуха (м³ воздуха/1 м³ топлива) равен:

$$V^T = 0.0476 \left[0.5(CO + H_2) + 1.5H_2S + \sum \left(m + \frac{n}{4} \right) C_m H_n - O_2 \right]. \quad (15.21)$$

Теоретически необходимое количество воздуха V^T — это минимальное количество воздуха, обеспечивающее полное сгорание единицы массы (1 кг; 1 г) топлива.

В реальных условиях полное сгорание топлива при теоретическом количестве воздуха обеспечить не удастся, что объясняется недостаточным смешением топлива с воздухом, неравномерной подачей воздуха в объем топочного устройства, несовершенством конструкций сжигающих устройств. Поэтому для достижения гарантированной полноты сгорания топлива воздуха подают больше, чем его теоретически необходимо V^T . Величина, численно равная отношению *действительного* количества воздуха V^A к *теоретически необходимому* количеству воздуха V^T называется *коэффициентом избытка воздуха*:

$$\alpha = \frac{V^A}{V^T} > 1. \quad (15.22)$$

Коэффициент избытка воздуха α зависит от выхода летучих веществ, конструкции топки, эффективности перемешивания топлива с воздухом и других факторов. В современных энергетических котельных, сжигающих

твердое топливо, $\alpha = 1.2 \dots 1.25$, жидкое или газообразное — $\alpha = 1.05 \dots 1.1$. Чем благоприятнее условия для смешения топлива с воздухом и чем оптимальнее организован процесс горения, тем меньшим может быть значение α .

15.3.2. Состав и объем продуктов сгорания одного килограмма топлива

При полном сгорании топлива топочные газы содержат продукты полного окисления элементов горючей массы топлива, т. е. CO_2 и H_2O . Поэтому состав сухих газов в процентах по объему может быть представлен суммой:

$$\text{CO}_2 + \text{SO}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2 = 100 [\%]. \quad (15.23)$$

Обозначая объем трехатомных газов $\text{RO}_2 = \text{CO}_2 + \text{SO}_2$, выражение (15.23) представим в виде:

$$\text{RO}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2 = 100. \quad (15.24)$$

Полный объем топочных газов представляет собой сумму сухих газов $V_{\text{ср}} [\text{M}^3]$ и водяных паров $V_{\text{вп}} [\text{M}^3]$:

$$V_{\text{г}} = V_{\text{ср}} + V_{\text{вп}}. \quad (15.25)$$

Величины, входящие в выражение (15.25), можно определить по формулам:

$$V_{\text{ср}} = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{O}_2} + V_{\text{N}_2}; \quad V_{\text{RO}_2} = V_{\text{ср}} \frac{\text{RO}_2}{100}; \quad V_{\text{O}_2} = V_{\text{ср}} \frac{\text{O}_2}{100}; \quad V_{\text{N}_2} = V_{\text{ср}} \frac{\text{N}_2}{100}.$$

Для твердых и жидких топлив (кроме сланцев) объем трехатомных газов определяется, как и расход кислорода, на основании расчета уравнения реакции соответствующей реакции. Для углерода расчет ведется на основании уравнений (15.13) или (15.15):

$$V_{\text{CO}_2} = \frac{3.67 \text{ кг CO}_2}{1.964 \left[\frac{\text{кг}}{\text{M}^3} \right]} = 1.866 \text{ CO}_2 \left[\frac{\text{M}^3}{\text{кг}} \right]. \quad (15.26)$$

Аналогично определяются V_{SO_2} и $V_{\text{H}_2\text{O}}$.

Суммарный объем трехатомных газов определяется по формуле:

$$V_{\text{RO}_2} = 1.866 \frac{C^{\text{P}}}{100} + 0.7 \frac{S_{\text{л}}^{\text{P}}}{100} = 1.866 \left(\frac{C^{\text{P}} + 0.375 S_{\text{л}}^{\text{P}}}{100} \right) = 1.866 \frac{K^{\text{P}}}{100} \left[\frac{\text{M}^3}{\text{кг}} \right], \quad (15.27)$$

$$[K^{\text{P}} = C^{\text{P}} + 0.375 S_{\text{л}}^{\text{P}}].$$

Теоретический объем азота топлива и воздуха в продуктах горения определяется по формуле:

$$V_{\text{N}_2}^{\text{T}} = \frac{0.79}{0.21} V_{\text{O}_2}^{\text{T}} + \frac{N^{\text{P}}}{100 \cdot 1.251} = 3.76 V_{\text{O}_2}^{\text{T}} + 0.008 N^{\text{P}},$$

или

$$V_{\text{N}_2}^{\text{T}} = 0.79 V^{\text{T}} + 0.008 N^{\text{P}} \left[\frac{\text{M}^3}{\text{кг}} \right], \quad (15.28)$$

где $\rho_{N_2} = 1.251 \text{ кг/м}^3$ плотность азота при нормальных условиях.

Водяной пар в топочных газах получается в результате окисления (сгорания) водорода в количестве:

$$\begin{aligned} V_{H_2O} &= \frac{9H^P}{100 \cdot \rho_{H_2O}} + \frac{W^P}{100 \cdot \rho_{H_2O}} = \frac{9H^P}{100 \cdot 0.804} + \frac{W^P}{100 \cdot 0.804} = \\ &= 0.111H^P + 0.0124W^P \left[\frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \right], \end{aligned} \quad (15.29)$$

где $\rho_{H_2O} = 0.804 \text{ кг/м}^3$ — плотность водяного пара при нормальных условиях.

Кроме того, влага в топку поступает с воздухом, идущим на горение. При влагосодержании воздуха, поступающего в топку для сгорания топлива $d_b = 10 \text{ г пара/1 кг воздуха}$ ($13 \text{ г пара/1 м}^3 \text{ воздуха}$) объем водяного пара при испарении влаги воздуха составит:

$$V_{H_2O}^{\text{возд}} = \frac{d_b V^T}{1000 \cdot 0.804} = \frac{13 \left[\frac{\text{г}}{\text{м}^3} \right] \cdot V^T}{804 \left[\frac{\text{г}}{\text{м}^3} \right]} = 0.0161V^T \left[\frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \right]. \quad (15.30)$$

При наличии парового (форсуночного) дутья G_Φ [кг пара/кг топлива] в продуктах горения будет содержаться этот пар в объеме:

$$V_{H_2O}^\Phi = \frac{G_\Phi}{\rho_{H_2O}} = \frac{G_\Phi}{0.804} = 1.24G_\Phi \left[\frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \right]. \quad (15.31)$$

Таким образом, теоретический объем водяного пара в продуктах горения топлива определяется путем суммирования определенных выше величин:

$$V_{H_2O}^T = 0.111H^P + 0.0124W^P + 0.0161V^T + 1.24G_\Phi \left[\frac{\text{м}^3}{\text{кг топлива}} \right]. \quad (15.32)$$

Аналогичной определяется объем продуктов сгорания газового топлива. Расчетные зависимости в этом случае имеют следующий вид $[\text{м}^3/\text{м}^3]$:

$$V_{RO_2} = 0.01(CO_2 + CO + H_2S + \sum m C_m H_n); \quad (15.33)$$

$$V_{N_2}^T = 0.79V^T + 0.01N_2; \quad (15.34)$$

$$V_{H_2O}^T = 0.01 \left(H_2 + H_2S + \sum \frac{n}{2} C_m H_n + 0.124 \cdot d_r + 0.124d_b \cdot V^T \right), \quad (15.35)$$

где d_r — влагосодержание газового топлива, г/м^3 .

Так как в реальных условиях для сгорания топлива в топочные устройства подают больше воздуха ($\alpha > 1$), т. е. с избытком, то продукты сгорания топлива содержат дополнительный объем влаги, вносимый избыточным воздухом. Поэтому для твердого, жидкого и газового топлива расчет объема продуктов сгорания ведется по формулам $[\text{м}^3/\text{кг}; \text{м}^3/\text{м}^3]$:

$$V_{cr} = V_{RO_2} + V_{N_2}^T + (\alpha - 1) \cdot V^T; \quad (15.36)$$

$$V_{H_2O} = V_{H_2O}^T + 0.0161(\alpha - 1) \cdot V^T; \quad (15.37)$$

$$V_r = V_{cr} + V_{H_2O}. \quad (15.38)$$

При испытании действующих агрегатов для определения состава дымовых газов пользуются различными газоанализаторами, из которых наибольшее распространение получил газоанализатор Орса, основанный на избирательном поглощении продуктов сгорания соответствующими реактивами.

Водяные пары конденсируются, и полученные результаты анализа относятся только к сухим продуктам сгорания топлива. При полном сгорании топлива:

$$V_{\text{ср}} = V_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2} + V_{\text{O}_2},$$

или в процентах по объему:

$$\text{RO}_2 + \text{N}_2 + \text{O}_2 = 100.$$

Так как $V_{\text{ср}} = (V_{\text{RO}_2}/\text{RO}_2) \cdot 100$, то, подставив V_{RO_2} из (15.27), получим:

$$V_{\text{ср}} = 1.866 \frac{K^p}{\text{RO}_2}. \quad (15.39)$$

Зная состав продуктов горения по данным анализа состава газов, можно определить коэффициент избытка воздуха при полном горении:

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{V^{\text{д}}}{V^{\text{т}}} = \frac{V^{\text{д}}}{V^{\text{д}} - V^{\text{изб}}} = \frac{1}{1 - \frac{V^{\text{изб}}}{V^{\text{д}}}} = \frac{1}{1 - \frac{0.79\text{O}_2}{0.21\text{N}_2}} = \\ &= \frac{1}{1 - \frac{0.79}{0.21} \cdot \frac{\text{O}_2}{100 - (\text{RO}_2 + \text{O}_2)}}, \end{aligned} \quad (15.40)$$

где $V^{\text{изб}}$ — избыточный объем воздуха.

При расчетах топочных устройств, печей и парогенераторов необходимы данные о парциальном давлении трехатомных газов и водяных паров, обладающих излучательной способностью. В этом случае парциальные давления определяются по объемным долям компонентов по формулам для газовых смесей:

$$p_{\text{RO}_2} = p \frac{V_{\text{RO}_2}}{V_{\text{г}}}; \quad (15.41)$$

$$p_{\text{H}_2\text{O}} = p \frac{V_{\text{H}_2\text{O}}}{V_{\text{г}}}, \quad (15.42)$$

где p — общее давление продуктов сгорания топлива, равное при отсутствии наддува атмосферному давлению.

15.3.3. Энтальпия продуктов сгорания топлива

При производстве расчетов топочных устройств и других поверхностей нагрева необходимо знать энтальпию продуктов сгорания топлива, отнесенную к 1 килограмму твердого или жидкого топлива [кДж/кг], или 1 кубическому метру газообразного топлива [кДж/м³]. В этом случае энтальпией газов H называют количество тепловой энергии в объеме газов, возникшем при сгорании 1 килограмма твердого или жидкого топлива или

1 метра кубического газообразного топлива, которое может быть получено при охлаждении продуктов сгорания от заданной температуры t до 0°C .

Энтальпию газов $H_{\text{г}}^{\circ}$ при $\alpha = 1$ и температуре t можно определить по формуле:

$$H_{\text{г}}^{\circ} = (V_{\text{RO}_2} c_{\text{RO}_2} + V_{\text{N}_2} c_{\text{N}_2} + V_{\text{H}_2\text{O}} c_{\text{H}_2\text{O}}) \cdot t, \quad (15.43)$$

где c — удельная объемная теплоемкость соответствующего газа при постоянном давлении. →

При пользовании соотношением (15.43) удельную объемную теплоемкость c_{RO_2} принимают равной удельной объемной теплоемкости углекислого газа c_{CO_2} , так как содержание SO_2 в продуктах сгорания топлива относительно мало.

Энтальпия теоретически необходимого количества воздуха равна:

$$H_{\text{в}}^{\circ} = V_{\text{в}} c_{\text{в}} t. \quad (15.44)$$

Учитывая избыток воздуха при $\alpha > 1$, энтальпию продуктов сгорания топлива определяют по формуле:

$$H_{\text{г}} = H_{\text{г}}^{\circ} + (\alpha + 1) H_{\text{в}}^{\circ}. \quad (15.45)$$

По приведенным формулам могут быть рассчитаны энтальпии продуктов сгорания топлива для заданных значений коэффициентов избытка воздуха α и построена $t - H$ — диаграмма. Расчеты ведут для $\alpha = 1$ и $\alpha = b > 1$ для всех газоходов устройства в интервале температур $100 \dots 2400^\circ\text{C}$. При этом диапазон изменения температуры разбивается на несколько равных интервалов через 100°C . Энтальпия рассчитывается для каждого газохода в тех пределах температуры и коэффициента избытка воздуха, которые характерны для данного газохода. Значения энтальпий в промежуточных точках, где значение температуры не кратно 100, определяются интерполяцией между двумя соседними значениями.

15.4. ТЕПЛОГЕНЕРИРУЮЩИЕ УСТАНОВКИ, ПАРОВЫЕ И ВОДОГРЕЙНЫЕ КОТЕЛЬНЫЕ АГРЕГАТЫ

15.4.1. Основные типы теплогенерирующих установок

Горение органических топлив используется для генерации тепловой энергии, являющейся исходной формой энергии в последовательности энергетических преобразований, используемых для промышленного производства и обеспечения условий нормальной жизнедеятельности.

Совокупность агрегатов, механизмов и систем для получения водяного пара, горячей воды или других нагретых до высоких температур рабочих тел называется *теплогенерирующей установкой* (ТГУ).

Установки могут быть *энергетическими*, в которых полученная тепловая энергия преобразуется в электрическую энергию с помощью паровой машины (турбины) и электрического генератора. Такие установки называются *тепловыми электрическими станциями* (ТЭС). Эти станции бывают *конденсационного типа* (КЭС) и принцип их работы заключается в

следующем. После преобразования потенциальной энергии пара высокого давления и температуры сначала в механическую энергию вращения турбины, а затем в электроэнергию на клеммах электрического генератора, он полностью конденсируется и приводится в начальное состояние.

Существуют также теплоэлектроцентрали (ТЭЦ), производящие одновременно, как электрическую, так и тепловую энергию, которую используют в технологических процессах для отопления, горячего водоснабжения, вентиляции и кондиционирования воздуха в помещениях.

Неэнергетические теплогенерирующие установки часто называют *котельными установками*. Если котельная установка предназначена для снабжения паром промышленных предприятий, то ее называют *промышленной* или *производственной котельной*. Если котельная установка вырабатывает пар и нагревает воду для нужд предприятия, то ее называют *производственно-отопительной* (промышленно-отопительной). Если же котельная установка генерирует тепловую энергию для отопления и горячего водоснабжения, то такую котельную называют *отопительной*.

Промышленно-отопительные или отопительные котельные установки принципиально практически не отличаются от теплогенерирующих установок. Отличия могут заключаться в типе котельных агрегатов, их назначении (паровые или водогрейные), виде топлива, используемого для получения тепловой энергии. Обычно отопительные и промышленно-отопительные котельные установки оборудованы котельными агрегатами пониженной тепловой мощности и параметров пара.

15.4.2. Основные элементы котельной установки

Принципиальная схема котельной установки, работающей на угольной пыли, показана на рис. 15.1. Основным элементом котельной 4 является *котлоагрегат*, который состоит из:

- топочного устройства 4, 5;
- котла 6, 7;
- пароперегревателя 8;
- воздухоподогревателя 10;
- экономайзера 9;
- вспомогательных систем и элементов.

Котельный агрегат — это основной элемент ТГУ. Котельные агрегаты условно разделяют на:

- паровые;
- водогрейные;
- пароводогрейные;
- котлы-утилизаторы;
- энерго-технологические.

По используемым для изготовления материалам котлы подразделяются на чугунные и стальные.

В топке 4 (рис. 15.1) происходит сжигание топлива. Ее конструкция зависит от вида сжигаемого топлива и способа сжигания. *Котел* пред-

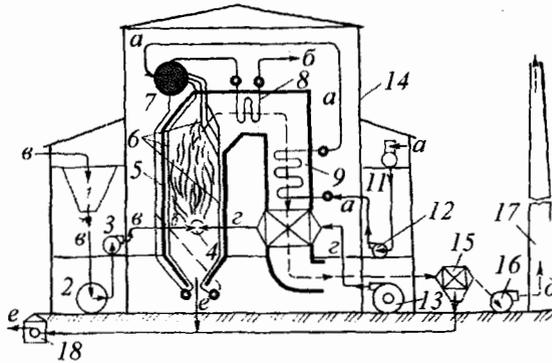


Рис. 15.1. Принципиальная технологическая схема паровой котельной

ставляет собой теплообменник с барабаном 7 и развитыми трубчатыми поверхностями теплообмена 6, в котором образуется пар вследствие теплоотдачи от горящего топлива и продуктов его сгорания. Полученный в котле насыщенный пар перегревается в пароперегревателе. Экономайзер и воздухоподогреватель применяют для более полного использования тепловой энергии, уносимой из котла продуктами сгорания топлива. В экономайзере подогревается вода, поступающая в котел. Его применение позволяет уменьшить расход тепловой энергии на парообразование воды, в результате чего экономится топливо. В воздухоподогревателе нагревается подаваемый в топку воздух.

Вспомогательные системы и агрегаты обеспечивают работу одного или нескольких котлов. К ним относятся:

- система питания котла водой;
- система топливоприготовления и топливоподачи;
- тягодутьевая система;
- система шлакоудаления;
- система контроля и безопасности работы;
- система автоматического регулирования режима работы котла;
- система электроснабжения котельной установки;
- система отпуска тепловой энергии потребителям.

Система питания котла водой включает в себя элементы подготовки воды, сборный бак с деаэрационным устройством (деаэратор) 11, питательный насос 12 и трубопроводы с запорной, контрольной и предохранительной арматурой. Подготовка питательной воды проводится с целью удаления вредных примесей: нерастворимых твердых частиц, солей жесткости, растворенных в воде газов. Набор элементов водоподготовки зависит от качества сырой воды и параметров вырабатываемого пара. Водоподготовка включает в себя теплообменники для предварительного подогрева сырой воды, осветительные фильтры для очистки от нерастворимых примесей, фильтры химической обработки и ряд вспомогательных устройств. Растворенные в воде кислород и двуокись углерода удаляются в деаэраторе. Будучи растворенными в воде, эти газы вызывают коррозию питательных

трубопроводов и поверхностей нагрева котла, вследствие чего оборудование выходит из строя.

В котельных установках для освобождения воды от содержащихся в ней взвешенных и растворенных веществ применяют следующие методы:

- коагуляции;
- осаждения накипеобразователей химическим путем;
- фильтрования.

При сравнительно мягкой воде и наличии в ней преобладающего количества взвешенных веществ ограничиваются фильтрованием или ее коагуляцией. В мелких котельных установках при небольшом расходе пара обычно применяют внутрикотловую обработку воды и производят докотловую водоподготовку. Нормальная и бесперебойная работа котла во многом зависит от правильного выбора способа водоподготовки.

Путь движения питательной воды показан линией *a* (рис. 15.1). Вода из сборного бака деаэратора *11* насосом *12* подается в экономайзер *9* и затем в барабан *7* котла.

Система топливоприготовления и топливоподачи предназначена для снабжения топливом топки котла. Ее конструкция существенно зависит от вида топлива. При использовании жидкого и твердого топлива система состоит из склада топлива, элементов специальной подготовки топлива, транспортирующих устройств, промежуточных накопителей топлива газообразное топливо подается в топку непосредственно из системы газоснабжения.

Путь перемещения топлива в котельной установке (рис. 15.1) показан линией *b*. Топливо со склада поступает в бункер (промежуточный накопитель) *1*, оттуда в углеразмольную мельницу *2* и затем вентилятором *3* подается к горелке *4*.

Тягодутьевая система предназначена для подачи воздуха в топку, перемещения газообразных продуктов сгорания по газоходам котла и удаления их в атмосферу. Тяга и ввод воздуха в топку могут быть естественными или искусственными. Естественная тяга осуществляется в котельных агрегатах производительностью до 2,5 тонны в час и с сопротивлением газового тракта не более 300 Па (30 мм вод. ст.) при сжигании нешлакующих или малошлакующих топлив (дрова, торф) с помощью установки дымовой трубы.

Искусственную тягу осуществляют в котельных установках производительностью более 2,5 тонны в час при сопротивлении газового тракта более 300 Па, для чего устанавливают дутьевые вентиляторы, подающие воздух в топку под небольшим давлением, и дымососы, отсасывающие дымовые газы из котлоагрегата и выбрасывающие их в дымовую трубу. Дымовая труба при этом служит для выноса дымовых газов в более высокие слои атмосферы, а тяга, которую она создает, является только добавлением к тяге, создаваемой дымососом.

Воздух в топку подается дутьевым вентилятором *13*. Напор (тяга), необходимый для перемещения продуктов сгорания, создается специальным вентилятором (дымососом) *16* и дымовой трубой *17*. Если используется твердое топливо, то продукты сгорания пропускают через золоуловитель

15. Все элементы системы соединены с котлом специальными каналами, на которых устанавливаются регулирующие или запорные устройства. Движение воздуха показано линией *г*. Воздух вентилятором подается в воздухоподогреватель, а затем поступает к горелке топки; движение газообразных продуктов сгорания показано линией *д*. Образовавшиеся в топке газы проходят по газоходам котлоагрегата и через золоуловитель и дымовую трубу выбрасываются в атмосферу.

Система шлакоудаления используется в котельных установках, работающих на твердом топливе. Она предназначена для сбора и удаления за пределы котельной золы и шлака. Включает в себя накопительные и транспортирующие элементы 18.

Движение золы из золоуловителя 15 показано линией *е*. Для очистки дымовых газов от летучей золы в настоящее время используют золоуловители трех типов:

- механические (сухие и мокрые);
- электрические;
- комбинированные.

К механическим золоуловителям относят циклонные и жалюзийные золоуловители. Золоуловители на основе циклонных аппаратов применяются в котельных установках малой и средней мощности. Жалюзийные золоуловители используются обычно в котельных установках небольшой мощности. Электрические золоуловители для очистки дымовых газов от золы применяют в котельных агрегатах средней или большой паропроизводительности.

Система контроля и безопасности работы котла включает в себя:

- манометр для контроля давления в котле;
- указатель уровня воды в котле;
- термометры для измерения температуры воды до и после экономайзера и температуры перегретого пара;
- газоанализатор для контроля содержания окиси углерода и кислорода в газообразных продуктах сгорания топлива;
- расходомеры контроля расхода воды и пара;
- предохранительные клапаны для предотвращения взрыва котла при повышении давления выше допустимого;
- взрывные клапаны, предохраняющие от разрушения обмуровку котла при взрыве газов в газоходах котла;
- другие устройства, повышающие безопасность эксплуатации котельной установки.

Система автоматического регулирования работы котла предназначена для поддержания режима горения топлива, расхода питательной воды, температуры перегрева пара и других параметров в соответствии с нагрузкой на котельную установку. Она автоматически поддерживает наиболее экономичный режим работы котельной установки с минимальным количеством обслуживающего персонала. Наиболее полно автоматизируется работа котла на жидком и газообразном топливе. В котельных установках,

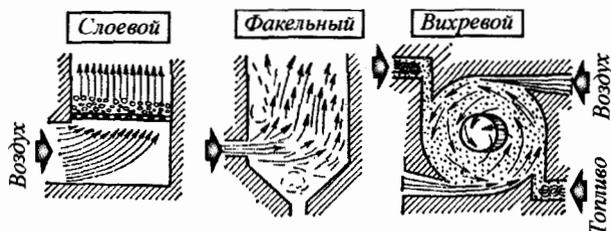


Рис. 15.2. Схемы процесса сжигания топлива

работающих на твердом топливе, обычно автоматизируются отдельные, наиболее важные операции, например, питание котла водой.

Электроснабжение котельной установки предназначено для привода электродвигателей питательных насосов, дутьевого вентилятора и дымо-соса, обеспечения работы автоматических и измерительных устройств, освещения помещения установки.

Система отпуска тепловой энергии потребителям, как правило, включает редукционно-охладительные и редукционные установки, предназначенные для уменьшения давления и температуры пара, сетевые подогреватели для подогрева воды, поступающей в систему отопления, подогреватели горячей воды.

Наряду с перечисленными котельная установка включает ряд дополнительных устройств и элементов: элементы системы возврата конденсата, линию продувки котла.

15.4.3. Топочные устройства

В котельных установках используются четыре основных способа сжигания топлива

- слоевой;
- факельный;
- вихревой (циклонный);
- в кипящем слое.

При слоевом сжигании (рис. 15.2) твердое топливо находится на колосниковой решетке, через которую продувается воздух. Горючие составляющие топлива сгорают в слое и частично в объеме топки, куда они попадают в газообразном виде после термического разложения топлива. Оптимальные размеры кусков угля при слоевом сжигании 25... 50 мм.

Слоевые топки для сжигания разнообразных видов твердого топлива делят на *внутренние* и *выносные*, с *горизонтальными* и *наклонными* колосниковыми решетками. Если топка расположена внутри обмуровки котла, то ее называют внутренней. Если топка пристроена к котлу, то ее называют выносной.

Конструкции таких топок самые разнообразные. Каждая топка предназначена для сжигания определенного вида топлива. В зависимости от способа подачи топлива и организации обслуживания слоевые топки подразделяют на *ручные*, *полумеханические* и *механизированные*.

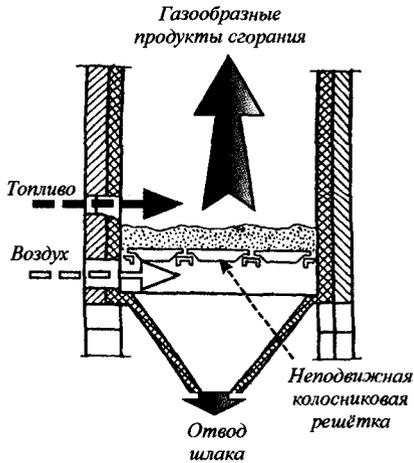


Рис. 15.3. Схема топки с неподвижной колосниковой решеткой

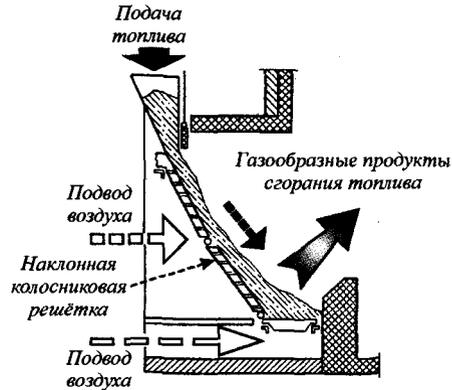


Рис. 15.4. Схема топки с наклонной неподвижной колосниковой решеткой

Ручными называют такие топки, в которых все три операции — подача топлива в топку, его шуровка и удаление шлака (очаговых остатков) из топки — производятся машинистом вручную. Эти топки имеют горизонтальную колосниковую решетку.

Полумеханическими называют такие топки, в которых механизированы одна или две операции. К ним относятся шахтные с наклонными колосниковыми решетками, в которых топливо, загруженное в топку вручную, по мере прогорания нижних слоев перемещается по наклонным колосникам под действием силы тяжести.

Механизированными называют такие топки, в которых подача топлива в топку, его шуровка и удаление из топки очаговых остатков производится механическим способом без ручного участия машиниста.

Слоевые топки для сжигания твердого топлива условно делят на три класса:

- топки с неподвижной колосниковой решеткой и лежащим на ней неподвижно слоем топлива (рис. 15.3);
- топки с неподвижной колосниковой решеткой и перемещающимся по ней слоем топлива (рис. 15.4);
- топки с движущимися механическими цепными колосниковыми решетками (рис. 15.5).

В топках с неподвижной колосниковой решеткой и лежащим на ней неподвижно слоем топлива можно сжигать все виды твердого топлива, но вследствие ручного обслуживания ее применяют под котлами паропроизводительностью до 1...2 тонны в час. Топки с забрасывателями, в которые непрерывно загружают свежее топливо и разбрасывают его по поверхности колосниковой решетки, устанавливают под котлами паропроизводительностью до 6.5...10 тонн в час.

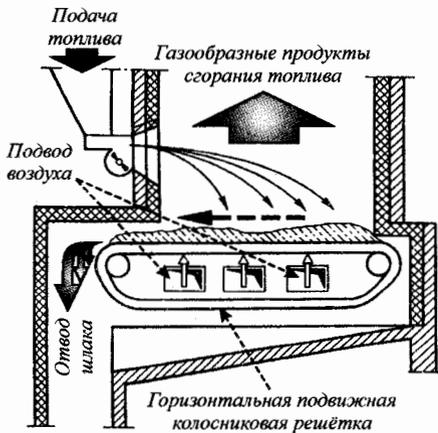


Рис. 15.5. Схема топки с подвижной горизонтальной колосниковой решеткой

Топки с неподвижной наклонной колосниковой решеткой применяют в котельных установках паропроизводительностью от 2,5 до 20 тонн в час.

В топках с движущимися механическими цепными колосниковыми решетками может совершаться прямой или обратный ход. Такие топки применяют в котельных установках паропроизводительностью от 10 до 35 тонн в час.

Основным показателем, характеризующим работу топки, является тепловое напряжение топочного объема q_V (кВт/м³), определяемое по формуле:

$$q_V = \frac{BQ_n^p}{V_T}, \quad (15.46)$$

где B — расход топлива, кг/с; Q_n^p — низшая теплота сгорания рабочей массы топлива, кДж/кг; V_T — объем топочного пространства, м³.

Оптимальное значение q_V находится в пределах 140...460 кВт/м³ и зависит от конструкции топки, качества топлива и способа его сжигания. При увеличении q_V увеличиваются потери тепловой энергии в топке от химического и механического недожога.

Для топок слоевого сжигания необходимой характеристикой, кроме того, является тепловое напряжение зеркала горения:

$$q_R = \frac{BQ_n^p}{R} \left[\frac{\text{кВт}}{\text{м}^2} \right], \quad (15.47)$$

где R — площадь колосниковой решетки (зеркала горения), м².

Оптимальные значения q_R лежат в пределах 900...3000 кВт/м² и зависят от характеристик топлива и типа топочного устройства.

15.4.4. Котельные агрегаты

Котельные агрегаты по предназначению разделяют на *парогенераторы* и *теплогенераторы*.

Парогенератором называется агрегат, состоящий из топки, поверхностей нагрева, находящихся под давлением рабочей среды (жидкого тепло-

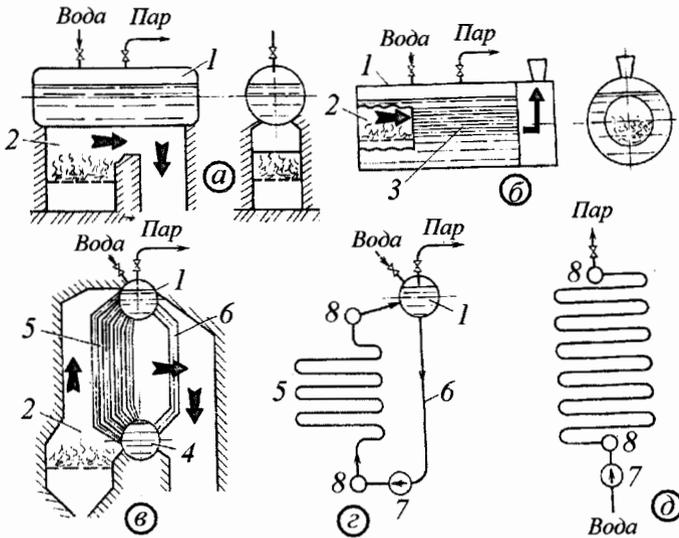


Рис. 15.6. принципиальные схемы паровых котлов

носителя, парожидкостной смеси, пара), и воздухоподогревателя, предназначенный для получения пара заданных параметров.

Теплогенератором называется агрегат, состоящий из топки, поверхности нагрева и воздухоподогревателя, предназначенный для нагрева жидкого теплоносителя до заданной температуры.

На рис. 15.6 показаны схемы котлов в последовательности их исторического развития. На первом этапе использовались простые цилиндрические котлы (рис. 15.6, а). Такие котлы были просты по устройству, но имели низкую производительность из-за небольшой площади поверхности теплообмена между продуктами сгорания топлива и водой. Увеличение площади теплообмена между продуктами сгорания топлива и водой приводит к росту металлоемкости котла.

В дальнейшем получили применение *газотрубные* котлы (15.6, б). В таких котлах внутри барабана 1, заполненного водой, устанавливался пучок труб 3. Дымовые газы из топки 2 проходили внутри труб 3. Так как топка 2 располагалась внутри барабана 1, то это улучшало компоновочные возможности котла. Такие котлы получили применение в паровозостроении и в малой энергетике (локобельные электростанции). При установке пучка труб внутри барабана размеры его ограничивают увеличение количества труб. Отсюда следует ограничение поверхностей теплообмена и производительности котлоагрегата. Кроме того, наличие барабана большого диаметра препятствует увеличению давления получаемого пара, от которого зависит экономичность агрегата. Чем больше диаметр барабана, тем больше его поверхность, на которую воздействует пар и жидкость. Чем больше поверхность барабана, тем большее разрывное усилие, приложенное к его поверхностям.

Поэтому развитие котлов пошло по другому направлению. В последующем стали применять *водотрубные* котлы (рис. 15.6, в–д), в которых по трубам движется вода, а не продукты сгорания топлива, как в газотрубных котлах (рис. 15.6, а, б). Вначале использовались котлы с наклонным пучком труб, а в настоящее время применяются уже преимущественно *вертикально-водотрубные* котлы (рис. 15.6, в, г). Пучки кипяtilьных труб 5 в верхней части подсоединяются к верхнему барабану 1, в который подается питательная вода. Не заполненное водой пространство барабана служит для сбора полученного водяного пара. В нижней части пучки труб подсоединяются к коллекторным трубам 8 или к нижнему барабану 4. Пар, образовавшийся внутри труб, должен быть выведен в паровое пространство котла (верхний барабан). Это достигается многократной циркуляцией воды по циркуляционному контуру котла. Циркуляция воды может быть *естественной* (рис. 15.6, в) и многократной *принудительной* (рис. 15.6, г). В обоих случаях в трубах с интенсивным парообразованием движение должно быть восходящим. При поступлении пароводяной смеси в верхний барабан пар выделяется в паровое пространство, а вода по опускным трубам 6 опускается в нижний барабан или нижние коллекторные трубы. Естественная циркуляция происходит вследствие разностей плотностей воды в опускных трубах 6 и пароводяной смеси в кипяtilьных трубах 5. Скорость циркуляции воды при этом достигает величины 0.5...1.5 м/с. Циркуляция воды в котле с многократной принудительной циркуляцией осуществляется с помощью циркуляционного насоса 7 (рис. 15.6, г).

Одними из последних были разработаны *прямоточные* котлы с принудительным движением воды, пароводяной смеси и перегретого пара (рис. 15.6, д). В таких котлах отпала необходимость установки верхнего барабана, что позволяет увеличить давление и температуру получаемого пара, и тем самым снизить металлоемкость. Однако использование прямоточных котлов ограничено из-за высоких требований к качеству питательной воды.

Таким образом, паровые котлы подразделяются на:

- газотрубные;
- водотрубные.

Водотрубные котлы по способу циркуляции пароводяной смеси условно разделяют на:

- котлы с естественной циркуляцией;
- котлы с многократной принудительной циркуляцией;
- прямоточные котлы.

По паропроизводительности котлы условно разделяют на:

- малые – до 7 кг/с;
- средние – 7...60 кг/с;
- большие – более 60 кг/с.

По давлению производимого пара котлы условно разделяют на:

- котлы низкого давления – до 1.4 МПа;
- котлы среднего давления – 2.3...3.9 МПа;

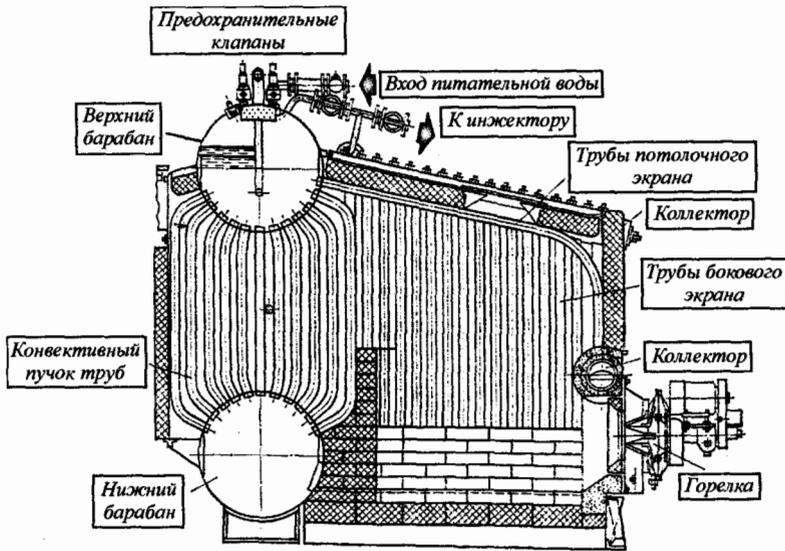


Рис. 15.7. Вертикально-водотрубный двухбарабанный котел

- котлы высокого давления — 9.8... 13.7 МПа;
- котлы закритического давления — более 25 МПа.

Паровые вертикально-водотрубные котлы (парогенераторы) с естественной циркуляцией получили наибольшее распространение и изготавливаются двух- и однобарабанными.

Примером двухбарабанного котла может служить котел марки ПКН-2 для работы на мазуте (рис. 15.7). Аналогичные котлы марки Е-1/9 выпускаются для работы на твердом топливе. Котел предназначен для получения насыщенного пара до 1 тонны в час при давлении 0.9 МПа. Топочная камера котла полностью экранирована. Продукты сгорания из топочной камеры проходят конвективный коридорный пучок кипяtilьных труб, омываемых поперечно, и выходят в газоход к дымовой трубе. КПД котла равен примерно 70... 76%, температура уходящих газов 300... 350°С.

Для питания котла водой применяют инжектор, который представляет собой пароструйный насос. В инжекторе струя пара, поступающая с большой скоростью, подсасывает воду и подает ее в котел.

В котельных установках для питания котлов водой могут применяться также поршневые и центробежные насосы.

На рабочее давление 1.4 МПа с номинальной паропроизводительностью 2.5, 4, 6.5, 10, 25 и 35 тонн в час промышленность выпускает паровые котлы ДКВР (двухбарабанный водотрубный реконструированный). Котлы этого типа изготавливаются также на рабочее давление 2.4 и 3.9 МПа.

Котлы ДКВР разработаны в результате реконструкции котлов ДКВ и, в отличие от последних, имеют меньшую длину верхнего барабана, экранированную топку и выполняются с облегченной обмуровкой. Вместо вертикального пароперегревателя применяется горизонтальный: при меньшей

поверхности нагрева котлы ДКВР имеют ту же паропроизводительность, что и котлы ДКВ, за счет улучшения теплопередачи.

Котлы ДКВ и ДКВР выпускаются с топками для сжигания бурых и каменных углей, фрезерного торфа, древесных отходов, мазута и газа и снабжают звуковыми сигнализаторами предельных уровней воды и поплавковыми регуляторами питания котлов прямого действия. КПД такого котлоагрегата составляет 75...91.8%.

Водогрейные котлы (теплогенераторы) применяют для получения горячей воды с температурой выше 115°C. Котлостроительной промышленностью выпускается серия унифицированных водогрейных котлов КВ-ГМ, КВ-ТС и КВ-ТК: (К – котел; В – водогрейный; Т – на твердом топливе; С – слоевой метод сжигания; К – камерный метод сжигания), охватывающие следующий диапазон по теплопроизводительности: 4.6, 7.5, 11.6, 23 и 34.8 МВт.

Водогрейные котлы могут быть чугунными или стальными. Чугунные котлы, имеющие небольшую теплопроизводительность (до 1.7 МВт), температуру воды до 115°C и давление не выше 0.4 МПа, используются для отопления отдельных малоэтажных зданий или их групп. Стальные котлы выпускаются мощностью до 120 МВт для нагрева воды до 150...200°C с давлением 0.75...2.4 МПа. Они используются для централизованного теплоснабжения отдельных городских кварталов, крупных предприятий. Высокие параметры воды позволяют ее использовать и для технологических целей.

Чугунные котлы изготавливаются в виде полых секций, которые затем собираются в единое целое.

На рис. 15.8 показан водогрейный котел КЗ-ЦКТИ, который снабжен цепной решеткой обратного хода 1 с пневматическим забрасывателем 2. Внутри котла имеется перегородка, разделяющая топочную камеру на топку и камеру догорания. Дымовые газы в конвективный блок 6 попадают снизу, а отводятся из него сверху.

Промежуточная стенка в топке образована верхним и нижним коллекторами 4 и соединительными трубами 7, пространство между которыми заполнено шамотной массой. Дымовые газы из топки поступают в конвективный блок 6, а из него в воздухоподогреватель 5. Боковая стенка 3 экранирована. Уносимая дымовыми газами зола собирается в бункере 8, из которого через воздуховод 9 удаляется.

КПД котла равен примерно 85%.

На рис. 15.9 представлена принципиальная схема естественной многократной циркуляции теплоносителя в парогенераторе. Насосом 1 теплоноситель подается в экономайзер 2, откуда он поступает в верхний барабан 3 циркуляционного контура парогенератора. Теплоноситель циркулирует по схеме: верхний барабан 3 – опускные трубы 4 – нижний барабан либо коллектор 5 – подъемные трубы 6 – верхний барабан 3, естественным путем вследствие разности плотностей жидкости $\rho_{ж}$ в необогреваемых трубах 4 и парожидкостной смеси $\rho_{см}$ в обогреваемых подъемных трубах. Насыщенный пар из верхнего барабана 3 поступает в пароперегреватель 7 и далее к потребителю. Движущей силой циркуляции будет в данном

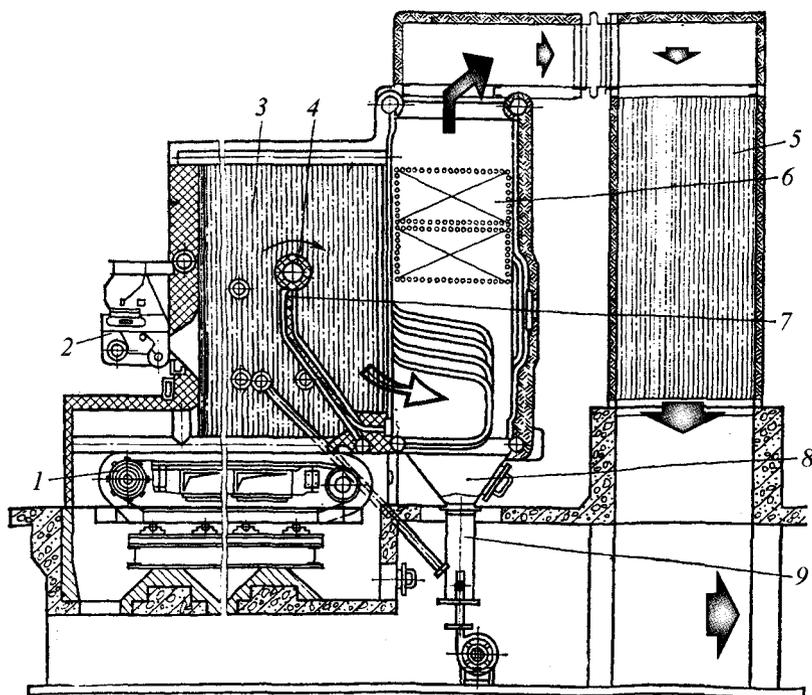


Рис. 15.8. Водогрейный котел

случае движущий напор (давление), определяемый по формуле:

$$\Delta p_{\text{дв}} = H_{\text{п}}(\rho_{\text{ж.}} - \rho_{\text{см}}) \cdot g = H_{\text{п}}(\rho_{\text{ж.}} - \rho_{\text{см}}) \cdot 9.81 \text{ [Па]},$$

где $H_{\text{п}}$ — высота паросодержащего участка, т. е. расстояние по высоте от точки закипания жидкости в подъемных трубах до места входа их в барабан.

Действительный полезный напор (давление), создающийся в подъемных трубах, определяется по формуле:

$$\Delta p_{\text{пол}} = \Delta p_{\text{дв}} - \Delta p_{\text{пот}} = H_{\text{п}}(\rho_{\text{ж.}} - \rho_{\text{см}}) \cdot g - \Delta p_{\text{пот}} \text{ [Па]},$$

где $\Delta p_{\text{пот}}$ — гидравлические потери в подъемных трубах.

Естественная циркуляция в парогенераторе считается надежной, обеспечивающей нормальный температурный режим работы обогреваемых труб, если выполняется условие:

$$\Delta p_{\text{пол}} = \sum \Delta p_{\text{цк}} \text{ [Па]},$$

где $\sum \Delta p_{\text{цк}}$ — сумма всех гидравлических сопротивлений циркуляционного контура парогенератора за вычетом гидравлических сопротивлений в подъемных трубах.

Скорость теплоносителя, с которой он поступает в обогреваемые трубы, называется скоростью циркуляции V_0 . Ее значение в трубах экрана для воды находится в пределах 0.6...1.5 м/с, для остальных парогенерирующих труб — 0.4...1.0 м/с.

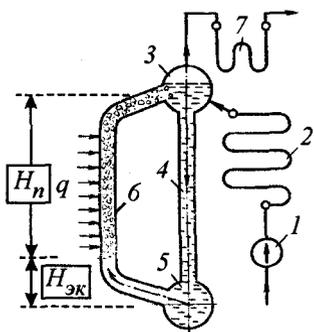


Рис. 15.9. Принципиальная схема котла с естественной циркуляцией

При сжигании 1 килограмма твердого или жидкого топлива количество располагаемой тепловой энергии равно:

$$Q_p^p = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 + Q_5 + Q_6, \quad (15.48)$$

где Q_p^p — количество располагаемой тепловой энергии, кДж/кг [кДж/м³]; Q_1 — тепловая энергия, использованная в котлоагрегате; Q_2, Q_3, Q_4, Q_5, Q_6 — потери тепловой энергии с уходящими газами, от химической и механической неполноты сгорания топлива, от наружного охлаждения и с физической теплотой шлака соответственно; кДж/кг, кДж/м³.

Так как величины Q_t и Q_ϕ относительно малы, то последнее выражение можно записать в виде: $Q_p^p \approx Q_n^p$.

Полезно использованной тепловой энергией Q_1 называется энергия, переданная в котлоагрегате воде и ее пару:

$$Q_1 = \frac{D \cdot (h_{пп} - h_{пв})}{B_p}, \quad (15.50)$$

где D — расход пара в пароперегревателе; $h_{пп}$ — энтальпия перегретого пара; $h_{пв}$ — энтальпия питательной воды на входе в котел; B_p — расход топлива.

Величина Q_1 наибольшая в общем уравнении теплового баланса и составляет 75...92% от всей суммы. Потеря тепловой энергии с уходящими газами Q_2 — это физическая тепловая энергия газов, выбрасываемых в окружающую среду:

$$Q_2 = (H_{yx} - \alpha_{yx} H_{xb}^o) \cdot (100 - q_4),$$

где H_{yx} — энтальпия уходящих газов; α_{yx} — коэффициент избытка воздуха на выходе из котла; H_{xb}^o — энтальпия холодного воздуха; $(100 - q_4)$ — поправка на механический недожог топлива.

Потери тепловой энергии с уходящими газами составляют 6...15% и зависят от температуры уходящих газов и их объема, характеризуемого коэффициентом избытка воздуха. При проектировании агрегатов температуру уходящих газов принимают равной 400...450 К.

Потери тепловой энергии от химической неполноты сгорания топлива не превышают 3%, а от механического недожога — 1...14%. При слоевом

методе сжигания топлива эти потери больше, чем при факельном методе сжигания.

Потери тепловой энергии из-за наружного охлаждения не превышают 0.5...3%.

При жидком шлакоудалении потери тепловой энергии могут составлять 4...5%.

Величина, численно равная отношению полезно использованной в котле тепловой энергии к располагаемой тепловой энергии называется *КПД котла брутто*:

$$\eta_{\text{ка}}^{\text{бр}} = \frac{D(h_{\text{пп}} - h_{\text{пв}})}{B_p Q_{\text{н}}^{\text{р}}} = \frac{Q_1}{Q_p^{\text{р}}}. \quad (15.51)$$

Для современных котельных агрегатов величина $\eta_{\text{ка}}^{\text{бр}}$ достаточно велика. В зависимости от мощности котлов и наличия развитых конвективных поверхностей нагрева она составляет 75...92%.

Учитывая потери энергии на собственные нужды котельной (привод насосов, вентиляторы, вспомогательное оборудование), составляющие 3...4%, получим *КПД котла нетто*:

$$\eta_{\text{ка}}^{\text{нт}} = \eta_{\text{ка}}^{\text{бр}} - q_{\text{сн}}. \quad (15.52)$$

15.5. ТЕПЛОВЫЕ ДВИГАТЕЛИ

15.5.1. Паровые двигатели

Двигатель в традиционном понимании представляет собой некоторое техническое устройство, которое выполняет механическую работу в окружающей среде. При выполнении этой работы он отдает энергию в механической форме телам окружающей среды, с которыми он взаимодействует. Например, если двигатель поднял груз, то он передал этому грузу часть механической энергии. Следовательно, двигатель при выполнении своих функций расходует механическую энергию. Для непрерывного выполнения своих функций двигатель должен обладать запасом механической энергии.

Создать двигатели с большим запасом механической энергии крайне трудно, при этом они не будут мобильными. Поэтому инженерная практика привела к созданию таких двигателей, запас механической энергии которых непрерывно восполняется путем преобразования иных видов энергии. В ходе исторического прогресса человечества сложилась наиболее оптимальная схема преобразования энергии: химическая энергия топлива преобразуется в тепловую энергию, а тепловая энергия преобразуется в механическую энергию.

Первым двигателем, работающим по такой схеме, была поршневая паровая машина¹. В ходе технического прогресса поршневая паровая машина, как малоэффективная, была заменена лопаточной паровой машиной (турбиной). Так как в качестве рабочего тела в паровой машине используется вода, то этот факт тормозил ее широкое применение в мобильных наземных

¹ См. гл. 1 части 1 пособия.

транспортных системах. Требуется постоянное наличие запаса воды. При этом энергетическая установка является громоздкой. В зимних условиях вода замерзает.

Поэтому паровая турбина сохранилась до настоящего времени в стационарных энергетических установках большой мощности (тепловые электростанции, пароходы).

Неотъемлемой частью паровой энергетической установки на основе турбины является парогенератор (устройство для получения пара). В топке котлоагрегата происходит преобразование химической энергии топлива в тепловую энергию. Эта энергия в котлоагрегате передается рабочему телу (воде), которое преобразуется из жидкого состояния в паровое состояние. Пар из котлоагрегата поступает к паровой турбине, в которой происходит преобразование энергии из тепловой формы в механическую форму.

Пар в котле имеет высокую температуру и давление. Чем больше давление пара, тем больше его потенциальная энергия упругой деформации. Пар может расшириться в поршневой машине, совершив при этом работу по перемещению поршня. В этом случае потенциальная энергия пара будет передана поршню.

Таким образом, в топке происходит преобразование химической энергии топлива в тепловую энергию. В котле в результате нагрева и изменения фазового состояния воды происходит преобразование тепловой энергии в механическую энергию (потенциальную).

Паровая турбина — это тепловой двигатель, в котором потенциальная энергия пара превращается в кинетическую энергию, а кинетическая, в свою очередь, преобразуется в механическую энергию вращения ротора. Ротор турбины непосредственно (с помощью соединительной муфты или через редуктор) соединяется с валом рабочей машины, которой может быть электрический генератор, насос, компрессор, гребной винт и др.

Принцип действия паровой турбины основан на двух последовательно протекающих процессах, первый из которых состоит в преобразовании тепловой энергии пара в кинетическую энергию его потока, а второй — в передаче кинетической энергии потока пара вращающемуся ротору. Превращение тепловой энергии пара в кинетическую осуществляется в соплах, где пар расширяется вследствие снижения давления и приобретает некоторую конечную скорость c_1 и кинетическую энергию, равную для единицы массы пара $c_1^2/2$.

Устройство простейшей паровой турбины показано на рис. 15.10. На валу 1 неподвижно закреплен диск 2 с одним венцом рабочих лопаток 3. Пар из котлоагрегата поступает в турбину через сопла 4, закрепленные в передней части корпуса 5. Через выходной патрубок пар удаляется в окружающую среду.

Преобразование потенциальной энергии пара в турбине происходит в два этапа:

1. Расширение пара в сопле 4 или в группе параллельно соединенных сопел. В процессе расширения потенциальная энергия пара уменьшается (уменьшается давление пара от p_0 до p_1). Чем меньше давление пара, тем больший объем он занимает, т. е. он расширяется. В процессе расшире-

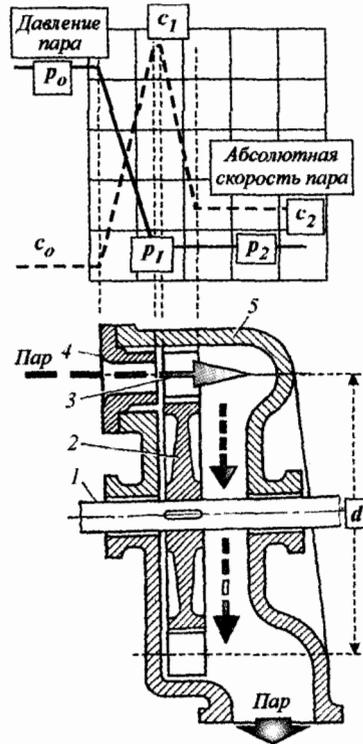


Рис. 15.10. Схема одноступенчатой активной турбины

ния в сопле 4 скорость пара увеличивается от c_0 до c_1 (увеличивается кинетическая энергия).

2. Превращение кинетической энергии пара при прохождении через каналы решетки рабочих лопаток 3 в энергию вращения диска 2 и связанного с ним вала 1. При этом абсолютная скорость пара уменьшается.

Заметим, что при прохождении паром решетки рабочих лопаток 3 его давление может оставаться прежним, или будет понижаться. В первом случае пар полностью расширяется в сопле 4, а во втором случае он продолжает расширяться в каналах между лопатками 3. Следовательно, во втором случае пар в сопле 4 расширяется не полностью (только частично, но в большей степени, чем между лопатками 3). В первом случае турбину называют активной, а во втором — реактивной¹.

Вал 1 турбины с закрепленным на нем диском 2 с лопатками 3 называют *ротором*, а корпус 5 с неподвижно закрепленными соплами называют *статором*.

Пар из парогенератора (котлоагрегата) поступает на вход в паровую турбину (рис. 15.11). В сопловом аппарате пар расширяется полностью (если турбина активного типа). Лопатки соплового аппарата по ходу потока сужаются, в результате чего скорость потока увеличивается, а давление — уменьшается. В сопловом аппарате происходит преобразование потенциальной энергии пара в кинетическую энергию в соответствии с

¹ Правильнее будет сказать, что турбина в этом случае является активно-реактивной.

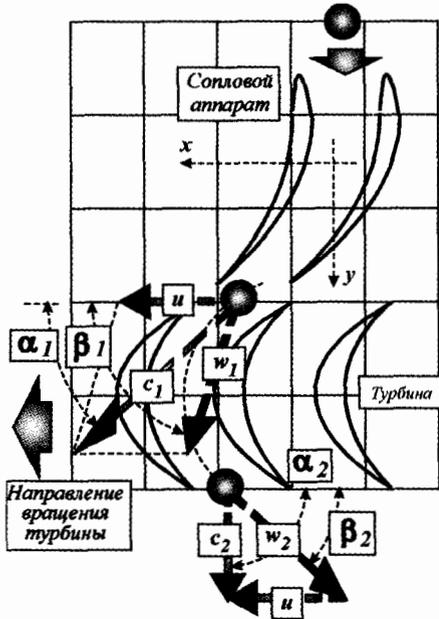


Рис. 15.11. Течение пара в турбинной ступени активного типа

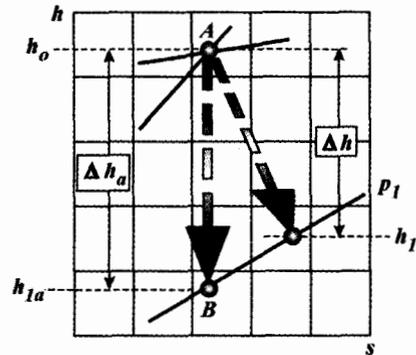


Рис. 15.12. Диаграмма расширения пара в активной ступени турбины в координатах энтропия-энтальпия

законом сохранения энергии. На выходе из соплового аппарата абсолютная скорость пара равна c_1 .

При отсутствии теплообмена с окружающей средой энтальпия пара при движении в соплах уменьшается на величину (рис. 15.12):

$$\Delta h_a = h_o - h_{1a}, \tag{15.53}$$

где h_o и h_{1a} — энтальпия пара перед соплами и за ними. Значение Δh_a нетрудно определить с помощью s - h -диаграммы, если известны давление p_o и температура t_o пара перед соплом и давление пара p_1 за соплом. Состояние пара перед соплом определяется на s - h -диаграмме) точкой A пересечения изобары p_o и изотермы t_o . При адиабатическом процессе расширения до давления p_1 располагаемая разность энтальпий определяется отрезком адиабаты:

$$AB = \Delta h_a = h_o - h_{1a}. \tag{15.54}$$

В соответствии с выражением (7.82) выражение (15.54) можно записать в виде:

$$\Delta h_a = \frac{c_{1a}^2 - c_o^2}{2} = \frac{c_{1a}^2}{2} - \frac{c_o^2}{2}, \tag{15.55}$$

где c_{1a} — теоретическая скорость пара на выходе из сопла; c_o — скорость пара на входе в сопло, которая значительно меньше скорости выхода c_{1a} .

Полагая, что $c_o \approx 0$, на основании зависимости (15.55) определим скорость пара на выходе из сопла:

$$c_{1a} = \sqrt{2\Delta h_a}. \quad (15.56)$$

При движении происходит трение пара о стенки сопла, вследствие чего скорость его на выходе несколько меньше:

$$c_1 = \varphi \cdot c_{1a}. \quad (15.57)$$

где $\varphi = 0.95 \dots 0.98$ — коэффициент потерь скорости в сопле.

Уменьшение скорости связано с потерей в сопле части кинетической энергии, равной изменению энтальпии:

$$\Delta h_c = \frac{c_{1a}^2 - c_1^2}{2} = \frac{c_{1a}^2 - \varphi^2 \cdot c_{1a}^2}{2} = \frac{c_{1a}^2}{2} (1 - \varphi^2). \quad (15.58)$$

Из выражения (15.55) имеем:

$$\frac{c_{1a}^2}{2} = \Delta h_a + \frac{c_o^2}{2}. \quad (15.59)$$

Подставив выражение (15.59) в выражение (15.58), получим:

$$\Delta h_c = \left(\Delta h_a + \frac{c_o^2}{2} \right) (1 - \varphi^2). \quad (15.60)$$

В результате трения пара о поверхности стенок происходит превращение кинетической энергии пара в тепловую энергию. Стенки канала нагреваются, а от них нагревается пар, что повышает конечную энтальпию потока пара от h_{1a} до h_1 . Таким образом, трение не приводит к потере энергии, а лишь к изменению ее формы. Действительная разность энтальпий в этом случае равна $\Delta h = h_o - h_1$.

Изменение давления p и абсолютной скорости c пара при его прохождении через сопла и рабочие лопатки турбины показано на рис. 15.10. Поток пара, выходящий из сопла 4 со скоростью c_1 под некоторым углом к плоскости диска 2, протекает в каналах между рабочими лопатками 3, расположенными на ободе диска, закрепленного на валу 1 турбины.

Если бы лопатки были неподвижны (вал турбины не вращался), то поток пара, обтекая лопатки, при постоянном сечении канала между ними и отсутствии потерь изменял бы только свое направление и оказывал при этом силовое воздействие на рабочую поверхность лопаток, не совершая полезной работы. Однако сила давления потока пара на лопатки заставляет ротор вращаться и при движении лопаток со средней окружной скоростью u поток пара совершает работу, равную произведению проекции силы полного давления потока пара на путь, проходимый лопатками по окружности. Под средней окружной скоростью лопаток понимают скорость на диаметре d (рис. 15.10), соответствующем середине высоты лопаток (диаметре ступени). Окружная скорость точек на середине высоты лопаток определяется по формуле:

$$u = \omega \cdot r = \frac{\pi \cdot n}{30} \cdot \frac{d}{2} = \frac{\pi \cdot n \cdot d}{60}, \quad (15.61)$$

где ω — угловая скорость турбины; r — средний радиус лопаток турбины; n — частота вращения турбины; d — диаметр турбины по середине высоты лопаток.

Поступая в каналы рабочих лопаток (рис. 15.11), пар имеет определенную *относительную* скорость w_1 (скорость пара относительно лопаток), которую определяют по треугольнику, построенному по известным величинам c_1 , u и α_1 (треугольнику скоростей):

$$w_1 = \sqrt{c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1} \quad (15.62)$$

и

$$\sin \beta_1 = \frac{c_1}{w_1} \sin \alpha_1. \quad (15.63)$$

При адиабатном течении потока пара в каналах между рабочими лопатками его скорость на выходе w_2 равна скорости на входе w_1 . Однако с учетом имеющихся потерь энергии при движении пара относительная скорость выхода потока из каналов рабочих лопаток $w_2 = \phi \cdot w_1$ (где $\phi = 0.96 \dots 0.97$ — коэффициент потерь скорости в каналах рабочих лопаток). Уменьшение кинетической энергии потока в каналах рабочих лопаток вызывает увеличение конечной энтальпии пара:

$$\Delta h_{л} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} (1 - \phi^2). \quad (15.64)$$

Для активной ступени угол β_2 между направлением w_2 и плоскостью диска выбирают несколько большим (на $3 \dots 10^\circ$), чем угол β_1 . По значениям w_2 , β_2 и u строят треугольник выходных скоростей и определяют абсолютную скорость c_2 выхода потока и угол ее к плоскости диска.

При движении в каналах рабочих лопаток, имеющих криволинейную форму, пар изменяет свое направление. Для изменения направления движения потока пара лопатка прикладывает к нему некоторое усилие. В соответствии с третьим законом механики Ньютона со стороны пара к лопатке будет также приложена сила, которую называют центробежной. Эта сила создана искусственно путем применения *криволинейного* профиля. Эта сила распределена по поверхности лопатки.

Рассмотрим движение элементарной массы потока пара dm через каналы ступени турбины (рис. 15.13). Поток пара входит в каналы рабочих лопаток под углом α_1 со скоростью c_1 и выходит из них под углом $\bar{\alpha}_2$ со скоростью c_2 . Результирующая центробежная сила действия потока на рабочие лопатки равна R , а ее проекции на направление окружной скорости (в направлении оси x) и ось турбины (в направлении оси y) соответственно R_u и R_a . Усилие потока, действующее в направлении окружной скорости R_u , создает полезный крутящий момент на валу турбины, а усилие R_a , действующее в направлении оси турбины, является вредным, так как нагружает опоры (подшипники) в осевом направлении.

Для определения полезного крутящего момента и мощности, развиваемой потоком пара при прохождении через каналы рабочих лопаток, воспользуемся уравнением количества движения. Изменение количества

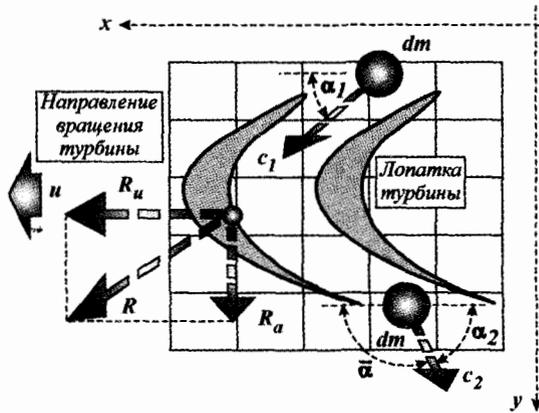


Рис. 15.13. Силовое взаимодействие пара с лопатками турбины

движения массы потока dm за промежуток времени dt , равное импульсу силы R_u , имеет вид

$$R_u dt = (c_{1u} - c_{2u}) dm, \quad (15.65)$$

где c_{1u} — проекция вектора c_1 на направление окружной скорости u ; c_{2u} — проекция вектора c_2 на направление окружной скорости u ;

Так как $c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1$, а $c_{2u} = c_2 \cos \bar{\alpha}_2$, то выражение (15.65) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} R_u dt &= (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \bar{\alpha}_2) \cdot dm; \\ R_u &= (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \bar{\alpha}_2) \cdot \frac{dm}{dt}; \\ R_u &= (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \bar{\alpha}_2) \cdot \dot{m}, \end{aligned} \quad (15.66)$$

где $\dot{m} = dm/dt$ — секундный расход пара через канал, кг/с.

Учитывая, что $\bar{\alpha}_2 = \pi - \alpha_1$, а $\cos(\pi - \alpha_2) = \cos \alpha_2$, то выражение (15.66) можно представить в виде:

$$R_u = (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \alpha_2) \cdot \dot{m}. \quad (15.67)$$

Если турбина имеет z лопаток, то результирующий момент на валу турбины будет равен:

$$M_u = R_u \cdot r \cdot z = (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \alpha_2) \cdot \dot{m} \cdot r \cdot z, \quad (15.68)$$

где r — расстояние от оси вращения турбины до середины профиля лопатки.

Так как турбина имеет z лопаток, то она имеет столько же межлопаточных каналов. В этом случае произведение

$$\dot{m} \cdot z = m_c \quad (15.69)$$

представляет собой секундный расход пара через турбинную ступень.

Тогда выражение (15.69) запишем в виде:

$$M_u = R_u \cdot r \cdot z = (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \alpha_2) \cdot m_c \cdot r. \quad (15.70)$$

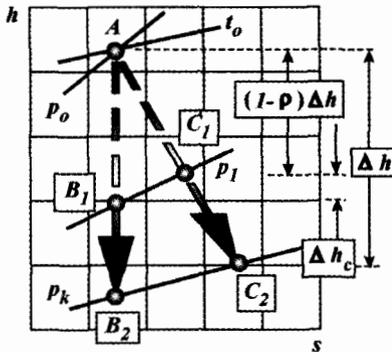


Рис. 15.14. Процесс расширения пара в реактивной ступени

Мощность, развиваемая потоком пара на лопатках турбины, равна:

$$N_u = M_u \cdot \omega = m_c r (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \alpha_2) \frac{u}{r} = m_c u (c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \alpha_2). \quad (15.71)$$

Таким образом, мощность, развиваемая потоком пара на рабочих лопатках, пропорциональна проекциям скоростей входа и выхода потока на направление окружной скорости.

В направлении оси турбины действует сила R_a , равная:

$$R_a = m_c (c_1 \sin \alpha_1 - c_2 \sin \alpha_2). \quad (15.72)$$

Эта сила стремится сдвинуть ротор в горизонтальном направлении, поэтому в турбинах предусматривают специальные устройства для фиксации и защиты.

Наряду с активным принципом работы ступени используется *реактивный*, при котором процесс преобразования потенциальной энергии в кинетическую не заканчивается в соплах, а продолжается в каналах рабочих лопаток. Уменьшение давления пара в этом случае продолжается в процессе движения его как в соплах, так и в каналах рабочих лопаток. Ступень турбины, в которой осуществляется реактивный принцип расширения пара, называют *реактивной*. Доля энергии, преобразуемой в кинетическую энергию в соплах реактивной ступени, равна:

$$q = (1 - \rho) \Delta h,$$

где ρ — степень реакции (доля тепловой энергии пара, преобразуемой в кинетическую энергию при его движении в каналах рабочих лопаток).

Процесс расширения пара в реактивной ступени показан на рис. 15.14. Точка А характеризует состояние пара с параметрами p_0 , t_0 перед соплами. Из сопл, где происходит расширение до промежуточного давления p_1 пар выходит со скоростью,

$$c_1 = \varphi \sqrt{2(1 - \rho) \Delta h}. \quad (15.73)$$

Потерю кинетической энергии в соплах определяют так же, как для активной ступени:

$$\Delta h_c = (1 - \varphi^2) \frac{c_{1a}^2}{2}, \quad (15.74)$$

где

$$c_{1a} = \sqrt{2(1 - \rho)\Delta h}.$$

Энтальпия пара, входящего в каналы рабочих лопаток с учетом потерь в соплах, характеризуется точкой C_1 . В каналах рабочих лопаток происходит дальнейшее расширение пара до давления p_k , что вызывает увеличение относительной скорости от w_1 , определяемой так же, как и для активной ступени, до

$$w_2 = \phi \cdot \sqrt{2\rho\Delta h + \frac{w_1^2}{2}}. \quad (15.75)$$

В реактивной турбине межлопаточные каналы по ходу потока сужаются, образуя как бы подвижные сопла. Пар в таких межлопаточных каналах также ускоряется, как в сопловом аппарате. Это приводит к тому, что относительная скорость w_2 пара на выходе из рабочего колеса больше относительной скорости w_1 пара на входе в рабочее колесо. Это означает, что в межлопаточных каналах пар ускоряется (движется ускоренно). В результате ускорения газового потока возникает реактивная сила R (рис. 7.47), которая создает дополнительный момент, вращающий рабочее колесо¹.

Как в активной, так и в реактивной турбине пар выходит из ступени с некоторой абсолютной скоростью c_2 , называемой *выходной* скоростью. Следовательно, выходящий из турбины пар имеет кинетическую энергию, равную

$$\Delta h_{\text{вых}} = \frac{c_2^2}{2}. \quad (15.76)$$

Эта кинетическая энергия потока не реализуется в турбинной ступени и называется *потерей энергии с выходной скоростью*.

Как уже отмечалось, рабочие лопатки располагаются на круглом диске, образуя между собой каналы для прохода пара. Сопла закрепляются в статоре турбины и могут быть расположены напротив *всех* рабочих лопаток (по всей длине окружности) так, что пар, выходя из них, поступает сразу во все каналы, образуемые рабочими лопатками. Такой подвод пара называется *полным*. Если сопла располагаются напротив *части* каналов рабочих лопаток, т. е. так, что пар, выходя из них, поступает только в те каналы, которые в данный момент находятся перед соплами, такой подвод пара называют *парциальным*.

Для характеристики подвода пара вводят понятие *степени парциальности*:

$$\varepsilon = \frac{m}{\pi d}, \quad (15.77)$$

где m — длина дуги, занятой соплами; d — средний диаметр окружности, по которой располагаются сопла.

Степень парциальности ε существующих паровых турбин находится в пределах 0.1...0.15.

¹ Более подробно реактивная турбина рассмотрена в гл. 7.

Учитывая, что мощность представляет собой работу, выполненную в единицу времени, на основании выражения (15.71) определим работу, совершаемую паром в турбине в течение некоторого промежутка времени Δt :

$$L = N_u \Delta t = m_c u (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \Delta t. \quad (15.78)$$

Величина $m = m_c \cdot \Delta t$ представляет собой расход пара через турбинную ступень в течение промежутка времени Δt . Определим работу, совершаемую единицей массы пара в турбинной ступени:

$$l = \frac{L}{m} = \frac{N_u \Delta t}{m_c \Delta t} = \frac{R_u u}{m_c} = u (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2). \quad (15.79)$$

Совершенство ступени турбины характеризуется *внутренним относительным КПД на лопатках*:

$$\eta_{ол} = \frac{l}{h_o}, \quad (15.80)$$

где h_o — располагаемый теплоперепад.

Анализируя выражение (15.71), можно заключить, что для достижения высокого значения $\eta_{ол}$ необходимо обеспечить определенное соотношение между окружной скоростью движения лопаток u и абсолютной скоростью истечения пара из сопла c_1 . В активных ступенях максимум $\eta_{ол}$ достигается при $u \approx (0.4 \dots 0.5) \cdot c_1$. В реактивных ступенях максимум $\eta_{ол}$ достигается при $u \approx c_1$, если отношение теплоперепада, срабатываемого на лопатках, к располагаемому теплоперепаду, равно 0.5.

Одноступенчатые турбины имеют ограниченную мощность. По условиям прочности материала лопаток окружная скорость по центру лопаток не должна превышать 300...400 м/с, так как при большей скорости возникают слишком большие напряжения от центробежной силы. Это приводит к ограничению скорости пара на выходе из сопел, поскольку из-за необходимости обеспечения максимума $\eta_{ол}$ необходимо соблюдать условие $c_1 \approx 2u$. Это условие ограничивает допустимый теплоперепад h_o на турбине. Поэтому часто для увеличения мощности одноступенчатой турбины отступают от оптимального соотношения $c_1 \approx 2u$, заведомо занижая КПД. Одноступенчатые активные турбины вследствие их простоты, надежности в эксплуатации и малых размеров широко применяют для привода вспомогательных агрегатов, экономичность работы которых не имеет большого значения.

Для повышения экономичности цикла паротурбинной установки в энергетике применяют многоступенчатые паровые турбины, в которых пар расширяется в последовательно расположенных ступенях. Число ступеней колеблется от 3–5 до 30 и более. При этом в каждой ступени располагаемая разность энтальпий равна 40–50 кДж/кг. В этом случае число ступеней равно отношению располагаемой разности энтальпий всей турбины к выбранной на ступень. При расширении пара в ступенях часть тепловых потерь предыдущей ступени возвращается в тепловой процесс последующих и температура пара возрастает. При расчете турбин обычно принимают долю возвращаемых потерь α , равной 0.02–0.06. С учетом α

КПД проточной части многоступенчатой турбины оказывается в целом выше среднего значения КПД составляющих ее ступеней:

$$\eta_{oi} = (1 + \alpha)\eta_{oi}^{ст}. \quad (15.81)$$

Мощность, вырабатываемую турбиной при заданных начальных и конечных параметрах пара, с учетом уравнения (15.81) можно определить по формуле:

$$N_s = m_c \cdot h_o \cdot \eta_{oi} \cdot \eta_m \cdot \eta_g, \quad (15.82)$$

где η_m — механический КПД привода; η_g — КПД генератора.

Основное преимущество многоступенчатых паровых турбин состоит в том, что выбранное число ступеней может обеспечить в каждой из них такие скорости входа c_1 , которые позволяют получать максимальный КПД. Кроме того, достоинством многоступенчатых паровых турбин является то, что из них может производиться отбор пара для регенеративного подогрева питательной воды, а также для теплофикации, что способствует повышению тепловой экономичности паротурбинной установки в целом.

Для оценки эффективности работы многоступенчатых паровых турбин кроме КПД применяют такие удельные показатели, как расход пара и теплоты в единицу времени на единицу получаемой мощности. Так, удельный расход пара для получения 1 кВт·ч энергии:

$$d_s = \frac{m_c}{N_s}, \quad (15.83)$$

а удельный расход тепловой энергии

$$q_s = \frac{Q}{N_s}, \quad (15.84)$$

где Q — расход тепловой энергии на турбоустановку.

В зависимости от характера теплового процесса многоступенчатые паровые турбины могут работать по конденсационному или теплофикационному принципу. В конденсационных турбинах, предназначенных в основном для выработки электрической энергии, пар покидает проточную часть при давлении значительно ниже атмосферного, а в теплофикационных часть пара из проточной части отводится для производственных целей или отопления.

В зависимости от мощности турбины могут быть одно-, двух-, трехцилиндровыми или более. Наличие нескольких цилиндров позволяет уменьшить длину вала турбины (что способствует повышению надежности его работы), уменьшить вредное воздействие осевых усилий потока пара из-за изменения направления его движения в отдельных цилиндрах, а также увеличить единичную мощность турбины.

По мере расширения пара в проточной части турбины его давление снижается, а удельный объем возрастает. При постоянном массовом расходе объемный расход пара возрастает, что вызывает необходимость увеличивать высоту лопаток. По условиям прочности высота лопаток должна быть не более 1.5 м, следовательно, это ограничивает мощность турбины. Мощность, которая может быть получена при соблюдении условий надежной работы проточной части турбины, называют *предельной*. Раздваивая

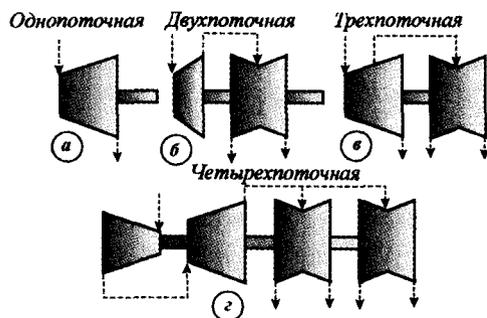


Рис. 15.15. Схемы движения потока пара в многоступенчатых турбинах

поток пара в последних ступенях, единичную мощность можно повысить при прочих равных условиях в два раза, а пар на три потока и более, можно увеличить мощность в три и более раз. Схемы движения потока пара в многоцилиндровых одновальных турбинах и способы его отвода из последних ступеней показаны на рис. 15.15.

При использовании турбины для привода электрического генератора нагрузка на нее может изменяться. Это вызвано изменением потребления электрической энергии. Поэтому с увеличением нагрузки на генератор увеличивается нагрузка и на турбину. В этом случае может уменьшиться частота вращения турбины, а вместе с ней и якоря генератора. Частота переменного тока также изменится. Чтобы исключить это, турбины снабжают специальными автоматическими регуляторами, поддерживающими ее частоту вращения неизменной.

В современных паровых турбинах вместо ранее применявшихся центробежных регуляторов используются гидродинамические регуляторы, принцип действия которых основан на зависимости давления масла, создаваемого центробежным насосом, установленным на валу турбины, от частоты вращения ее вала.

15.5.2. Двигатели внутреннего сгорания

15.5.2.1. ПОРШНЕВЫЕ ДВИГАТЕЛИ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

Конструктивная схема и принцип работы поршневого ДВС

Энергетические установки автомобилей содержат в своем составе, как правило, двигатель внутреннего сгорания (ДВС). Двигатель вместе с системами, агрегатами и узлами, обеспечивающими его работу в составе шасси автомобиля, называют *силовой установкой (СУ)*.

Основу конструктивной схемы поршневого ДВС (рис. 15.16) составляет *расширительная машина*, состоящая из *цилиндра* и *поршня*. Принцип работы двигателя основан на основных положениях термодинамики циклических процессов, основу которых составляет второй закон.

При движении поршня объем цилиндра расширительной машины изменяется. В цилиндр периодически поступает новое рабочее тело (воздух

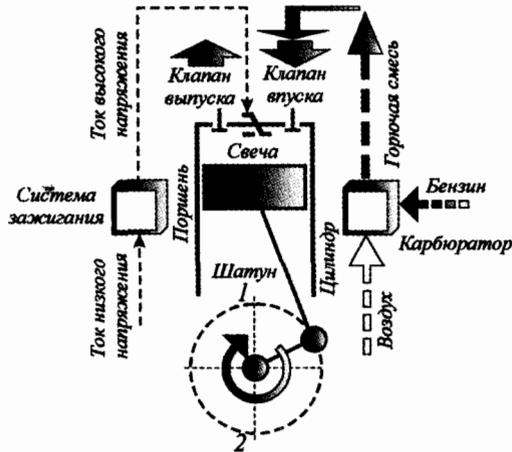


Рис. 15.16. Конструктивная схема бензинового двигателя

или горючая смесь) и удаляется отработавшее рабочее тело (смесь отработавших газов). В ходе циклического процесса рабочее тело претерпевает химическое изменение, делающее его непригодным для дальнейшего использования. Это обусловлено тем, что в процессе сгорания топлива расходуется кислород, необходимый в дальнейшем для осуществления повторных циклов работы. Поэтому его в дальнейшем выбрасывают из цилиндра расширительной машины.

Протекание рабочего цикла в поршневых ДВС осуществляется по одной схеме, но имеет некоторые особенности только в приготовлении горючей смеси.

Рассмотрим протекание рабочего цикла бензинового двигателя (рис. 15.16). Пусть кривошип находится в положении 1. В этом случае поршень будет находиться на максимальном удалении от оси вращения кривошипа, т. е. выше он подняться уже не может. Такое положение поршня, при котором он находится на максимальном удалении от оси вращения кривошипа (коленчатого вала), называют *верхней мертвой точкой* (ВМТ). В ВМТ скорость поршня равна нулю (отсюда название — мертвая точка). При положении поршня в ВМТ объем цилиндра расширительной машины минимальный. Этот минимальный объем цилиндра $V_{\min} = V_c$ называют *объемом камеры сжатия* (сгорания).

Проанализируем рабочий цикл двигателя, начиная от положения поршня в ВМТ. Такой анализ удобно проводить, используя графическую зависимость давления рабочего тела от объема цилиндра расширительной машины (рис. 15.17), которую называют *индикаторной диаграммой*.

Для преобразования возвратно-поступательного движения поршня во вращательное движение коленчатого вала используется кривошипно-шатунный механизм (рис. 15.16), состоящий из *кривошипа* и *шатуна*. Для управления процессами газообмена в состав ДВС входит также механизм газораспределения, состоящий из впускных и выпускных клапанов и привода к ним. Горючая смесь в бензиновом двигателе воспламеняется

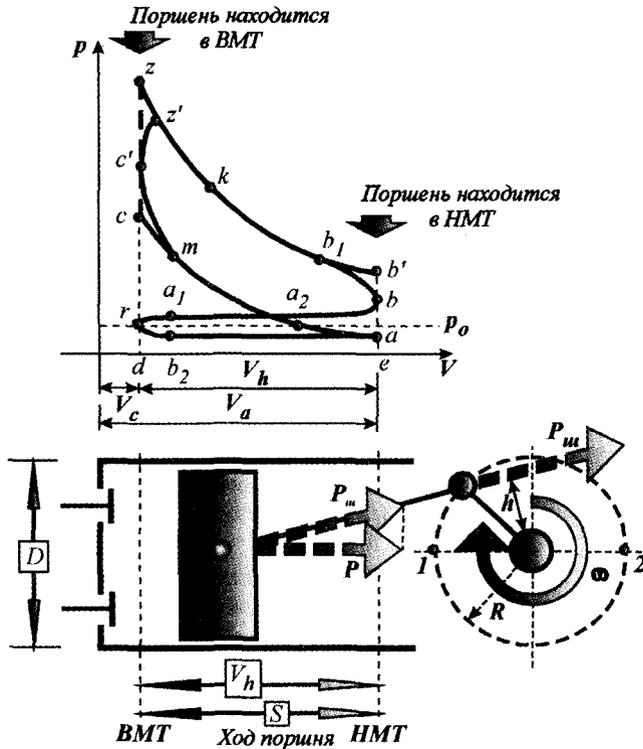


Рис. 15.17. Индикаторная диаграмма четырехтактного бензинового двигателя

принудительно с помощью специальной системы зажигания, включающей, как правило, свечу, источник электрической энергии (аккумулятор), устройство для преобразования электрической энергии низкого напряжения в электрическую энергию высокого напряжения (катушка зажигания), устройство для синхронизации работы системы зажигания с работой двигателя (распределитель).

Если в бензиновых двигателях горючая смесь готовится вне цилиндра двигателя (в карбюраторе), то в дизельных двигателях горючая смесь готовится в цилиндре двигателя. Поэтому бензиновые двигатели называют еще двигателями с *внешним* смесеобразованием, а дизельные двигатели — двигателями с *внутренним* смесеобразованием.

Индикаторная диаграмма представляет графическую зависимость давления рабочего тела p в цилиндре двигателя от его объема V (рис. 15.17).

При положении поршня в ВМТ (кривошип находится в точке 1; рис. 15.17) впускной клапан открыт. Этому положению поршня и механизма газораспределения на индикаторной диаграмме соответствует точка r . Объем рабочего тела равен минимуму ($V_{\min} = V_c$).

При повороте кривошипа из положения 1 в положение 2 (см. также рис. 15.16) поршень переместится в нижнюю мертвую точку (НМТ). Объем цилиндра V_h , заключенный между ВМТ и НМТ, называется *рабочим* объемом. Поэтому при перемещении поршня из ВМТ в НМТ объем цилиндра

увеличивается на величину V_h . В рабочем объеме цилиндра «работает» поршень расширительной машины.

Величину, численно равную

$$V_a = V_c + V_h, \quad (15.85)$$

называют *полным объемом* цилиндра.

Величина, численно равная отношению полного объема цилиндра V_a к объему камеры сжатия V_c называется *степенью сжатия* рабочего тела в цилиндре двигателя (обозначается ε):

$$\varepsilon = \frac{V_a}{V_c} = \frac{V_c + V_h}{V_c} = 1 + \frac{V_h}{V_c}. \quad (15.86)$$

Степень сжатия рабочего тела в цилиндре бензинового двигателя примерно равна $\varepsilon = 8 \dots 10$. Чем больше степень сжатия рабочего тела, тем выше КПД двигателя. Однако степень сжатия рабочего тела в бензиновых двигателях ограничена самопроизвольным взрывным сгоранием горючей смеси (детонацией), которое может возникать при большом значении степени сжатия.

При перемещении поршня от ВМТ к НМТ при открытом впускном клапане происходит впуск горючей смеси (смеси топлива с воздухом). Так как при движении поршня к НМТ объем цилиндра увеличивается, то в цилиндре расширительной машины давление поступившего рабочего тела несколько понижается. При движении поршня к НМТ в цилиндре возникает разрежение, т. е. давление рабочего тела в цилиндре несколько меньше атмосферного. Из-за этой небольшой разности давлений воздух из окружающей среды движется внутрь цилиндра расширительной машины (происходит всасывание воздуха). В бензиновых двигателях на пути движения воздуха установлен карбюратор (рис. 15.16), в котором он смешивается с бензином в определенном соотношении. На выходе из карбюратора получается *горючая смесь*.

Теоретическими и экспериментальными исследованиями установлено, что для сгорания 1 кг бензина требуется примерно 15 кг воздуха. Реально для окисления топлива требуется кислород, который в достаточном количестве (примерно 21%) имеется в воздухе. Нетрудно установить, что в 1 кг воздуха содержится примерно 200 г кислорода (примерно 1/5 часть). Поэтому в 15 кг воздуха содержится примерно 3 кг кислорода. Таким образом, для сгорания 1 кг бензина требуется примерно 3 кг кислорода или 15 кг воздуха. Нетрудно установить, что для сгорания 1 г бензина требуется 15 г воздуха.

Минимальная масса воздуха M_o , необходимая для полного сгорания данной массы топлива, называется *теоретически необходимой массой* воздуха. Тогда для 1 кг бензина теоретически необходимая масса воздуха равна 15 кг:

$$M_o = 15 \frac{\text{кг воздуха}}{\text{кг топлива}}.$$

Легко установить, что для 1 г бензина *теоретически необходимая масса* воздуха равна 15 г. Для полного сгорания 0.5 г бензина *теоретически* уже требуется 7.5 г воздуха.

Если бензин находится в смеси с *теоретически необходимой массой* воздуха, то после его окисления в продуктах сгорания отсутствует свободный кислород. В большинстве случаев топливо смешивают с большей массой воздуха M , чем теоретически требуется для его полного сгорания. Величину, численно равную

$$\Delta M = M - M_o, \quad (15.87)$$

назовем *избыточной массой* воздуха.

В исключительных случаях может иметь место случай, когда для полного сгорания топлива нет достаточного количества воздуха. В этом случае величину, численно равную

$$\Delta M = M_o - M, \quad (15.88)$$

назовем *недостаточной массой* воздуха.

При недостатке воздуха сгорает не все топливо. Такое явление неполного сгорания топлива в цилиндре расширительной машины ДВС недопустимо.

В тех случаях, когда нет возможности обеспечить полное сгорание топлива путем идеального его смешивания с воздухом, в цилиндр двигателя подают больше воздуха, чем теоретически требуется для полного сгорания данной порции топлива. Массу воздуха, находящегося в смеси с бензином, оценивают относительной величиной, называемой *коэффициентом избытка воздуха*:

$$\alpha = \frac{M}{M_o}, \quad (15.89)$$

где M — масса воздуха, фактически находящегося в смеси с данной массой топлива (бензина); M_o — масса воздуха, теоретически требуемая для полного сгорания данной массы топлива (бензина).

Величина коэффициента избытка воздуха должна быть не меньше единицы ($\alpha \geq 1.0$). Например, в цилиндр двигателя поступает 0.1 г бензина. Если для сгорания 1 г бензина теоретически требуется 15 г воздуха, то для сгорания 0.1 г бензина теоретически требуется в 10 раз меньше воздуха:

$$M_o = \frac{15 \text{ г}}{10} = 1.5 \text{ г воздуха.}$$

Если же в смеси с бензином находится 3 г воздуха, то коэффициент избытка воздуха равен 2:

$$\alpha = \frac{3.0 \text{ г}}{1.5 \text{ г}} = 2.0.$$

Благодаря карбюратору, применяемому в бензиновом двигателе, горючая смесь готовится с высоким качеством ($\alpha \approx 1$).

Таким образом, при движении поршня от ВМТ к НМТ при открытом впускном клапане в бензиновом двигателе происходит впуск горючей смеси. Движение поршня между мертвыми точками, называют *тактом*. Поэтому при впуске горючей смеси поршень совершает *такт впуска*. Расстояние S , проходимое поршнем при движении между мертвыми точками, называют *ходом поршня*.

На индикаторной диаграмме (рис. 15.17) линия $r-a$ условно отражает процесс впуска горючей смеси в цилиндр двигателя. При впуске давление рабочего тела (горючей смеси) в цилиндре несколько меньше атмосферного давления, а поэтому линия $r-a$ на индикаторной диаграмме располагается несколько ниже условной линии $p_o = idem$.

В точке a такт впуска прекращается (поршень останавливается), а процесс впуска не прекращается. Такту впуска на индикаторной диаграмме соответствует линия $r-a$. В такте впуска поршень, проходя расстояние S , увеличивает объем цилиндра на величину, равную

$$V_h = \frac{\pi D^2}{4} S, \quad (15.90)$$

где D — диаметр цилиндра; S — ход поршня.

На рис. 15.17 видно, что $S = 2R$ = отрезок 1-2.

Масса, поступившего в цилиндр рабочего тела, равна

$$M = \rho V_h, \quad (15.91)$$

где ρ — плотность рабочего тела.

С целью упрощения расчетов предполагают, что в процессе впуска в цилиндр поступает не смесь топлива с воздухом, а только воздух. В этом случае плотность рабочего тела можно определить на основании уравнения состояния идеального газа:

$$pV = mR_oT; \quad p = \frac{m}{V} R_oT = \rho R_oT; \quad \rho = \frac{p}{R_oT},$$

где p — давление рабочего тела в цилиндре двигателя; R_o — удельная газовая постоянная воздуха; T — температура рабочего тела в цилиндре двигателя.

Если положить, что $p = p_a$ и $T = T_a$, последнее выражение можно записать в виде:

$$\rho = \frac{p_a}{R_oT_a}. \quad (15.92)$$

Учитывая, что $p_a = (0.8 \dots 0.9)p_o$, выражение (15.92) можно представить в виде:

$$\rho = \frac{(0.8 \dots 0.9)p_o}{R_oT_a}. \quad (15.93)$$

Если бы в процессе впуска впускная система двигателя не оказывала сопротивление воздушному потоку, то в цилиндр двигателя поступила бы следующая масса воздуха:

$$M_o = \rho_o V_h = \frac{p_o}{R_oT_o} V_h. \quad (15.94)$$

Фактически из-за влияния впускной системы в цилиндр двигателя поступает следующая масса воздуха:

$$M = \frac{p_a}{R_oT} V_h = \frac{(0.8 \dots 0.9)p_o}{R_oT_a} V_h. \quad (15.95)$$

При впуске горючая смесь подогревается от деталей, которые сами нагреваются при работе двигателя, а поэтому $T_a > T_o$. В бензиновых

двигателях подогрев горючей смеси в процессе впуска примерно равен $\Delta T = T_a - T_o = 0 \dots 20^\circ\text{C}$.

Следовательно, для такта впуска можно записать, что $p_a < p_o$ и $T_a > T_o$. Сравнивая выражения (15.94) и (15.95), легко установить, что на такте впуска в цилиндр двигателя фактически поступает меньше воздуха (горючей смеси), чем могло бы поступить ($M < M_o$). Это явление отрицательно влияет на показатели двигателя. Чем меньше бензина сгорает в цилиндре двигателя, тем меньше выделяется тепловой энергии. В итоге двигатель меньше энергии преобразует из тепловой формы в механическую форму. Чтобы компенсировать этот недостаток, впускной клапан не закрывают в момент прихода поршня в НМТ (точка a ; рис. 15.17).

В точке a_2 (рис. 15.17) начинается второй такт движения поршня (от НМТ к ВМТ), в результате чего объем цилиндра уменьшается. Благодаря тому, что впускной клапан, хотя и закрывается, но еще не закрыт, в цилиндр двигателя по инерции поступает дополнительная масса рабочего тела ΔM . В момент, когда давление рабочего тела в цилиндре двигателя становится равным атмосферному (точка a_2 ; рис. 15.17), впускной клапан полностью закрывается. Таким образом, к моменту закрытия впускного клапана в цилиндр двигателя поступает следующая масса рабочего тела (воздуха):

$$M_{a_2} = M + \Delta M, \quad (15.96)$$

Явление, когда на участке $a-a_2$ (рис. 15.17) в цилиндр поступает дополнительная масса воздуха (горючей смеси) ΔM , называется *дозарядкой*. Величину, численно равную отношению массы воздуха (рабочего тела) M_{a_2} , поступившего к моменту закрытия впускного клапана (точка a_2 ; рис. 15.17) к массе рабочего тела M , поступившего в цилиндр двигателя к моменту прихода поршня в НМТ (точка $p_c = p_a \varepsilon^{n_1}$; рис. 15.17), называют *коэффициентом дозарядки*:

$$\eta_{\text{доз}} = \frac{M_{a_2}}{M} = \frac{M + \Delta M}{M} = 1 + \frac{\Delta M}{M}. \quad (15.97)$$

Его величина численно равна $\eta_{\text{доз}} = 1.02 \dots 1.15$. При отсутствии дозарядки впускной клапан закрывается в точке a (рис. 15.17), а поэтому $\eta_{\text{доз}} = 1.0$.

Отношение массы рабочего тела M_{a_2} , поступившего в цилиндр двигателя к моменту закрытия впускного клапана к массе воздуха (рабочего тела) M_o , которая могла бы теоретически поступить в него при давлении p_o и температуре T_o , соответствующих параметрам окружающей среды, называют *коэффициентом наполнения* $\eta_{\text{нап}}$:

$$\eta_{\text{нап}} = \frac{M_{a_2}}{M_o}. \quad (15.98)$$

Для бензиновых двигателей его значение находится в пределах $\eta_{\text{нап}} = 0.75 \dots 0.85$. Так как коэффициент наполнения меньше единицы, то это означает, что в процессе наполнения цилиндра двигателя горючей смесью (воздухом) его рабочий объем используется неэффективно.

Теоретически сжатие рабочей смеси¹ начинается в точке a (рис. 15.17), а фактически оно начинается в точке a_2 . Следовательно, такт сжатия начинается в точке a , а процесс сжатия — в точке a_2 .

В процессе сжатия a_2-c (рис. 15.17) давление и температура рабочей смеси (смеси бензина с воздухом и остаточными газами) увеличиваются. При подходе поршня к ВМТ (точка m) между электродами свечи зажигания возникает электрический разряд (искра). Температура плазмы в искровом разряде составляет примерно 10 000 К. От искры с минимальной задержкой воспламеняется рабочая смесь. Фронт пламени от свечи распространяется во все стороны.

Если бы степень сжатия ϵ бензинового двигателя была бы больше 11...12, то рабочая смесь сама воспламенилась бы (без принудительного воспламенения). Причиной самовоспламенения рабочей смеси является высокая ее температура, которая растет из-за сильного сжатия. При сжатии происходит преобразование энергии из механической формы в тепловую форму. Внутренняя энергия рабочей смеси при сжатии увеличивается. Это означает, что температура рабочей смеси возрастает. С ростом температуры рабочей смеси увеличивается скорость хаотического движения молекул. При сжатии средние скорости движения молекул воздуха и топлива увеличиваются. При очень больших скоростях происходят такие соударения, что молекулы топлива (бензина) «распадаются» на атомы углерода С и водорода Н. Этот распад происходит во всем объеме камеры сгорания (сжатия). Поэтому в момент распада молекул топлива начинается мгновенная реакция их окисления по всему объему камеры сжатия. В момент распада мгновенно начинается реакция окисления углерода и водорода, что приводит к мгновенному выделению большого количества энергии в тепловой форме. Рабочее тело мгновенно нагревается, в результате чего его давление резко увеличивается. Такое резкое увеличение давления рабочего тела создает ударные нагрузки в деталях кривошипно-шатунного механизма двигателя. Ударный характер нагрузок приводит также к разрушению поршня расширительной машины.

Такое мгновенное сгорание бензина называют *детонацией*. Чтобы не допустить детонации, при конструировании двигателя предусматривают ряд мероприятий. Одним из них является *ограничение* степени сжатия рабочего тела ϵ . Вместе с тем, чем больше степень сжатия рабочего тела, тем больше КПД цикла. Поэтому на практике степень сжатия стремятся увеличить до возможного предела. Для исключения детонации также улучшают свойства бензина — повышают его октановое число (ОЧ). Чем больше ОЧ бензина, тем сильнее его молекулы сопротивляются самопроизвольному распаду при сильном сжатии.

При ограничении степени сжатия самопроизвольное воспламенение бензина не происходит, а поэтому его воспламеняют принудительно с помощью электрической свечи.

В точке c (рис. 15.17) процесс и такт сжатия завершаются. Точка c является расчетной. После точки m линия индикаторной диаграммы

¹ Рабочая смесь представляет собой смесь поступившей горючей смеси с остаточными газами от предыдущего цикла.

поднимается, так как начался процесс сгорания топлива (бензина). Реально процесс и такт сжатия завершаются в точке c' .

Значения параметров состояния рабочего тела в конце процесса сжатия (в расчетной точке c ; рис. 15.17) определяют по формулам:

$$p_c = p_a \varepsilon^{n_1}; \quad (15.99)$$

$$T_c = T_a \varepsilon^{n_1 - 1}, \quad (15.100)$$

где p_c , T_c — соответственно давление и температура рабочего тела в расчетной точке c ; p_a , T_a — соответственно давление и температура рабочего тела в расчетной точке a ; ε — степень сжатия рабочего тела; n_1 — среднее значение показателя политропы сжатия рабочего тела.

Ниже приведены значения параметров состояния рабочего тела в конце процесса сжатия для бензиновых двигателей:

Параметр	Значение параметра
Степень сжатия ε	6...10
Средний показатель политропы сжатия n_1	1.3...1.37
Давление в конце процесса сжатия p_c , МПа	0.9...1.5
Температура в конце процесса сжатия T_c , К	550...750

Площадь фигуры $d-e-a-c$ (рис. 15.17) эквивалентна механической энергии, затраченной на сжатие рабочего тела. Иногда ее называют работой сжатия $W_{сж}$.

В точке c начинается процесс расширения рабочего тела, в ходе которого поршень перемещается от ВМТ к НМТ, совершая третий такт движения. В начале процесса расширения давление рабочего тела резко возрастает, достигая максимума в точке z (рис. 15.17). Это обусловлено тем, что в начальный момент времени сгорает большая масса топлива. В дальнейшем процесс сгорания топлива (бензина) замедляется из-за недостаточного количества кислорода, который интенсивно расходуется в начальной фазе горения. Чем больше давление рабочего тела в цилиндре, тем большая сила приложена к поршню. В любой момент времени на поршень действует сила P , равная

$$P = pF_{\Pi} = p \frac{\pi D^2}{4}, \quad (15.101)$$

где p — давление рабочего тела в рассматриваемый момент времени; F_{Π} — площадь поршня; D — диаметр поршня (цилиндра).

По мере перемещения поршня к НМТ объем цилиндра увеличивается, а скорость сгорания бензина уменьшается. Это приводит к тому, что, начиная с точки z (рис. 15.17), давление рабочего тела все время понижается.

Следует заметить, что в начале процесса расширения одновременно идет процесс сгорания топлива (эти процессы накладываются друг на друга). Процесс сгорания (окисления) топлива приводит к изменению химического состава рабочего тела. Если до начала горения топлива в цилиндре находится смесь топлива с воздухом и небольшим количеством остаточных газов, то в процессе сгорания топлива количество воздуха уменьшается, так как образуются совершенно другие газы. В результате

изменения химического состава несколько изменяются и физические свойства рабочего тела.

Если до сгорания топлива рабочее тело представляло смесь молекул одного состава, то после сгорания топлива рабочее тело уже представляет смесь молекул другого состава. Степень влияния такого преобразования химического состава рабочего тела на его физические свойства оценивается с помощью *коэффициента молекулярного изменения* β , величина которого для бензиновых двигателей находится в диапазоне $\beta = 1.07 \dots 1.11$.

Так как с увеличением давления рабочего тела увеличивается сила, приложенная к поршню, то растет также сила, приложенная к остальным деталям двигателя. Прежде всего, будут приложены большие усилия к шатуну, кривошипу коленчатого вала. Очень большие нагрузки на поршень, шатун или другие детали могут вывести их из строя. Поэтому на практике стараются выполнить компромиссное решение — обеспечение высокой надежности работы двигателя при высоком давлении рабочего тела. Максимальная сила P прикладывается к поршню в момент, когда давление рабочего тела достигает максимума (точка z ; рис. 15.17). Поэтому на практике величину p_z ограничивают сверху.

Величину λ , численно равную отношению

$$\lambda = \frac{p_z}{p_c}, \quad (15.102)$$

называют *степенью повышения давления* рабочего тела при сгорании топлива. Для бензиновых двигателей степень повышения давления рабочего тела находится в пределах $\lambda = 3.0 \dots 4.0$.

Из выражения (15.102) получаем:

$$p_z = \lambda p_c. \quad (15.103)$$

Температуру рабочего тела в точке z (рис. 15.17) определяют на основе сложных зависимостей, учитывающих термодинамику окисления топлива. Подробно такие зависимости рассматриваются в специальной литературе.

В современных бензиновых двигателях максимальное значение температуры рабочего тела в точке z заключено в пределах $T_z = 2400 \dots 2900$ К.

В процессе расширения $c-z-b$ поршень перемещается под действием силы P , определяемой выражением (15.101). В процессе расширения $c-z-b$ рабочее тело совершает работу над поршнем. Через шатун сила $P_{ш}$ передается на кривошип коленчатого вала, создавая вращающий момент $M_{кр}$, равный произведению силы $P_{ш}$ на кратчайшее расстояние h до оси вращения кривошипа.

Так как сила P переменна (она зависит от давления p рабочего тела), то и сила $P_{ш}$, действующая на шатун, также переменна. В этом случае переменной величиной будет и крутящий момент двигателя $M_{кр}$.

При подходе поршня к НМТ (точка b_1 ; рис. 15.17) начинает открываться выпускной клапан. Это делается преднамеренно с целью обеспечения максимально возможного удаления отработавшего тела из цилиндра двигателя. В точке b_1 давление рабочего тела больше атмосферного. При открытии выпускного клапана отработавшее тело с большой скоростью устремляется на выход, так как давление окружающей среды значительно меньше. Теоретически линия расширения должна заканчиваться в точке b' , но

практически она заканчивается в точке b . Это обусловлено ранним открытием выпускного клапана. В точке b завершается как процесс расширения рабочего тела, так и такт расширения, совершаемый поршнем.

Такт расширения является единственным, в ходе которого поршень перемещается под действием силы давления рабочего тела. В этом случае говорят, что рабочее тело совершает *положительную* работу расширения $W_{\text{расп}}$. Площадь фигуры $d-c-z-b-e$ (рис. 15.17) под линией расширения $c-z-b$ эквивалентна работе расширения $W_{\text{расп}}$.

Значения параметров состояния рабочего тела в конце процесса расширения определяют по формулам:

$$p_b = \frac{p_z}{\varepsilon^{n_2}}; \quad (15.104)$$

$$T_b = \frac{T_z}{\varepsilon^{n_2 - 1}}; \quad (15.105)$$

где p_b , T_b — соответственно давление и температура рабочего тела в конце процесса расширения (точка b); p_z , T_z — соответственно давление и температура рабочего тела в точке z ; n_2 — среднее значение показателя политропы расширения.

Ориентировочные значения параметров состояния рабочего тела в конце процесса расширения для бензиновых двигателей приведены ниже:

Параметр	Значение
Средний показатель политропы расширения n_2	1.24...1.32
Давление рабочего тела p_b , МПа	0.4...0.5
Температура рабочего тела T_b , К	1300...1700

В точке b поршень начинает движение от НМТ к ВМТ, совершая такт выпуска, хотя процесс выпуска уже начался в точке b_1 . Это четвертый такт, совершаемый поршнем. При движении поршня к ВМТ происходит выталкивание отработавшего тела через выпускной канал в окружающую среду. Давление отработавших газов в процессе выпуска остается выше атмосферного. Поэтому линия выпуска $b-r$ располагается выше линии $p_o = idem$.

При подходе поршня к ВМТ (точка a_1) начинает открываться впускной клапан, хотя процесс выпуска отработавшего тела еще не завершился. Такое раннее открытие впускного клапана обеспечивает лучшее наполнение цилиндра горючей смесью в дальнейшем. В точке r (ВМТ) такт выпуска завершается, хотя выпускной клапан еще не закрыт. Выпускной клапан закрывается в точке b_2 . Это означает, что от точки a_1 до точки b_2 идут два процесса одновременно — процесс выпуска и процесс впуска (линия a_1-r-b_2). На участке индикаторной диаграммы a_1-r-b_2 впускной и выпускной клапаны находятся в открытом состоянии. Такое одновременное состояние клапанов называется *перекрытием*.

Раннее открытие (точка b_1) и позднее закрытие (точка b_2) выпускного клапана обеспечивает высокую степень удаления отработавшего тела из цилиндра двигателя. На участке $r-b_2$ отработавшие газы покидают цилиндр

по инерции. Раннее открытие (точка a_1) и позднее закрытие (точка a_2) обеспечивает высокую степень наполнения цилиндра двигателя горючей смесью (рабочим телом). На участке $a-a_2$ рабочее тело поступает в цилиндр также по инерции.

Заметим, что в процессе выпуска не все отработавшее тело удаляется за пределы цилиндра двигателя. Следовательно, часть газов, в которых отсутствует кислород, необходимый для горения топлива, остается в цилиндре двигателя. Эти отработавшие газы не способны поддерживать горение топлива, а поэтому они нежелательны.

Чем больше отработавших газов остается в цилиндре двигателя, тем меньше горючей смеси поступает в него. Это явление снижает эффективность работы двигателя. Поэтому при проектировании двигателя уделяют внимание вопросам очистки цилиндров двигателя от отработавших газов и наполнению их новым зарядом.

Степень очистки цилиндра двигателя от отработавших газов оценивают относительной величиной $\eta_{\text{ост}}$, называемой *коэффициентом остаточных газов*:

$$\eta_{\text{ост}} = \frac{M_r}{M_{a2}}, \quad (15.106)$$

где M_r — масса остаточных газов, остающихся в цилиндре двигателя после выпуска; M_{a2} — масса рабочего тела, поступившего в цилиндр к моменту закрытия впускного клапана (точка a_2 ; рис. 15.17).

Для бензиновых двигателей величина коэффициента остаточных газов находится в пределах $\eta_{\text{ост}} = 0.04 \dots 0.08$.

Таким образом, рабочий цикл двигателя включает пять процессов:

- процесс впуска $r-a-a_2$;
- процесс сжатия $a-c'$;
- процесс сгорания $m-c'-z-k$;
- процесс расширения $c'-z-b$;
- процесс выпуска $b_1-b-r-b_2$.

При осуществлении рабочим телом цикла поршень совершает четыре движения между крайними точками:

- такт впуска $r-a$;
- такт сжатия $c-c'$;
- такт расширения $c'-z-b$;
- такт выпуска $b-r$.

Так как в ходе циклического процесса рабочее тело совершает большую работу $W_{\text{расш}}$ над поршнем, чем поршень над рабочим телом в процессе сжатия $W_{\text{сж}}$, то результирующая (полезная) работа цикла представляет собой величину, равную:

$$W_{\text{п}} = W_{\text{расш}} - W_{\text{сж}}. \quad (15.107)$$

Результирующая работа $W_{\text{п}}$ с геометрической точки зрения эквивалентна площади фигуры $a-c-z-b-a$ (рис. 15.17)

Полезную работу цикла $W_{\text{п}}$ называют индикаторной работой ($W_{\text{п}} = W_i$).

Рассмотрим протекание рабочего цикла в дизельном двигателе, конструктивная схема которого показана на рис. 15.18. Основным его отличием от бензинового двигателя является наличие специального топливного насоса высокого давления, с помощью которого дизельное топливо впрыскивается в цилиндр двигателя. Таким образом, если в бензиновом двигателе горючая смесь готовится вне цилиндра двигателя, то в дизельном двигателе, наоборот, горючая смесь готовится в цилиндре двигателя при впрыске топлива. Такое введение раздельной подачи топлива и воздуха позволяет в дизельных двигателях увеличить степень сжатия рабочего тела почти в два раза. В этом случае повышается его КПД. Поэтому дизельные двигатели имеют больший по сравнению с бензиновыми двигателями КПД.

Пусть кривошип коленчатого вала находится в положении 1 (рис. 15.18 и рис. 15.19). В этом случае поршень будет находиться в ВМТ, что соответствует на индикаторной диаграмме точке r . При вращении кривошипа поршень будет двигаться от ВМТ к НМТ, увеличивая объем цилиндра. При открытом впускном клапане из-за разрежения в цилиндр будет поступать из окружающей среды воздух (не горючая смесь, как в бензиновом двигателе). Давление воздуха p в цилиндре двигателя во время впуска несколько меньше атмосферного p_0 . Давление воздуха в конце такта впуска (точка a) будет примерно равно $p_a = (0.8 \dots 0.9)p_0$. Понижение давления воздуха во время впуска обусловлено сопротивлением, оказываемым воздушному потоку впускными каналами. В процессе впуска поршень совершает первый такт, называемый *такты впуска*. В момент прихода поршня в НМТ

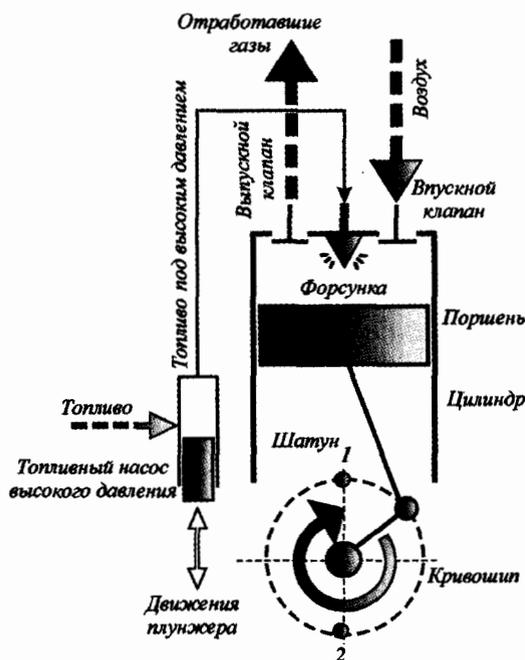


Рис. 15.18. Конструктивная схема дизельного двигателя

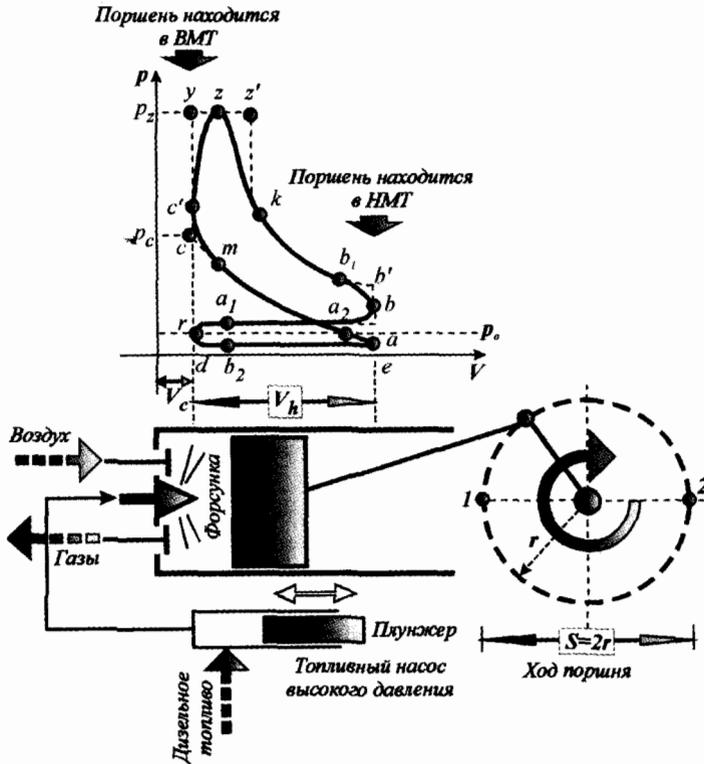


Рис. 15.19. Индикаторная диаграмма четырехтактного дизельного двигателя

(точка a) впускной клапан не закрывается, хотя поршень начинает такт сжатия (второй такт движения). При движении поршня от НМТ к ВМТ происходит сжатие воздуха (рабочего тела). На участке $a-a_2$ в цилиндр двигателя по инерции поступает еще некоторое количество воздуха. Как известно, это явление называют *дозарядкой*. Влияние дозарядки на наполнение цилиндра воздухом оценивают с помощью коэффициента дозарядки $\eta_{\text{доз}}$, который определяется по формуле (15.97). Для дизельных двигателей он примерно равен $\eta_{\text{доз}} = 1.02 \dots 1.15$.

В точке a_2 , когда давление воздуха в цилиндре двигателя становится равным атмосферному давлению (поэтому точка a_2 расположена на линии $p_o = idem$), впускной клапан закрывается. Дальнейшая задержка клапана в открытом состоянии приводит к отрицательному эффекту — выбросу воздуха во впускной канал.

Оценочным параметром степени совершенства процесса впуска является коэффициент наполнения $\eta_{\text{нап}}$, определяемый по формуле (15.98). Для дизельных двигателей коэффициент наполнения ориентировочно равен $\eta_{\text{нап}} = 0.8 \dots 0.9$.

В точке a_2 начинается фактический процесс сжатия рабочего тела (воздуха). При сжатии воздух нагревается. Так как в цилиндре нет топлива, то при любом сжатии воздух не воспламенится. Поэтому рабочее тело

(воздух) в цилиндре дизельного двигателя можно сжать сильнее. Степень сжатия ε , определяемая по формуле (15.86), для дизельных двигателей находится в пределах 16...20 (иногда и более). Для дизельных двигателей степень сжатия ограничена как сверху, так и снизу. Ограничение степени сжатия сверху обусловлено допустимыми нагрузками на детали двигателя. Чем больше степень сжатия, тем больше максимальное давление рабочего тела p_z при сгорании топлива. Поэтому механические нагрузки на детали кривошипно-шатунного механизма с увеличением степени сжатия возрастают. Нагрузка на поршень, определяемая по формуле (15.101), в дизельных двигателях больше, чем в карбюраторных двигателях. Чтобы выдерживать большие нагрузки, детали кривошипно-шатунного механизма дизельного двигателя имеют большие размеры и соответственно массу.

Расчетные значения параметров рабочего тела в конце процесса сжатия (точка c) определяют по формулам (15.99) и (15.100). Среднее значение показателя политропы сжатия n_1 для дизельных двигателей находится в пределах $n_1 = 1.32 \dots 1.38$.

При подходе поршня к ВМТ (точка m) начинается впрыск дизельного топлива с помощью топливного насоса высокого давления (рис. 15.18). В цилиндре двигателя находится сильно сжатый воздух, имеющий высокую температуру. Впрыск топлива осуществляется при давлении 19...21 МПа. Такие высокие давления впрыска обусловлены тем, что в цилиндре двигателя рабочее тело находится под высоким давлением, которое необходимо преодолеть, иначе топливо не поступит в цилиндр. Форсунка обеспечивает мелкий распыл топлива. Чем мельче распыл топлива, тем быстрее оно испаряется и распределяется по всему объему камеры сжатия. Для испарения топлива требуется некоторое время, а поэтому его горение начинается чуть позже точки m начала впрыска (рис. 15.19). Из-за сильного нагрева воздуха дизельное топливо самовоспламеняется. Поэтому дизельные двигатели еще называют двигателями с *самовоспламенением* топлива.

При атмосферном давлении ($p_o = 0.1$ МПа) дизельное топливо самовоспламеняется при температуре 270...336°С. С повышением давления температура самовоспламенения дизельного топлива снижается. Ниже приведена зависимость между давлением и температурой самовоспламенения дизельного топлива:

Давление среды, МПа	0.3	0.9	1.5	3.0
Температура самовоспламенения дизельного топлива, °С	400	262	210	200

Сгорание топлива в конце процесса сжатия приводит к тому, что давление рабочего тела резко повышается. В этом случае процесс сжатия идет не по теоретической линии $m-c$, а по линии $m-c'$. В точке c' процесс сжатия заканчивается. Поршень завершает второй такт движения.

Площадь фигуры $a-c-d-e-a$ (рис. 15.19) эквивалентна механической энергии $W_{сж}$, затраченной на сжатие рабочего тела. Иногда эту работу называют отрицательной, указывая тем самым, что механическая энергия

передается от окружающей среды к рабочему телу. Иногда величину $W_{\text{сж}}$ называют работой сжатия.

В результате сгорания топлива резко увеличивается давление рабочего тела. Под действием силы давления рабочего тела поршень начинает двигаться к НМТ, совершая третий такт движения — такт расширения. В начале такта расширения (линия $c-z$) давление рабочего тела резко возрастает, что обусловлено интенсивным горением топлива. В последующем давление рабочего тела резко уменьшается, что вызвано замедлением процесса сгорания топлива (мало кислорода) и увеличением объема цилиндра.

Степень повышения давления рабочего тела при сгорании топлива, определяемая выражением (15.102), для дизельных двигателей ориентировочно равна $\lambda = 1.6 \dots 2.5$. Ориентировочные значения максимального давления рабочего тела при сгорании топлива для дизельных двигателей равны $p_z = 5.0 \dots 12.0$ МПа.

Максимальную температуру рабочего тела T_z также как и в бензиновых двигателях, определяют на основе сложных зависимостей, учитывающих термодинамику процесса сгорания топлива. Эти зависимости рассматриваются в специальной литературе. Максимальное значение температуры рабочего тела T_z в цикле дизельного двигателя примерно равно $T_z = 1800 \dots 2300$ К.

Величину ρ , численно равную отношению (см. рис. 15.19)

$$\rho = \frac{V_{z'}}{V_y} = \frac{V_{z'}}{V_c}, \quad (15.108)$$

называют *степенью предварительного расширения*. Для дизельных двигателей ее значение примерно равно $\rho = 1.1 \dots 1.6$.

По мере приближения поршня к НМТ давление рабочего тела значительно уменьшается, так как в точке k горение топлива практически прекращается.

Так как в дизельных двигателях горючая смесь готовится в цилиндре (двигатель с внутренним смесеобразованием), то на ее приготовление отводится очень мало времени (не более $0.003 \dots 0.004$ секунды). За это время топливо не успевает испариться и равномерно распределиться по объему камеры сжатия (сгорания). Поэтому в камере сгорания возникают зоны, где много топлива и мало воздуха. В этих зонах может иметь место неполное сгорание топлива. Для обеспечения полного сгорания топлива в дизельных двигателях увеличивают подачу воздуха, т. е. в цилиндре двигателя находится значительно больше воздуха, чем теоретически требуется для полного сгорания топлива. Коэффициент избытка воздуха, определяемый выражением (15.89), в дизельном двигателе больше 1. Для дизельных двигателей коэффициент избытка воздуха находится в пределах $\alpha = 1.25 \dots 2.0$ в зависимости от конструкции камеры сгорания и других технических факторов.

Как и в бензиновом двигателе, в дизельном двигателе при сгорании топлива рабочее тело претерпевает химические изменения. Такое изменение химического состава рабочего тела оказывает незначительное влияние на протекание рабочего цикла двигателя. Как и в бензиновых двигателях, изменение химического состава рабочего тела в процессе сгорания топлива

оценивается с помощью коэффициента молекулярного изменения β , величина которого находится в пределах $\beta = 1.03 \dots 1.04$.

В точке b_1 (рис. 15.19) начинает открываться выпускной клапан, в результате чего давление рабочего тела резко уменьшается. Газы из цилиндра двигателя выходят в окружающую среду. Точка b на индикаторной диаграмме соответствует положению поршня в НМТ.

Площадь фигуры $c-z-b-e-d-c$ эквивалентна работе расширения $W_{расш}$, совершаемой рабочим телом в процессе расширения. Если из работы расширения $W_{расш}$ вычесть работу сжатия $W_{сж}$, то получим *полезную работу* цикла $W_{п}$:

$$W_{п} = W_{расш} - W_{сж}. \tag{15.109}$$

Полезная работа цикла $W_{п}$ эквивалентна площади фигуры $a-c-z-b-a$. Как известно, полезную работу цикла называют индикаторной работой ($W_{п} = W_i$).

Параметры состояния рабочего тела в точке b (рис. 15.19) определяют по формулам:

$$\left. \begin{aligned} p_b &= \frac{p_z}{\delta^{n_2}} \\ T_b &= \frac{T_z}{\delta^{n_2}} \end{aligned} \right\}, \tag{15.110}$$

где $\delta = V_b/V_b = \varepsilon/\rho$ — степень последующего расширения рабочего тела; ε — степень сжатия двигателя; $\rho = V_z/V_c$ — степень предварительного расширения рабочего тела при сгорании топлива; n_2 — среднее значение показателя политропы расширения.

Для автотракторных дизельных двигателей значения этих величин приведены ниже:

Показатель	Значение
Давление рабочего тела p_b , МПа	0.2...0.5
Температура рабочего тела T_b , К	1000...1400
Средний показатель политропы расширения n_2	1.18...1.28

Таким образом, процесс выпуска начинается в точке b_1 , а такт выпуска — в точке b . На такте выпуска поршень движется от НМТ к ВМТ, выталкивая отработавшее тело. Так как органы газообмена оказывают сопротивление газовому потоку, то давление газов в цилиндре двигателя в процессе выпуска несколько больше атмосферного. Поэтому линия выпуска $b-r$ (рис. 15.19) проходит выше условной линии атмосферного давления $p_o = idem$.

В точке a_1 при подходе поршня к ВМТ начинает открываться впускной клапан (выпускной клапан остается еще открытым). В точке r такт выпуска завершается, а процесс выпуска еще продолжается. После прохождения ВМТ поршень вновь совершает такт впуска. При этом по инерции отработавшие газы продолжают выходить из цилиндра двигателя. В точке b_2

впускной клапан закрывается, а поэтому процесс выпуска в этой точке завершается. На участке a_1-r-b_2 имеет место перекрытие клапанов, в результате которого происходят процессы впуска-выпуска одновременно. После точки b_2 идет только процесс впуска.

Степень очистки цилиндра двигателя от отработавших газов в результате осуществления процессов газообмена оценивается коэффициентом остаточных газов, определяемым по формуле (15.106). Для дизельных двигателей его значение находится в пределах $\eta_{\text{ост}} = 0.03 \dots 0.06$.

Таким образом, для цикла дизельного двигателя характерны те же процессы, что и для бензинового двигателя (рис. 15.19):

- процесс впуска $a_1-r-b_2-a-a_2$;
- процесс сжатия a_2-c' ;
- процесс расширения $c'-z-b$;
- процесс сгорания $m-c'-z-k$;
- процесс выпуска $b_1-b-r-b_2$.

При этом поршень совершает четыре такта:

- такт впуска $r-a$;
- такт сжатия $a-c'$;
- такт расширения $c'-z-b$;
- такт выпуска $b-r$.

В двухтактных двигателях рабочий цикл состоит из тех же процессов, что и рабочий цикл четырехтактных двигателей. Однако при осуществлении рабочего цикла в двухтактном двигателе поршень совершает всего два хода (такта). Основные зависимости, полученные для четырехтактных двигателей, справедливы и для двухтактных двигателей.

Оценочные показатели протекания рабочего цикла двигателя

Одним из основных показателей, характеризующим протекание рабочего цикла двигателя, является *индикаторная* (полезная) работа цикла W_i . Индикаторная работа цикла W_i представляет собой количество механической энергии, которое можно затратить для привода некоторого внешнего устройства, связанного с двигателем, в течение времени совершения одного цикла. Если циклы непрерывно повторять, то получают большое количество индикаторной работы. В этом случае в течение всего времени работы двигателя можно приводить связанное с ним устройство в движение.

Индикаторная работа W_i является первым оценочным параметром протекания цикла ДВС.

Работа, совершаемая над любым телом, представляет собой количество механической энергии, переданной этому телу в результате механического взаимодействия. В передаче энергии участвуют, как минимум, два тела, одно из которых получает механическую энергию, а второе — отдает ее.

Работа, совершаемая над телом, как известно из физики, определяется по формуле:

$$W = PS \cos \alpha, \quad (15.111)$$

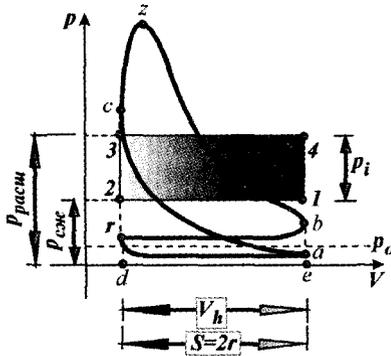


Рис. 15.20. К определению среднего индикаторного давления рабочего тела в цикле

где P — сила, приложенная к телу; S — перемещение тела; α — угол между направлениями векторов действия силы и перемещения.

Для определения индикаторной работы W_i одного цикла необходимо вычислить работу сжатия $W_{сж}$ и работу расширения $W_{расш}$. Далее, воспользовавшись выражением (15.109), можно определить величину индикаторной работы W_i .

При сжатии поршень прикладывает к рабочему телу силу, равную

$$P_{сж} = p_{сж} F_{п}, \quad (15.112)$$

где $p_{сж}$ — давление рабочего тела в процессе сжатия; $F_{п}$ — площадь поршня.

В процессе сжатия (линия $a-c$; рис. 15.20) давление рабочего тела непрерывно изменяется (увеличивается). Поэтому сила P , приложенная к поршню, также в процессе сжатия непрерывно изменяется.

Для упрощения расчетов полагают, что сжатие рабочего тела происходит при некотором *условном постоянном* давлении $p_{сж} = idem$ (линия $1-2$; рис. 15.20). Тогда в соответствии с выражением (15.111) работа сжатия равна:

$$W_{сж} = p_{сж} F_{п} S \cos \alpha = p_{сж} F_{п} S, \quad [\alpha = 0]. \quad (15.113)$$

Произведение площади поршня $F_{п}$ на перемещение S представляет собой рабочий объем цилиндра двигателя V_h :

$$V_h = F_{п} S = \frac{\pi D^2}{4} S. \quad (15.114)$$

Объединяя выражения (15.113) и (15.114), получим:

$$W_{сж} = p_{сж} V_h. \quad (15.115)$$

Произведение (15.115) имеет геометрическую интерпретацию — оно численно равно площади фигуры $1-2-d-e$ (рис. 15.20). С другой стороны работа сжатия $W_{сж}$ эквивалентна площади фигуры $e-a-c-d-e$. Условное давление сжатия $p_{сж}$ определяется таким образом, чтобы были равны площадь условной фигуры $1-2-d-e$ и площадь $e-a-c-d-e$ под линией сжатия $a-c$.

В процессе расширения давление рабочего тела также переменное. Поэтому пользоваться выражением (15.111) для определения работы расширения $W_{расш}$ нельзя. Поэтому для упрощения расчетов полагают, что про-

цесс расширения также происходит при некотором *постоянном условном* давлении $p_{\text{расш}}$ рабочего тела (линия 3-4; рис. 15.20). Тогда аналогично выражению (15.113) можно записать:

$$W_{\text{расш}} = p_{\text{расш}} F_{\text{п}} S \cos \alpha = p_{\text{расш}} F_{\text{п}} S, \quad [\alpha = 0]. \quad (15.116)$$

В процессе расширения поршень перемещается под действием силы давления рабочего тела.

Площадь фигуры $e-4-3-d$ эквивалентна работе расширения $W_{\text{расш}}$, полученной в процессе расширения рабочего тела при некотором постоянном давлении $p_{\text{расш}}$. Реально работа расширения $W_{\text{расш}}$ эквивалентна площади фигуры $d-c-z-b-e$ (рис. 15.20). Поэтому величину условного среднего давления расширения $p_{\text{расш}}$ определяют таким образом, чтобы площадь фигуры $e-4-3-d$ была равна площади фигуры $d-c-z-b-e$.

На основании выражения (15.109) можно записать:

$$\begin{aligned} W_i &= W_{\text{п}} = W_{\text{расш}} - W_{\text{сж}} = \\ &= p_{\text{расш}} V_h - p_{\text{сж}} V_h = (p_{\text{расш}} - p_{\text{сж}}) V_h. \end{aligned} \quad (15.117)$$

Исходя из геометрических построений можно утверждать, что величина индикаторной работы W_i эквивалентна площади фигуры $1-2-3-4$ (рис. 15.20). Реально индикаторная работа W_i эквивалентна площади фигуры $a-c-z-b$.

Принятые выше допущения позволяют получить простую зависимость для определения индикаторной работы:

$$W_i = p_i V_h, \quad (15.118)$$

где $p_i = p_{\text{расш}} - p_{\text{сж}}$ — условное среднее индикаторное давление рабочего тела.

Условное среднее индикаторное давление p_i геометрически представляет собой высоту прямоугольника $1-2-3-4$ (рис. 15.20).

Среднее индикаторное давление p_i является вторым оценочным параметром протекания рабочего цикла двигателя:

$$p_i = \frac{W_i}{V_h} = \frac{W_i}{V_a - V_c} = \frac{W_i}{\varepsilon \cdot V_c - V_c} = \frac{W_i}{V_c(\varepsilon - 1)}. \quad (15.119)$$

Чем больше среднее индикаторное давление p_i , тем больше индикаторная работа W_i .

Пусть коленчатый вал двигателя вращается с частотой n [мин⁻¹]. За 1 оборот коленчатого вала поршень совершает 2 хода. Следовательно, за 1 мин поршень совершит следующее количество ходов:

$$A = 2n \left[\frac{\text{ХОДОВ}}{\text{МИН}} \right].$$

В четырехтактном двигателе рабочий цикл происходит за 4 такта (хода) поршня, а в двухтактном — за два хода поршня. Таким образом, за 1 мин в двигателе совершается следующее количество рабочих циклов:

$$B = \frac{A}{\tau} = \frac{2n}{\tau} \left[\frac{\text{ЦИКЛОВ}}{\text{МИН}} \right],$$

где τ — тактность двигателя, т. е. количество ходов, осуществляемых поршнем в течение одного цикла, ($\tau = 2$ или 4).

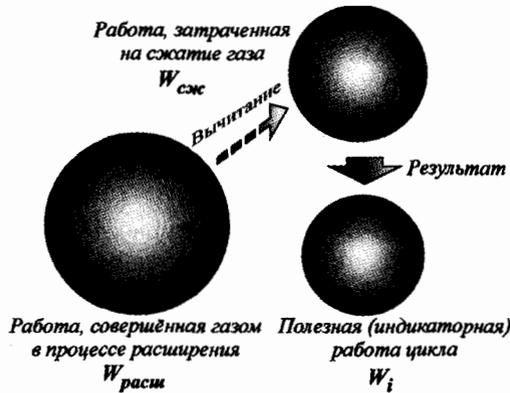


Рис. 15.21. Условная схема определения индикаторной работы цикла

Тогда число рабочих циклов за 1 секунду равно:

$$B = \frac{2n}{60\tau} \left[\frac{\text{ЦИКЛОВ}}{\text{с}} \right].$$

Тогда за время t (с) в двигателе будет совершено следующее число циклов:

$$B_t = \frac{2n}{60\tau} t.$$

Из последнего выражения определим продолжительность протекания одного цикла ($B_t = 1$):

$$1 = \frac{2n}{60 \cdot \tau} t; \quad 60 \cdot \tau = 2nt; \quad t = \frac{60\tau}{2n} = \frac{30\tau}{n}. \quad (15.120)$$

В течение одного цикла совершается индикаторная работа W_i . Разделив индикаторную работу W_i на продолжительность протекания одного цикла t , получим выражение для определения индикаторной мощности одноцилиндрового двигателя:

$$N_i = \frac{W_i}{t} = \frac{p_i V_h n}{30\tau}. \quad (15.121)$$

Индикаторная мощность, определяемая по формуле (15.120), является третьим оценочным параметром протекания рабочего цикла двигателя.

Индикаторная работа W_i представляет собой ту часть работы расширения $W_{\text{расш}}$, которую можно использовать для привода любой машины (рис. 15.21).

Проанализируем выражение (15.121). Мощность характеризует производительность двигателя. Чем больше мощность двигателя, тем большую работу он выполняет в единицу времени, т. е. выше его производительность. Из выражения (15.121) следует, что для увеличения мощности двигателя необходимо:

- увеличить среднее индикаторное давление p_i ;
- увеличить рабочий объем цилиндра V_h ;
- увеличить частоту вращения коленчатого вала n .

Для увеличения среднего индикаторного давления p_i необходимо уменьшить величину $p_{сж}$ или увеличить величину $p_{расш}$. Уменьшить величину $p_{сж}$ практически невозможно, так как рабочее тело поступает в цилиндр двигателя с окружающей среды с определенными значениями параметров состояния (давления и температуры). Поэтому для увеличения p_i необходимо увеличивать величину $p_{расш}$, которая зависит от количества сгораемого в цилиндре двигателя топлива. Чем больше топлива сгорает, тем больше выделяется энергии в тепловой форме. Чем больше энергии в тепловой форме сообщается рабочему телу, тем большее его давление $p_{расш}$ в процессе расширения. В двигателе это можно сделать путем увеличения рабочего объема цилиндра V_h . В этом случае в цилиндр бензинового двигателя будет поступать больше горючей смеси. В дизельном двигателе при увеличении рабочего объема цилиндра увеличивают цикловую подачу топлива $g_{ц}$.

Цикловая подача топлива $g_{ц}$ представляет собой массу топлива, впрыскиваемого в цилиндр в одном рабочем цикле. Так, в четырехтактном двигателе рабочий цикл протекает за 4 хода поршня, а впрыск топлива осуществляется только один раз.

Чем больше рабочий объем цилиндра V_h дизельного двигателя, тем больше воздуха в нем помещается. В этом случае в цилиндре может сгореть больше топлива. Для увеличения рабочего объема V_h можно изменить диаметр D цилиндра двигателя или ход поршня S . При увеличении диаметра цилиндра D увеличивается масса поршня и связанных с ним деталей КШМ, что вызывает значительные инерционные нагрузки. При увеличении хода поршня S увеличивается высота двигателя, что может привести к нежелательным объемно-массовым показателям. При этом с увеличением хода поршня S увеличивается его средняя скорость движения c_m :

$$c_m = \frac{Sn}{30}.$$

Чем больше скорость поршня, тем больше механические потери в двигателе. Тем самым к двигателю предъявляются два взаимно противоположных требования — большой рабочий объем цилиндра при малом ходе поршня.

Поэтому отмеченные выше мероприятия не являются эффективными с точки зрения увеличения среднего индикаторного давления p_i рабочего тела. При этом следует заметить, что двигатель большой мощности, выполненный по одноцилиндровой схеме, требует применения специальных уравновешивающих систем.

Современные ДВС строят по многоцилиндровой схеме, обладающей рядом существенных преимуществ перед одноцилиндровой схемой.

Для многоцилиндрового двигателя выражение (15.121) имеет вид:

$$N_i = \frac{p_i V_h i \cdot n}{30\tau}, \quad (15.122)$$

где i — число цилиндров двигателя.

При увеличении частоты вращения коленчатого вала n увеличивается количество топлива, сгораемого в цилиндре двигателя в единицу време-

ни. В бензиновом двигателе с увеличением n цилиндры двигателя чаще наполняются горючей смесью. Если частота вращения коленчатого вала бензинового двигателя равна $n = 4000 \text{ мин}^{-1}$, то его цилиндры за 1 минуту наполняются горючей смесью 2000 раз. При $n = 8000 \text{ мин}^{-1}$ цилиндры двигателя в течение 1 минуты уже наполняются горючей смесью 4000 раз. Это означает, что в течение 1 минуты происходит большее число рабочих циклов. Аналогично, в дизельном двигателе с увеличением n увеличивается число впрысков топлива за 1 минуту.

Величина V_n , численно равная

$$V_n = iV_h, \quad (15.123)$$

называется *рабочим объемом двигателя*.

Подставляя выражение (15.123) в выражение (15.122), получим:

$$N_i = \frac{p_i V_n n}{30\tau}. \quad (15.124)$$

Масса топлива (в килограммах), израсходованного двигателем за 1 час работы, называется *часовым расходом топлива* (обозначается G_T). Часовой расход топлива измеряется в килограммах на 1 час работы.

Величину g_i , численно равную

$$g_i = \frac{G_T \cdot 1000}{N_i}, \quad (15.125)$$

называют *удельным индикаторным расходом топлива*.

Исходя из зависимости (15.125), величину g_i можно интерпретировать как часть часового расхода топлива, приходящуюся на единицу мощности двигателя (1 кВт или 1 Вт).

Определим секундный расход топлива:

$$G_{тс} = \frac{G_T}{3600}.$$

Тогда аналогично выражению (15.125) можно записать:

$$g'_i = \frac{G_T \cdot 1000}{3600 N_i} = \frac{G_T}{3.6 N_i}. \quad (15.125')$$

Знаменатель выражения (15.125') представляет собой индикаторную работу L_i , которую может выполнить двигатель за 1 час работы (3600 секунд). Числитель выражения (15.125') представляет собой количество топлива, затраченное двигателем в течение 1 часа работы (3600 секунд) на выполнение этой индикаторной работы L_i . Тогда на основании соотношения (15.125'), можно заключить, что величина g'_i представляет собой массу топлива, расходуемой двигателем на выполнение единицы индикаторной работы L_i . Чем меньше топлива g'_i расходует двигатель на выполнение единицы индикаторной работы, тем экономичнее он работает.

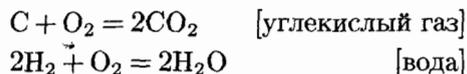
Для современных двигателей величина g_i равна:

- для бензиновых двигателей — 235... 290 г/(кВт · ч);
- для дизельных двигателей — 175... 240 г/(кВт · ч).

При сгорании топлива выделяется энергия в тепловой форме, которая одновременно передается рабочему телу для его нагрева. Чем больше

топлива сгорает, тем больше тепловой энергии выделяется. Количество тепловой энергии H_o , выделяющейся при сгорании единицы массы топлива, называют *теплотворной способностью* топлива.

В результате сгорания углеводородного топлива (бензина или дизельного топлива) в цилиндре двигателя происходят следующие химические реакции:



Из реакций окисления видно, что при сгорании топлива образуется вода. Эта вода в процессе сгорания топлива испаряется (переводится в газообразное состояние). Для перевода воды в пар затрачивается некоторое количество тепловой энергии ΔH , получаемой при сгорании топлива. Величину ΔH называют скрытой теплотой парообразования. Вода в газообразном состоянии покидает пределы цилиндра двигателя, не конденсировавшись. В этом случае она уносит с собой некоторое количество энергии ΔH , затраченное на перевод ее в газообразное состояние. Поэтому при работе двигателя используется не вся тепловая энергия, выделяющаяся при сгорании топлива. Следовательно, в цикле работы двигателя используется меньшее количество энергии в тепловой форме.

На практике теплотворную способность H_o топлива определяют не для произвольной массы, а для единицы массы (грамм, килограмм). Величину H_u , численно равную

$$H_u = H_o - \Delta H, \quad (15.126)$$

называют *низшей теплотворной способностью* топлива. Тогда величину H_o называют *высшей теплотворной способностью* топлива.

Ниже приводится значение низшей теплотворной способности топлива, применяемого в ДВС:

Вид топлива	Низшая теплотворная способность H_u , $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$
Бензин	44 000
Дизельное топливо	42 500

Следовательно при сгорании 1 грамма бензина выделяется 44 кДж тепловой энергии (без учета ее затрат на испарение воды), а при сгорании 1 грамма дизельного топлива — 42.5 кДж тепловой энергии.

Если в течение одного цикла в цилиндре двигателя подается $q_{ц}$ грамм топлива, так называемая *цикловая подача*, то при его сгорании выделится следующее количество энергии в тепловой форме:

$$Q_o = q_{ц} H_u. \quad (15.127)$$

Например, если в цилиндр двигателя поступает за 1 цикл работы двигателя 0.5 грамм бензина, то при его полном сгорании выделится



Рис. 15.22. Условный тепловой баланс двигателя внутреннего сгорания

следующее количество энергии в тепловой форме:

$$Q_o = q_u H_u = 0.5 \text{ [г]} \cdot 44 \left[\frac{\text{кДж}}{\text{г}} \right] = 22 \text{ кДж} = 22000 \text{ Дж.}$$

За 1 час работы двигателя сгорает G_T килограмм топлива, а поэтому за это время будет получено следующее количество энергии в тепловой форме:

$$Q_o = 1000 \cdot G_T H_u. \quad (15.128)$$

В тепловом двигателе желательно всю тепловую энергию, полученную при сгорании топлива, преобразовать в *полезную* (индикаторную работу L_i). Но в циклически работающих машинах (к ним относятся и ДВС) нельзя полностью преобразовать энергию из тепловой формы в механическую форму. При этом часть тепловой энергии, полученной при сгорании топлива, будет потеряна из-за нагрева стенок цилиндра, которая в дальнейшем передается в систему охлаждения двигателя.

Часть тепловой энергии покидает цилиндр двигателя вместе с отработавшими газами. В соответствии с вторым законом термодинамики, часть тепловой энергии при работе машины по замкнутому циклу, должна отводиться в окружающую среду (в низкотемпературный источник). Роль высокотемпературного источника тепловой энергии в ДВС исполняет топливо, сгораемое в цилиндре. А роль низкотемпературного источника (охладителя) в ДВС исполняет окружающая среда, в которую вместе с отработавшими газами «сбрасывается» часть тепловой энергии, полученной рабочим телом от высокотемпературного источника. Поэтому процессы впуска и выпуска рабочего тела в ДВС эквивалентны в некотором смысле отводу части тепловой энергии от рабочего тела в окружающую среду. Процессы смены рабочего тела в реальных конструкциях тепловых машин позволяют замкнуть цикл их работы.

На рис. 15.22 показана условная схема теплового баланса двигателя. Часть тепловой энергии, выделившейся при сгорании топлива, непосредственно передается стенкам расширительной машины двигателя (цилиндру, головке, клапанам, поршню и др. деталям). Чтобы эти детали не

вышли из строя, их охлаждают. Поэтому часть тепловой энергии отводится в систему охлаждения двигателя. Эти потери энергии являются непроизводительными, так как энергия не используется для удовлетворения потребностей машины. Решение проблемы заключается в создании материалов, которые не поглощают тепловой энергии. В этом случае стенки расширительной машины могут быть изготовлены из абсолютного теплоизолятора. Необходимость в системе охлаждения в таком случае отпадает. Однако, к настоящему времени подобные материалы, выдерживающие высокие тепловые и механические нагрузки, пока не созданы. Уносимая с отработавшими газами тепловая энергия не представляет собой потери, так как «сброс» тепловой энергии в циклически работающей машине предусмотрен вторым законом термодинамики. Однако уносимая с отработавшими газами тепловая энергия может быть утилизирована с помощью специальных устройств. Ее можно использовать для привода турбины компрессора (используется в турбокомпрессорах) или для нагрева некоторых тел. Однако уменьшение «сброса» тепловой энергии является актуальной задачей.

Часть тепловой энергии уходит на нагрев масла, а также рассеивается в окружающую среду путем излучения. Как правило, такие непроизводительные потери энергии относят к прочим. Они трудно поддаются конкретному учету (их можно учесть в общем случае).

Основная часть тепловой энергии преобразуется в механическую энергию в результате расширения рабочего тела (положительная работа). Однако часть полученной механической энергии сразу же будет затрачена на сжатие рабочего тела, т. е., возвращена обратно в цикл. Поэтому только часть тепловой энергии преобразуется в индикаторную (полезную) работу W_i .

Отношение полезной (индикаторной) работы W_i к общему количеству тепловой энергии Q_o , выделяющейся при сгорании топлива, называют *индикаторным КПД цикла*:

$$\eta_i = \frac{W_i}{Q_o}. \quad (15.129)$$

За один час работы рабочее тело в цилиндре двигателя совершает следующее количество циклов:

$$B_t = \frac{3600n}{30\tau}. \quad (15.130)$$

Тогда индикаторная работа, совершаемая рабочим телом в цилиндре двигателя за 1 час, равна:

$$W_i = \frac{3600n}{30\tau} p_i V_h.$$

Если двигатель многоцилиндровый, то последнее выражение будет иметь вид:

$$W_i = \frac{3600n}{30\tau} p_i V_h i. \quad (15.131)$$

Из выражения (15.125) определим часовой расход топлива двигателем:

$$G_{\tau} = \frac{N_i g_i}{1000}. \quad (15.132)$$

Подставим выражение (15.132) в выражение (15.128):

$$Q_o = \frac{N_i g_i}{1000} H_u \cdot 1000 = N_i g_i H_u. \quad (15.133)$$

Подставим выражение (15.122) в выражение (15.133):

$$Q_o = \frac{p_i V_h i n g_i H_u}{30\tau}. \quad (15.134)$$

Подставляя выражения (15.131) и (15.134) в отношение (15.129), получим:

$$\eta_i = \frac{3600}{H_u g_i}. \quad (15.135)$$

Индикаторный КПД η_i является четвертым оценочным параметром протекания рабочего цикла двигателя.

Для современных бензиновых двигателей значение индикаторного КПД равно примерно $\eta_i = 0.28 \dots 0.38$, а для дизельных двигателей $\eta_i = 0.42 \dots 0.52$.

Индикаторные показатели протекания рабочего цикла двигателя условно можно разделить на две группы:

- энергетические показатели (W_i , N_i , p_i);
- экономические показатели (g_i , η_i).

Индикаторные показатели характеризуют *потенциальные* возможности рабочего цикла двигателя при определенных условиях его протекания. Они еще не описывают потенциальные возможности двигателя в целом.

Реально при работе двигателя часть механической энергии (индикаторной работы) будет затрачена на привод некоторых агрегатов самого двигателя, без которых он не может работать. При этом часть механической энергии в результате трения деталей (поршня о стенку цилиндра, коленчатого вала в подшипниках) преобразуется в тепловую форму. Силы трения, возникающие в узлах двигателя, приводят к диссипации механической энергии.

Из-за затрат механической энергии на привод агрегатов двигателя и ее диссипации в местах трения деталей на выходе из двигателя получается меньшее количество механической энергии:

$$W_e = W_i - W_m, \quad (15.136)$$

где W_e — суммарная эффективная работа, которую может совершить двигатель; W_i — суммарная индикаторная работа, которую совершает рабочее тело в цилиндрах двигателя; W_m — суммарные затраты и потери механической энергии на привод агрегатов и узлов двигателя и преодоление сил трения, обуславливающих ее диссипацию.

По формуле (15.119) определим условное среднее эффективное давление рабочего тела:

$$p_e = \frac{W_e}{V_h} = \frac{W_i - W_m}{V_h}. \quad (15.137)$$

Так как $W_e < W_i$, то $p_e < p_i$. В бензиновых двигателях условное среднее эффективное давление равно $p_e \approx 0.6 \dots 0.95$ МПа, а в дизельных двигателях — $p_e \approx 0.55 \dots 0.85$ МПа.

Эффективная мощность двигателя определяется по формуле (15.122):

$$N_e = \frac{p_e V_h i n}{30\tau} = \frac{p_e V_d n}{30\tau}. \quad (15.138)$$

Эффективная мощность двигателя представляет собой количество механической энергии, снимаемой с коленчатого вала в единицу времени.

Величину, численно равную

$$g_e = \frac{1000 \cdot G_\tau}{N_e}, \quad (15.139)$$

называют *удельным эффективным расходом топлива*.

Эффективный КПД двигателя определяется по формуле:

$$\eta_e = \frac{3600}{H_u g_e}. \quad (15.140)$$

Эффективные показатели позволяют оценить эффективность работы двигателя в целом, в то время как индикаторные показатели позволяют оценить эффективность протекания рабочего цикла.

На практике может иметь место случай, когда индикаторные показатели протекания рабочего цикла высокие, а энергетические показатели — низкие. Это говорит о том, что внутри двигателя имеют место существенные потери механической энергии. В этом случае должны быть предприняты конструктивные мероприятия, снижающие потери механической энергии внутри двигателя.

Индикаторные показатели протекания рабочего цикла двигателя с определенной степенью точности могут быть определены в процессе теплового расчета. Для определения эффективных показателей двигателя требуется знать потери механической энергии внутри него¹. На этапе проектирования двигателя эти потери неизвестны, хотя на основе статистических данных они могут быть предварительно оценены.

Механические потери в двигателе оцениваются механическим КПД η_m , определяемым по формуле

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_i}. \quad (15.141)$$

Для бензиновых двигателей значение механического КПД находится в пределах $0.70 \dots 0.85$, а дизельных — $0.7 \dots 0.82$.

¹ К потерям механической энергии относят и ее диссипацию (преобразование энергии из механической формы в тепловую форму при трении).

Форсирование поршневых двигателей

Для движения автомобиля с требуемой скоростью его двигатель должен обладать определенной мощностью, определяемой по формуле $N_e = PV$, где P — сила тяги; V — скорость движения автомобиля. При равномерном движении сила тяги автомобиля равна силе сопротивления его движению. Так как дорожные условия непрерывно изменяются, то и сила тяги автомобиля также должна непрерывно изменяться. Поэтому при выборе двигателя для наземного транспортного средства учитывают условия его эксплуатации.

Чем тяжелее условия эксплуатации автомобиля, тем большую силу тяги на ведущих колесах должен создавать двигатель. Для обеспечения движения автомобиля в таких дорожных условиях двигатель должен обладать большой мощностью.

Для большегрузных автомобилей требуются двигатели большой мощности. Как следует из выражения (15.138), эффективную мощность двигателя N_e можно увеличить путем увеличения числа цилиндров i . Однако, увеличение числа цилиндров в двигателе приводит к увеличению его размеров. Это в свою очередь приводит к увеличению размеров автомобиля. При увеличении размеров автомобиля увеличивается сила аэродинамического сопротивления F_a его движению. Увеличение силы F_a приводит к росту расхода топлива автомобилем при движении, что является отрицательным следствием увеличения габаритных размеров двигателя.

Рациональным является путь, обеспечивающий увеличение эффективной мощности двигателя N_e без изменения его габаритных размеров. Такое конструктивное мероприятие называют *форсированием* двигателя. При форсировании размеры расширительной машины двигателя не изменяются. В этом случае рабочий объем двигателя не изменяется ($V_n = iV_h = idem$).

Форсировать можно только созданный образец двигателя. Процесс форсирования двигателя подразумевает, что по конструктивным соображениям мощность существующего двигателя может быть повышена без ухудшения надежности его работы и возникновения других проблем.

Разделим левую и правую части выражения (15.138) на рабочий объем двигателя V_n (иногда его называют *литражом* двигателя):

$$N_n = \frac{N_e}{iV_h} = \frac{Pe^{iV_n h}}{iV_h 30\tau} = \frac{Pe^n}{30\tau}. \quad (15.142)$$

Величину N_n называют *литровой мощностью* двигателя. Такое название обусловлено тем, что рабочий объем двигателя V_n традиционно измеряют не в дециметрах кубических, а литрах.

Из выражения (15.142) следует, литровая мощность двигателя представляет собой количество механической энергии, получаемой из 1 л рабочего объема двигателя в течение 1 с. С другой стороны, литровую мощность можно интерпретировать как мощность, приходящуюся на 1 л рабочего объема двигателя.

Чем больше литровая мощность двигателя N_n по сравнению с первым образцом, тем больше он форсирован.

Из выражения (15.142) следует, что литровую мощность двигателя n_2 можно увеличить следующим образом:

- увеличить среднее эффективное давление p_e рабочего тела в цикле;
- увеличить частоту вращения n коленчатого вала;
- перейти с четырехтактного цикла ($\tau = 4$) на двухтактный цикл ($\tau = 2$).

Исходя из того, что форсировать можно только реально существующий образец двигателя, последнее направление нельзя относить к мероприятию по форсированию двигателя. Для перехода с четырехтактного цикла на двухтактный необходимо полностью изменять конструкцию двигателя, т. е. проектировать новый образец. Этот новый образец двигателя уже не будет продолжением предшествующего ряда двигателей.

При увеличении частоты вращения n коленчатого вала двигателя увеличивается число рабочих циклов, совершаемых рабочим телом за 1 минуту. Напомним, что в четырехтактном двигателе рабочее тело совершает один рабочий цикл за 4 хода поршня или 2 оборота коленчатого вала. В двухтактном двигателе рабочий цикл осуществляется за 2 хода (такта) поршня или 1 оборот коленчатого вала. За один рабочий цикл рабочим телом совершается эффективная работа, равная W_e (см. выражение (15.136)).

Пусть частота вращения коленчатого вала двигателя равна $n = 2000 \text{ мин}^{-1}$. Тогда за 1 мин рабочим телом в двигателе совершается следующее количество рабочих циклов:

- в четырехтактном двигателе — $2000/2 = 1000$ циклов;
- в двухтактном двигателе — $2000/1 = 2000$ циклов.

Тогда эффективная мощность двигателя равна:

$$\left. \begin{aligned} N_{e4} &= \frac{1000 \cdot W_e [\text{кДж}]}{60 [c]}, \\ N_{e2} &= \frac{2000 \cdot W_e [\text{кДж}]}{60 [c]} \end{aligned} \right\}.$$

Если увеличить частоту вращения коленчатого вала двигателя в два раза, то в нем за одну минуту будет совершаться следующее количество рабочих циклов:

- в четырехтактном двигателе — $2 \cdot 2000/2 = 2000$ циклов;
- в двухтактном двигателе — $2 \cdot 2000/1 = 4000$ циклов.

В этом случае эффективная мощность двигателя будет равна:

$$\left. \begin{aligned} N_{e4} &= \frac{2 \cdot 1000 \cdot W_e [\text{кДж}]}{60 [c]}, \\ N_{e2} &= \frac{2 \cdot 2000 \cdot W_e [\text{кДж}]}{60 [c]} \end{aligned} \right\}.$$

Рассмотренный пример показывает, что увеличение частоты вращения коленчатого вала двигателя при равных всех прочих условиях теоретически должен привести к двукратному увеличению литровой мощности двигателя N_l . Однако на практике такое двукратное увеличение N_l не происходит. Причиной расхождения теории с практикой является тот

факт, что с увеличением частоты вращения коленчатого вала n увеличивается скорость движения поршня. А это приводит к значительному увеличению сил трения, возникающих между поршнем и стенкой цилиндра. Как известно, сила трения относится к классу диссипативных сил, которые рассеивают энергию тел в окружающее пространство. При трении происходит преобразование энергии из механической формы в тепловую форму. Следовательно, при увеличении частоты вращения коленчатого вала растут потери механической энергии в двигателе.

Вместе с тем при увеличении скорости движения поршня увеличиваются скорости газового потока на выходе из двигателя при выпуске. Сопротивление выпускного канала двигателя увеличивается, что также приводит к возрастанию затрат механической энергии на удаление отработавших газов.

Скорость газового потока на впуске в двигатель также возрастает с увеличением частоты вращения коленчатого вала. В этом случае сопротивление впускного канала также возрастает. Это приводит к уменьшению наполнения цилиндров двигателя горючей смесью (бензиновые двигатели) или воздухом (дизельные двигатели). В бензиновых двигателях в этом случае сгорает меньше бензина, поступающего в цилиндры вместе с воздухом. В дизельных двигателях поступает меньше воздуха, а поэтому процесс сгорания топлива, впрыснутого при подходе поршня к ВМТ в такте сжатия, ухудшается.

Следует заметить, что при увеличении частоты вращения коленчатого вала бензинового двигателя не приводит к существенному ухудшению качества приготовления горючей смеси, так как она готовится в таких двигателях в течение всего процесса впуска. Наоборот, увеличение частоты вращения коленчатого вала дизельного двигателя приводит к существенному ухудшению процесса сгорания топлива из-за недостатка воздуха, а также плохого качества приготовления смеси, обусловленного значительным сокращением времени его протекания. Этим объясняется тот факт, что частота вращения коленчатого вала дизельного двигателя значительно меньше частоты вращения коленчатого вала бензинового двигателя.

При увеличении частоты вращения коленчатого вала двигателя увеличиваются инерционные нагрузки, действующие на движущиеся детали. Чем больше масса детали и чем больше ее ускорение, тем большая сила инерции действует на нее. Масса движущихся частей дизельного двигателя больше массы аналогичных деталей бензинового двигателя. Это обусловлено тем, что максимальная сила давления рабочего тела в дизельном двигателе больше аналогичной силы в бензиновом двигателе, так как степень сжатия дизельного двигателя почти в два раза больше степени сжатия бензинового двигателя. Увеличение инерционных нагрузок снижает ресурс работы двигателя.

Эти отрицательные факты привели к тому, что форсирование по частоте вращения коленчатого вала применяется в основном только в бензиновых двигателях.

Следует ясно представлять, в чем состоит физический смысл форсирования двигателя по частоте вращения коленчатого вала. Чем больше частота вращения коленчатого вала, тем чаще осуществляется рабочий

цикл и тем больше топлива сгорает в цилиндрах двигателя в единицу времени. Чем больше топлива сгорает в цилиндрах двигателя в единицу времени, тем больше энергии в тепловой форме выделяется при этом. Количество механической энергии, получаемой от двигателя в единицу времени (мощность), возрастает. Но прямая пропорциональная зависимость при этом не наблюдается.

Среднее эффективное давление p_e можно увеличить только путем повышения давления рабочего в процессе расширения или уменьшения давления рабочего тела в процессе сжатия. Понизить давление рабочего тела в процессе сжатия не представляется возможным, так как оно поступает в цилиндр двигателя из окружающей среды с определенными значениями параметров состояния. Поэтому на практике стремятся увеличить давление рабочего тела в процессе расширения. Для повышения давления рабочего тела в процессе расширения следует подать в цилиндр двигателя больше топлива.

В бензиновых двигателях топливо (бензин) поступает в цилиндр двигателя вместе с воздухом, т. е. в составе горючей смеси. В этих типах двигателей для повышения давления рабочего тела в процессе расширения следует увеличить подачу горючей смеси в цилиндр двигателя. Так как размеры цилиндра двигателя не изменяются, то для увеличения массы подаваемой в цилиндр горючей смеси необходимо увеличить ее плотность. Чем больше плотность горючей смеси, тем большая ее масса поместится в том же объеме цилиндра. Чем больше масса горючей смеси, тем больше масса топлива (бензина) в ней. Так как масса топлива в составе горючей смеси относительно малая величиной, то плотность смеси приближенно оценивают по плотности воздуха:

$$\rho = \frac{p}{R_o T_o}, \quad (15.143)$$

где ρ — плотность горючей смеси (воздуха); Δp — давление горючей смеси; R_o — удельная газовая постоянная воздуха; $\Delta p = 100 \text{ мин}^{-1}$ — температура горючей смеси.

Из выражения (15.143) следует, что для увеличения плотности поступающего в цилиндр воздуха необходимо увеличить его давление.

Для повышения плотности горючей смеси (воздуха) в процессе впуска применяются специальные нагнетатели (компрессоры). Компрессор приводится в движение непосредственно от коленчатого вала двигателя (рис. 15.23, а) или от свободной турбины, приводимой в движение отработавшими в двигателе газами (рис. 15.23, б).

В этом случае говорят, что двигатель имеет наддув. При наддуве давление горючей смеси повышается, а поэтому повышается ее плотность. Масса бензина, поступающего в цилиндр двигателя, увеличивается. Давление рабочего тела в процессе сгорания бензина также увеличивается, так как в том же объеме цилиндра уже сгорает больше топлива. Давление рабочего тела в процессе расширения увеличивается по сравнению с двигателем без наддува. В этом случае среднее эффективное давление рабочего тела в цикле также увеличивается. Так как среднее эффективное давление рабочего тела увеличивается, то в соответствии с выражением (15.138) увеличивается эффективная мощность двигателя N_e .

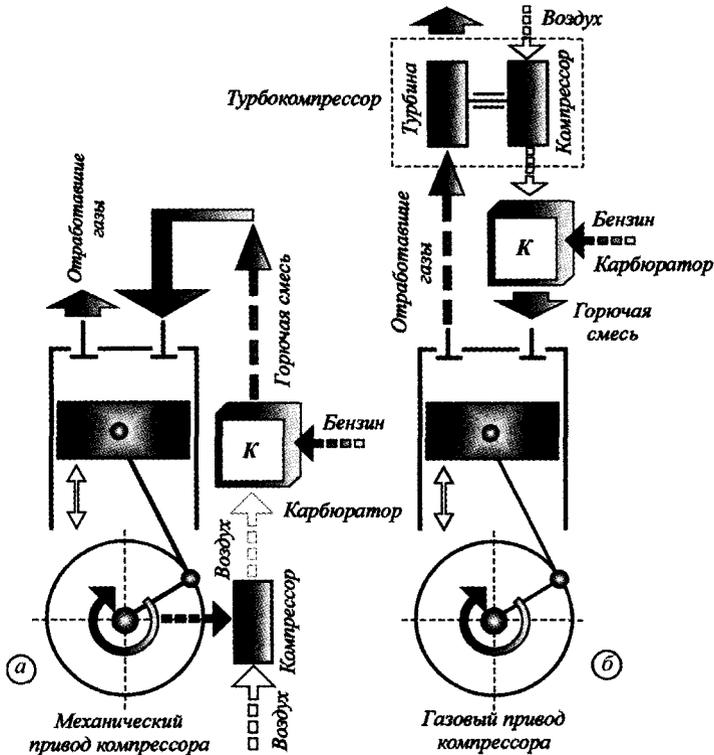


Рис. 15.23. Принципиальные схемы систем наддува поршневых ДВС

Однако наддув в бензиновых двигателях практически не применяется¹. Это обусловлено тем, что при наддуве, когда впускной и выпускной клапаны находятся в открытом состоянии (участок a_1-r-b_2 ; рис. 15.17), часть поступившей в цилиндр горючей смеси покидает его через выпускной канал. Таким образом, при продувке камеры сгорания бензинового двигателя имеет место потеря бензина. Этот факт сдерживает применение наддува в бензиновых двигателях. Поэтому основным способом форсирования бензиновых двигателей является увеличение частоты вращения коленчатого вала.

Более эффективно наддув реализуется в дизельных двигателях. При наддуве дизельного двигателя в его цилиндр поступает не горючая смесь, а только воздух. В этом случае при перекрытии клапанов (участок a_1-r-b_2 ; рис. 15.19) из цилиндра выбрасывается воздух, но не топливо. Напомним, что в дизельном двигателе топливо впрыскивается в цилиндр только при приближении поршня к ВМТ, когда перекрытие клапанов отсутствует.

Чем больше давление воздуха, поступающего в цилиндр, тем больше его плотность. В этом случае при большей плотности в том же объеме цилиндра помещается большая масса воздуха. Чем больше воздуха находится в

¹ В настоящее время наддув бензиновых двигателей получил очень ограниченное применение.

цилиндре двигателя, тем больше топлива в нем может сгореть. А поэтому при наддуве дизельных двигателей увеличивают цикловую подачу топлива, т. е. массу топлива, однократно впрыскиваемого в цилиндр. Чем больше топлива сгорает в том же объеме цилиндра, тем больше давление рабочего тела в процессе расширения. В итоге это приводит к увеличению среднего эффективного давления рабочего тела в цикле двигателя. Следовательно, мощность двигателя также увеличивается.

При наддуве двигателя с помощью приводного нагнетателя (рис. 15.23, а) от двигателя отбирается часть механической энергии. В этом случае затраты механической энергии на привод вспомогательных агрегатов двигателя увеличиваются. Следовательно, не вся механическая энергия от двигателя направляется на привод ведущих колес машины.

При наддуве двигателя с помощью турбокомпрессора (рис. 15.23, б) механическая энергия на привод компрессора не отбирается от него. Следовательно, применение турбонаддува не приводит к увеличению затрат механической энергии на привод компрессора. Так как при турбонаддуве эффективная мощность двигателя увеличивается без увеличения затрат механической энергии на привод вспомогательных агрегатов, то механический КПД двигателя увеличивается. Эти обстоятельства привели к тому, что турбонаддув получил самое широкое распространение в дизельных двигателях.

Характеристики поршневых двигателей внутреннего сгорания

Поршневые ДВС используются в различных технических системах. Свойства этих систем зависят от характеристик используемых в них двигателей. Следовательно, при проектировании технических систем (автомобилей, тракторов, мотоциклов, машин специального назначения) необходимо учитывать свойства ДВС.

Для создания высокоэффективного автомобиля необходимо использовать двигатель, обладающий высокими энергетическими и экономическими показателями. Эффективность работы в составе силовой установки автомобиля можно предварительно оценить на основании его потребительских свойств, описываемых некоторым набором характеристик. Эти характеристики отражают поведение двигателя в составе силовой установки машины.

Эксплуатация автомобиля происходит при переменных нагрузках и скоростях движения в различных дорожных условиях. При изменении дорожных условий изменяется сила сопротивления движению автомобиля. В этом случае изменяется нагрузка на двигатель, т. е. момент сопротивления вращению коленчатого вала. Изменение момента сопротивления вращению коленчатого вала приводит к изменению частоты его вращения, отражающей скоростной режим работы двигателя. Поэтому для наземных транспортных средств наибольший интерес представляют характеристики двигателя, позволяющие оценить его работу при различных нагрузках и на различных скоростных режимах работы.

Из всего многообразия характеристик для двигателей наземных транспортных средств наиболее важными являются:

- скоростная характеристика;
- нагрузочная характеристика.

Основными параметрами, позволяющими оценить степень совершенства поршневого ДВС, являются:

- эффективная мощность N_e ;
- крутящий момент M_e ;
- часовой расход топлива G_T ;
- удельный эффективный расход топлива g_e .

Скоростная характеристика двигателя

Скоростная характеристика представляет собой зависимость основных параметров двигателя (N_e , M_e , G_T , g_e) от частоты вращения коленчатого вала n при неизменной цикловой подаче топлива ($g_{ц} = idem$). Однако, в связи с конструктивным несовершенством топливных насосов дизельных двигателей при изменении частоты вращения коленчатого вала двигателя цикловая подача топлива, к сожалению, незначительно изменяется. Примерно такая же ситуация наблюдается и в бензиновых двигателях. При изменении скоростного режима работы бензинового двигателя изменяется наполнение его цилиндров горючей смесью даже при постоянном положении дроссельной заслонки карбюратора. Поэтому на практике требование постоянства цикловой подачи топлива при снятии скоростной характеристики двигателя не выполняется, в связи с чем скоростную характеристику двигателя снимают при постоянном положении органа управления подачи топлива (рычага или педали).

Скоростная характеристика двигателя может быть представлена как в табличной, так и в графической форме. Более наглядной, но менее точной, является графическая форма представления скоростной характеристики двигателя.

Скоростная характеристика снимается на специальном стенде, включающем двигатель и тормоз (нагрузочное устройство). Принципиальное назначение тормозного устройства состоит в создании нагрузки на коленчатом валу двигателя. С помощью тормоза к коленчатому валу прикладывается тормозной момент M_T , который фактически имитирует момент сопротивления $M_{сопр}$ внешних сил, оказывающих сопротивление движению транспортного средства (автомобиля).

На носок коленчатого вала двигателя устанавливается рычаг специальной конструкции¹ (рис. 15.24). С помощью болтов можно регулировать величину силы трения, возникающей между рычагом и коленчатым валом двигателя. Чем сильнее рычаг прижимается к носку коленчатого вала, тем больше сила трения возникает между ними. Чем больше сила трения, возникающая между рычагом и носком коленчатого вала, тем больший тормозной момент M_T приложен к нему. Таким образом, по мере увеличения

¹ Реально тормозное устройство представляет собой технически сложную машину, устройство которой рассматривается в специальной литературе. В рассматриваемом примере тормозное устройство представлено в самом упрощенном виде только для пояснения метода, положенного в методику определения параметров двигателя с помощью тормозного стенда.

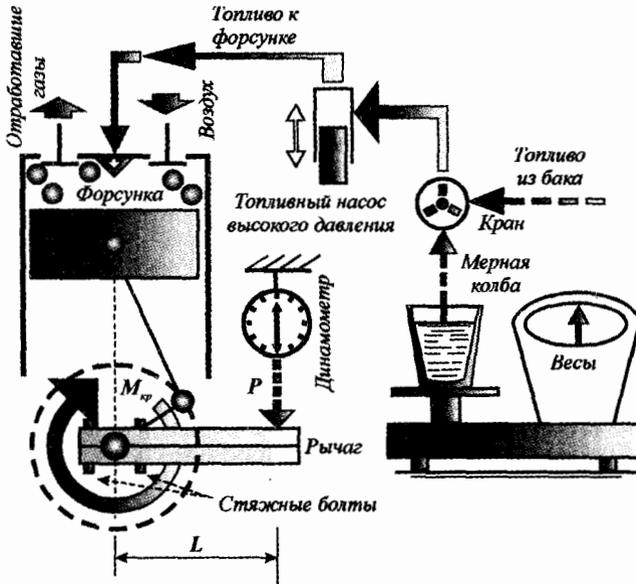


Рис. 15.24. Схема стенда для испытаний ДВС

затяжки болтов будет увеличиваться тормозной момент M_T , приложенный к коленчатому валу двигателя.

Рассмотрим в упрощенном виде методику определения параметров двигателя с помощью тормозного стенда (рис. 15.24). Пусть в начале болты рычага отпущены таким образом, что между ним и носком коленчатого вала не возникает трение (нагрузка к коленчатому валу не приложена).

В начале рассмотрим методику снятия *внешней скоростной характеристики* двигателя. Установив кран забора топлива из бака, запустим двигатель. С помощью весов можно отмерять некоторую *постоянную* порцию (навеску) топлива ΔG_T , которую двигатель расходует в течение некоторого промежутка времени Δt . Время Δt измеряется с помощью секундомера. Для измерения частоты вращения коленчатого вала двигателя используется тахометр. С помощью динамометра определяют усилие P , приложенное к рычагу. Так как длина L рычага известна, то можно определить момент, приложенный к рычагу со стороны динамометра, и предотвращающий вращение рычага при вращении коленчатого вала двигателя.

Для удобства проведения исследований предварительно составляют протокол, упрощенный вариант которого показан ниже:

Наименование параметра двигателя	Частота вращения коленчатого вала двигателя n , мин^{-1}				
	n_1	n_2	n_3	...	n_i
Усилие на рычаге тормоза P , Н	P_1	P_2	P_3	...	P_i
Навеска топлива ΔG_T , г	A	A	A	A	A
Время выработки навески топлива Δt , с	Δt_1	Δt_2	Δt_2	...	Δt_i

После пуска и прогрева двигателя переведем рычаг управления подачей топлива на максимальную подачу и *зафиксируем* его в этом положении. При снятии внешней скоростной характеристики положение этого рычага в дальнейшем *не изменяют*.

Проведем *первый* замер значений параметров двигателя для случая, когда болты рычага полностью отпущены. По тахометру определим частоту вращения коленчатого вала n_1 , которая в данном случае будет равна максимально возможному значению ($n_1 = \max$). Максимальная частота вращения коленчатого вала обусловлена тем, что к нему не приложен тормозной момент (болты отпущены). В этом случае усилие на рычаге гидротормоза равно нулю ($P_1 = 0$). После этого переведем кран на забор топлива двигателем из мерной колбы. По мере выработки топлива из колбы стрелка весов будет перемещаться в сторону меньших значений шкалы. Пусть в качестве навески топлива выбрано значение, равное $\Delta G_T = A = 600$ г. Когда стрелка весов подойдет к значению 800 г, включим секундомер, а когда она подойдет к значению 200, выключим секундомер. Показания секундомера указывают на время Δt_1 , в течение которого двигателем было израсходовано $A = 600$ г топлива. Измеренные значения величин заносят в первую колонку протокола.

Переключим кран стенда на забор топлива двигателем из бака. При этом осуществим повторное наполнение мерной колбы топливом. После этого медленно затянем болты рычага с некоторым небольшим усилием. Между рычагом и носком коленчатого вала возникает трение. Со стороны двигателя к рычагу будет приложен момент, который стремится его повернуть. Повороту рычага препятствует пружина динамометра. Таким образом, с помощью рычага посредством трения к коленчатому валу двигателя будет приложен тормозной момент M_T , а поэтому динамометр покажет некоторое усилие $P_2 \neq 0$. Так как положение рычага управления подачей топлива не изменяется, то из-за действия тормозного момента M_T частота вращения коленчатого вала уменьшится на некоторую величину Δn . С целью обеспечения равных интервалов измерения затягивать болты рычага будем таким образом, чтобы каждый раз частота вращения коленчатого вала двигателя уменьшалась на одну и ту же величину, например $\Delta n = 100 \text{ мин}^{-1}$. Следовательно, второй замер параметров двигателя осуществим при частоте вращения коленчатого вала, равной $n_2 = n_1 - \Delta n = n_1 - 100$. Установим кран на забор топлива двигателем из мерной колбы и проведем измерения так же, как описано выше. Все данные занесем во вторую колонку протокола испытаний.

Снова затянем болты рычага таким образом, чтобы частота вращения коленчатого вала двигателя из-за увеличения момента сил трения уменьшилась на величину, равную $\Delta n = 100 \text{ мин}^{-1}$. Наполним мерную колбу топливом и снова проведем измерения. Полученные данные занесем в следующую колонку протокола испытаний. Проведя, таким образом, целый ряд измерений при увеличивающемся тормозном моменте M_T на коленчатом валу двигателя, получим значения параметров, которые занесем в протокол испытаний. Эти данные, полученные непосредственным замером с помощью средств измерения, называют результатами *прямых измерений*.

Следует отметить, что по мере увеличения тормозного момента M_T на коленчатом валу двигателя частота его вращения не уменьшается до нуля. Это обусловлено свойствами двигателя. При некоторой минимальной частоте вращения коленчатого вала $n_i = n_{\min} \neq 0$ двигатель останавливается.

По результатам прямых измерений, полученных выше, определяют основные показатели двигателя — M_e , N_e , G_T , g_e .

Динамометр, прикладывая к рычагу усилие P , предотвращает его вращение двигателем. Со стороны динамометра к коленчатому валу двигателя приложен тормозной момент, равный:

$$M_T = M_{\text{сопр}} = P \cdot L, \quad (15.144)$$

где P — усилие, приложенное к рычагу со стороны динамометра; L — длина рычага.

Для удобства длину рычага выбирают равной $L = 0.955$ м. Такой выбор длины рычага станет понятным в дальнейшем. Учитывая выбранную длину рычага, зависимость (15.144) можно представить в виде:

$$M_T = M_{\text{сопр}} = 0.955 \cdot P \quad [\text{Н} \cdot \text{м}]. \quad (15.145)$$

При установившемся вращении коленчатого вала (его частота вращения не изменяется) тормозной момент M_T всегда равен крутящему моменту двигателя M_e . Отсюда следует, что

$$M_e = M_T = 0.955 \cdot P. \quad (15.146)$$

Подставляя в зависимость (15.146) усилие P , получим ряд значений крутящего момента двигателя M_e , соответствующих определенным установившимся значениям частоты вращения коленчатого вала. Полученные данные занесем в первую строку приведены ниже:

Наименование параметра	Частота вращения коленчатого вала двигателя n , мин^{-1}				
	n_1	n_2	n_3	...	n_i
Крутящий момент двигателя M_e , Н·м					
Эффективная мощность двигателя N_e , кВт					
Часовой расход топлива G_T , кг/ч					
Удельный эффективный расход топлива g_e , г/(кВт·ч)					

Эффективная мощность двигателя N_e определяется по формуле:

$$N_e = M_e \cdot \omega, \quad (15.147)$$

где ω — угловая скорость коленчатого вала двигателя.

Подставляя соотношение (1.32) в выражение (15.147), получим:

$$N_e = M_e \cdot \frac{\pi \cdot n}{30}, \quad (15.148)$$

где n — частота вращения коленчатого вала двигателя.

Учитывая зависимость (15.146), зависимость (15.148) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} N_e &= 0.955 \cdot P \cdot \frac{\pi \cdot n}{30} = 0.955 \cdot P \cdot \frac{n}{30/\pi} = 0.955 \cdot P \cdot \frac{n}{9.55} = \\ &= P \cdot \frac{n}{10} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{с}} \right] = P \cdot \frac{n}{10^4} \left[\frac{\text{кДж}}{\text{с}} \right] = P \cdot \frac{n}{10^4} [\text{кВт}]. \end{aligned} \quad (15.149)$$

Таким образом, из выражения (15.149) становится ясным, из каких соображений длина рычага была выбрана равной $L = 0.955 \text{ м}$.

Подставляя каждый раз в выражение (15.149) значения усилия P на рычаге тормозного устройства и частоту вращения коленчатого вала n , определим ряд значений эффективной мощности N_e двигателя. Полученные данные занесем во вторую строку таблицы.

Часовой расход топлива двигателем G_T определим на основании следующих рассуждений. Если двигатель за время Δt расходует A грамм топлива (см протокол испытаний), то за 1 секунду он расходует $A/\Delta t$ грамм топлива. Так как 1 час имеет 3600 секунд, то за 1 час работы двигатель израсходует следующую массу топлива:

$$\begin{aligned} G_T &= \frac{A}{\Delta t} \cdot 3600 \left[\frac{\text{г}}{\text{ч}} \right]; \\ G_T &= \frac{A}{\Delta t} \cdot \frac{3600}{1000} = 3.6 \frac{A}{\Delta t} \left[\frac{\text{кг}}{\text{ч}} \right]. \end{aligned} \quad (15.150)$$

Подставляя в соотношение (15.150) данные из протокола испытаний, определим ряд значений часового расхода топлива двигателем при определенных значениях частоты вращения коленчатого вала. Полученные данные занесем в таблицу (третья строка).

Удельный эффективный расход топлива определим по формуле:

$$g_e = \frac{G_T}{N_e} \left[\frac{\text{кг}}{\text{кВт} \cdot \text{ч}} \right] = \frac{G_T \cdot 1000}{N_e} \left[\frac{\text{г}}{\text{кВт} \cdot \text{ч}} \right]. \quad (15.151)$$

Подставляя в выражение (15.151) данные G_T и N_e , определенные по формулам (15.149) и (15.150), получим ряд значений g_e , соответствующих ряду значений частоты вращения коленчатого вала двигателя. Эти значения занесем в четвертую строку таблицы.

Величины, полученные по формулам (15.146), (15.149), (15.150) и (15.151), представляют собой результаты *косвенных измерений*, выполненные на основании результатов прямых измерений опираясь на функциональную связь параметров двигателя.

Данные, приведенные в таблице, выражают зависимость основных показателей двигателя

- крутящего момента M_e ;
- эффективной мощности N_e ;
- часового расхода топлива G_T ;
- удельного эффективного расхода топлива g_e

от частоты вращения коленчатого вала двигателя n при максимальном положении органа управления подачей топлива. Эти данные выражают собой табличное представление *скоростной характеристики* двигателя.

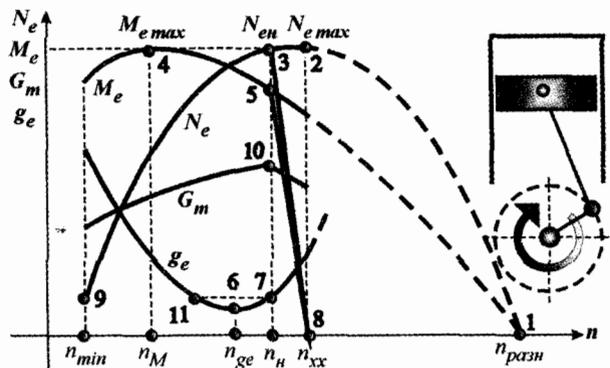


Рис. 15.25. Внешняя скоростная характеристика дизельного двигателя

Так как рычаг управления подачей топлива установлен в максимальное положение, то полученную скоростную характеристику называют *внешней*. Такое название обусловлено тем, что она соответствует предельному (максимальному) положению органа управления подачей топлива. Отсюда следует, что снять можно только одну внешнюю скоростную характеристику двигателя. Так как можно установить любое промежуточное положение органа управления подачей топлива, то можно снять большое количество скоростных характеристик двигателя, называемых *частичными*.

Как отмечалось ранее, более удобной формой является графическое представление скоростной характеристики двигателя, которая строится по приведенным в таблице данным.

На рис. 15.25 приведен примерный вид внешней скоростной характеристики дизельного двигателя. Точка 1 соответствует максимальным коленчатого вала двигателя, когда момент сопротивления на его валу равен нулю ($M_{\text{сопр}} = M_T = 0$). В этом случае и крутящий момент двигателя равен нулю ($M_{e1} = M_T = 0$), так как усилие на рычаге равно нулю ($P_1 = 0$). Так как крутящий момент двигателя равен нулю, то его эффективная мощность также равна нулю ($N_{e1} = 0$). Удельный эффективный расход топлива в этом случае равен бесконечности ($g_{e1} = \infty$), так как знаменатель в выражении (15.151) равен нулю.

Точка 1 соответствует работе двигателя без нагрузки (на холостом ходу). Режим работы двигателя, соответствующий точке 1, можно получить только на двигателе, на котором не установлен регулятор (ограничитель) оборотов. Максимальные обороты коленчатого вала $n_{\text{разн}}$, соответствующие работе двигателя в точке 1, называют *разносными*. Работа двигателя при такой частоте вращения коленчатого вала *недопустима*.

По мере увеличения нагрузки на двигатель его параметры изменяются следующим образом (начиная с точки 1):

- частота вращения коленчатого вала уменьшается;
- крутящий момент M_e сначала увеличивается от нуля (точка 1), достигая максимума в точке 4, а затем уменьшается;
- эффективная мощность N_e сначала увеличивается, достигая максимума в точке 2, а затем уменьшается до некоторого значения (точка 9), соот-

ветствующего минимально устойчивой частоте вращения коленчатого вала n_{min} при работе двигателя под нагрузкой;

- часовой расход топлива G_T постоянно уменьшается от максимального значения (точка 10) до минимального значения при n_{min} ;
- удельный эффективный расход топлива g_e сначала уменьшается от бесконечности до некоторого минимального значения (точка 6), а затем снова увеличивается, достигая определенного значения при n_{min} .

С энергетической и экономической точки зрения двигатель большую часть времени должен работать в зоне большой мощности и минимального удельного эффективного расхода топлива (точка 6). Максимальная мощность двигателя $N_{e_{max}}$ соответствует точке 2. Правее точки 2 в области оборотов коленчатого вала $n_{xx} \leftrightarrow n_{разн}$ работа двигателя недопустима из-за снижения мощности двигателя, значительного ухудшения его экономичности. При этом имеют место значительные инерционные нагрузки на детали двигателя из-за больших ускорений. Чем больше частота вращения коленчатого вала двигателя, тем быстрее движется поршень. При этом движение поршня является неравномерным. Из-за больших сил инерции ресурс работы двигателя заметно снижается.

Чтобы исключить работу двигателя в области, расположенной правее точки 2, устанавливают специальные устройства ограничители (регуляторы оборотов). С помощью таких регуляторов (ограничителей) настраивают работу двигателя на определенный максимальный режим. Регулятор воздействует на топливный насос дизельного двигателя.

Работа двигателя на режиме максимальной мощности (точка 2) также недопустима, так как при этом имеет место дымный выпуск отработавших газов. Дымный выпуск отработавших газов указывает на неполное сгорание топлива. Чтобы исключить работу двигателя в зоне дымления (точка 2), регулятор оборотов настраивают на ограничение цикловой подачи топлива таким образом, чтобы максимальная мощность двигателя была несколько меньше (точка 3). Точка 3 соответствует началу работы регулятора оборотов коленчатого вала двигателя (если двигатель работает по внешней скоростной характеристике).

Максимальную мощность двигателя, соответствующую работе двигателя по внешней скоростной характеристике без дымления, называют *номинальной* $N_e = N_{ен} = 0.9N_{e_{max}}$ (точка 3). Этой мощности соответствует определенная частота вращения коленчатого вала n_n , называемая *номинальной*. Работа двигателя правее точки 3 сопровождается уменьшением нагрузки на коленчатый вал двигателя, в результате чего увеличивается частота вращения коленчатого вала. Однако благодаря регулятору, который резко уменьшает подачу топлива, частота вращения коленчатого вала двигателя увеличивается незначительно. Точка 8 соответствует работе двигателя с регулятором на холостом ходе. В точке 8 имеют место минимальные цикловые подачи топлива в цилиндры двигателя. Поэтому в диапазоне оборотов $n_n \rightarrow n_{xx}$ линии 3-8 (N_e) и 5-8 (M_e) резко опускаются вниз. Линии 3-8 и 5-8 называют *регуляторными ветвями* внешней скоростной характеристики двигателя. Точка 8 соответствует работе двигателя без нагрузки, когда индикаторная мощность двигателя

N_e равна энергетическим затратам на привод агрегатов и узлов двигателя и преодоление сил трения внутри него. Такой режим работы двигателя наблюдается в том случае, если педаль подачи топлива установлена на максимум, а нагрузка на коленчатом валу отсутствует (передача для осуществления движения автомобиля не включена).

Так как после вступления в работу регулятора (точка 3) эффективная мощность двигателя уменьшается $N_e \rightarrow 0$, то удельный эффективный расход топлива g_e резко увеличивается (это следует непосредственно из выражения (15.151)), хотя при этом цикловая подача также уменьшается.

Если устанавливать промежуточные положения рычага управления подачей топлива, то регуляторные ветви 3–8 и 5–8 смещаются влево. Это смещение тем больше, чем меньшая подача топлива.

Практическая ценность внешней скоростной характеристики состоит в том, что с ее помощью можно оценить способность двигателя работать под нагрузкой и определить наиболее целесообразные режимы работы двигателя в составе силовой установки автомобиля и других транспортных средств.

Параметры двигателя $N_{ен}$, $M_{ен}$, $g_{ен}$, определенные при номинальной частоте вращения коленчатого вала n_n , называют *номинальными*. Их значения, как правило, заносят в паспорт двигателя. Номинальной мощности двигателя $N_{ен}$ соответствует точка 3, номинальному крутящему моменту $M_{ен}$ — точка 5, номинальному удельному эффективному расходу топлива $g_{ен}$ — точка 7.

На внешней скоростной характеристике двигателя (рис. 15.25) можно выделить ряд характерных точек:

- точка 4, соответствующая максимальному значению крутящего момента $M_{e\max}$. Этому режиму работы двигателя соответствует определенная частота вращения коленчатого вала n_m ;
- точка 6, соответствующая минимальному значению удельного эффективного расхода топлива $g_{e\min}$. Этому режиму работы двигателя также соответствует определенная частота вращения коленчатого вала, равная n_g .

Величину, численно равную отношению

$$K = \frac{M_{e\max}}{M_{ен}} = \frac{M_{e4}}{M_{e5}}, \quad (15.152)$$

называют *коэффициентом приспособляемости двигателя*.

Коэффициент приспособляемости характеризует тяговые свойства двигателя. Чем больше его величина, тем устойчивее работа двигателя под нагрузкой.

Значение коэффициента приспособляемости численно равно:

- для бензиновых двигателей — 1.25...1.35;
- для дизельных двигателей — 1.1...1.18.

Если при установившемся движении автомобиля двигатель работает на номинальном режиме, то с увеличением нагрузки частота вращения коленчатого вала уменьшается, а поэтому точка 5 на кривой крутящего момента смещается к точке 4, характеризующей режим максимального

крутящего момента. Момент, развиваемый двигателем, зависит от силы давления рабочего тела, которая, в свою очередь, зависит от количества сгораемого топлива. Отсюда можно полагать, что при работе двигателя на режиме максимального крутящего момента (точка 4) имеет место максимальная цикловая подача топлива $g_{ц\max}$. Исследования подтверждают данный вывод. Работа двигателя на режиме максимального крутящего момента (точка 4) является предельной. Дальнейшее увеличение нагрузки на двигатель приводит к неустойчивой его работе в зоне, расположенной левее точки 4. В эксплуатации при смещении режима работы двигателя близко к точке 4 с целью недопущения его останова переключают ступень коробки передач на низшую. В этом случае крутящий момент на ведущих колесах автомобиля увеличивается за счет увеличения передаточного отношения трансмиссии, а частота вращения коленчатого вала увеличивается, и режим работы двигателя смещается ближе к точке 5. Чем больше коэффициент приспособляемости, тем выше относительно точки 5 расположена точка 4. В этом случае при возрастании нагрузки на двигатель на одну и ту же величину его обороты снижаются меньше. Увеличение коэффициента приспособляемости двигателя позволяет уменьшить число ступеней в коробке передач автомобиля.

Длительная работа двигателя на режиме максимального крутящего момента недопустима из-за его перегрева. Наиболее целесообразной является работа двигателя в диапазоне оборотов коленчатого вала $n_n \rightarrow n_m$, ограниченного точкам 7 и 11. В этом диапазоне расположены точки максимальной мощности двигателя (точка 3) и минимального удельного эффективного расхода топлива (точка 6).

Таким образом, для наземного транспортного средства внешняя скоростная характеристика двигателя имеет одно важнейших значений. Она влияет на облик трансмиссии машины.

Нагрузочная характеристика двигателя

Нагрузочная характеристика представляет собой зависимость часового G_t и удельного эффективного g_e расходов топлива от нагрузки при постоянной частоте вращения коленчатого вала двигателя ($n = idem$). Проводя эксперименты при различной, но постоянной частоте вращения коленчатого вала, можно получить множество нагрузочных характеристик.

Рассмотрим методику снятия нагрузочной характеристики при некоторой одной постоянной частоте вращения коленчатого вала двигателя $n_1 = idem$. Снятие нагрузочной характеристики осуществляется на том же испытательном стенде (рис. 15.24).

С помощью рычага управления подачей топлива установим небольшую подачу топлива, и будем медленно затягивать болты рычага (рис. 15.24). При затяжке болтов тормозной момент на валу двигателя увеличивается, а поэтому частота вращения коленчатого вала будет уменьшаться. Чтобы не допустить уменьшения частоты вращения коленчатого вала при увеличении нагрузки с помощью рычага управления будем увеличивать подачу топлива, обеспечивая выполнение условия $n_1 = idem$. Затяжку болтов будем осуществлять ступенчато. При каждом изменении затяжки

болтов будем отмечать усилие динамометра и определять время Δt расхода навески топлива $\Delta G_T = idem$ по отмеченной ранее методике.

Легко установить, что с увеличением нагрузки (ее рост обусловлен затяжкой болтов рычага тормозного стенда) для предотвращения падения частоты вращения коленчатого вала рычаг управления подачей топлива все время стремится перемещать в сторону максимума подачи $g_{ц}$. Отсюда следует логический вывод о том, что с увеличением нагрузки на двигатель часовой расход топлива G_T увеличивается. Полученные значения следует занести в протокол испытаний, упрощенный вариант которого приводится ниже:

Наименование параметра	Значение параметра при $n_1 = idem$			
	1	2	...	i
Усилие на рычаге тормоза P , Н	P_1	P_2	...	P_i
Навеска топлива ΔG_T , г	A	A	A	A
Время выработки навески топлива Δt , с	Δt_1	Δt_2	...	Δt_i

Проведя серию таких измерений, получают некоторые данные прямых измерений, необходимые для проведения косвенных измерений.

Далее по формуле (15.145) определяют тормозной момент сопротивления $M_T = M_{сопр}$, приложенный рычагом к коленчатому валу двигателя. При установившейся скорости вращения коленчатого вала тормозной момент $M_T = M_{сопр}$ равен крутящему моменту двигателя M_e .

По формуле (15.149) определим эффективную мощность двигателя N_e при одной и той же частоте вращения коленчатого вала $n_1 = idem$. Аналогично по формулам (15.150) и (15.151) определим часовой G_T и удельный эффективный расход топлива g_e двигателем. Дополнительно на основании зависимости (15.138) определим среднее эффективное давление рабочего тела p_e за цикл:

$$p_e = \frac{30\tau N_e}{iV_h n} \quad (15.153)$$

Полученные расчетным путем данные заносят в таблицу, приведенную ниже:

Наименование параметра	Значение параметра при $n_1 = idem$			
	1	2	...	I
Крутящий момент двигателя M_e , Н·м	M_{e1}	M_{e2}	...	M_{ei}
Эффективная мощность двигателя N_e , кВт	N_{e1}	N_{e2}	...	N_{ei}
Часовой расход топлива G_T , кг/ч	G_{T1}	G_{T2}	...	G_{Ti}
Удельный эффективный расход топлива g_e , г/(кВт·ч)	g_{e1}	g_{e2}	...	g_{ei}
Среднее эффективное давление p_e , МПа	p_{e1}	p_{e2}	...	p_{ei}

При построении нагрузочной характеристики по оси абсцисс (рис. 15.26) откладывают нагрузку, т. е. тормозной момент $M_T = M_{сопр}$. Так как крутящий момент двигателя M_e при установившемся вращении коленчатого вала равен тормозному моменту $M_T = M_{сопр}$, то на оси абсцисс можно отложить

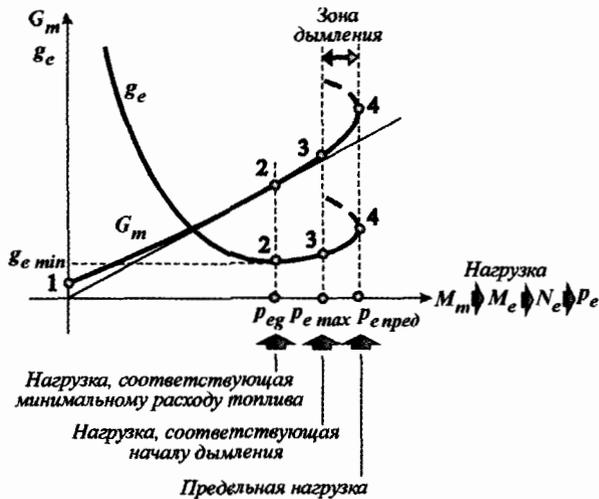


Рис. 15.26. Нагрузочная характеристика дизельного двигателя

крутящий момент двигателя M_e . Но из выражения (15.148) следует, что крутящий момент M_e и эффективная мощность двигателя N_e связаны прямой пропорциональной зависимостью $N_e = f(M_e)$, так как частота вращения коленчатого вала n_1 при снятии нагрузочной характеристики остается неизменной. Это означает, что в качестве независимой переменной по оси абсцисс может быть отложена эффективная мощность двигателя N_e .

Нагрузочная характеристика в координатах $G_T = f(N_e)$ и $g_e = f(N_e)$ не позволяет сравнивать работу различных двигателей под нагрузкой, так как по мощности двигателя могут существенно отличаться. Целесообразно в качестве независимой переменной по оси абсцисс использовать некоторую *удельную* величину, не зависящую от мощности двигателя.

Выражение (15.153) показывает, что среднее эффективное давление p_e и эффективная мощность двигателя N_e связаны прямой пропорциональной зависимостью, так как остальные величины являются постоянными. Следовательно, в качестве независимой переменной при построении нагрузочной характеристики может быть выбрано среднее эффективное давление p_e .

Среднее эффективное давление p_e является одним из оценочных показателей степени форсирования двигателя.

Точка 1 (рис. 15.26) соответствует часовому расходу топлива G_T при работе двигателя на холостом ходе ($N_e = 0$; $p_e = 0$). При работе двигателя на холостом ходе удельный эффективный расход топлива почти равен бесконечности. Поэтому длительная работа двигателя на холостом ходе недопустима. Топливо расходуется, а полезная работа двигателем не совершается.

По мере увеличения нагрузки (тормозного момента M_T) увеличивается цикловая подача топлива $g_{ц}$ (так как рычаг управления подачей топлива перемещают в сторону увеличения подачи). С увеличением цикловой подачи $g_{ц}$ часовой расход топлива G_T все время увеличивается. Удельный эффективный расход топлива двигателем g_e по мере увеличения нагрузки

сначала уменьшается, достигая минимума в точке 2. Дальнейшее увеличение нагрузки снова приводит к росту удельного эффективного расхода топлива g_e . Однако с ростом цикловой подачи топлива $g_{ц}$ условия сгорания ухудшаются из-за малого количества кислорода, поступающего с воздухом в цилиндры двигателя. В процессе работы двигателя массовая подача воздуха в цилиндры не изменяется. Следовательно, с ростом цикловой подачи топлива (так как увеличивается нагрузка) коэффициент избытка воздуха α уменьшается. Когда коэффициент избытка воздуха уменьшается до значения $\alpha = 1.25 \dots 1.3$, начинается дымная работа двигателя (точка 3), хотя мощность, крутящий момент и среднее эффективное давление продолжают увеличиваться. В некоторый момент (точка 4) увеличение цикловой подачи топлива $g_{ц}$ уже не приводит к росту эффективной мощности, крутящего момента и среднего эффективного давления. Начиная с точки 4, работа двигателя сопровождается интенсивным дымлением, так как коэффициент избытка воздуха падает до значения $\alpha = 1.04 \dots 1.06$. При этом часовой и удельный эффективный расходы топлива резко увеличиваются. Зона между точками 3 и 4 называется зоной дымления.

Точка 4 соответствует работе двигателя на режиме максимальной мощности, сопровождающемся дымлением и повышенным расходом топлива. Точка 4 (максимальное значение эффективной мощности) на нагрузочной характеристике (рис. 15.26) соответствует точке 2 (максимальное значение эффективной мощности) на внешней скоростной характеристике (рис. 15.25). Поэтому для исключения дымления и повышенного расхода топлива максимальную мощность двигателя несколько уменьшают (точка 3; рис. 15.25) путем уменьшения цикловой подачи топлива.

С помощью нагрузочной характеристики определяют оптимальный нагрузочный режим работы двигателя, характеризуемый зоной минимальных расходов топлива.

Чтобы наиболее полно судить об экономичности работы двигателя под нагрузкой в широком диапазоне скоростных режимов снимают несколько нагрузочных характеристик при различной, но постоянной частоте вращения коленчатого вала. В этом случае получают столько нагрузочных характеристик, сколько характерных скоростных режимов выбрано. Это семейство нагрузочных характеристик, снятых при различной частоте вращения коленчатого вала двигателя, используют для построения многопараметровой характеристики.

Многопараметровая характеристика двигателя

Многопараметровая характеристика двигателя (рис. 15.27) представляет собой прямоугольную сетку, построенную на осях прямоугольной системы координат, где на оси абсцисс отложена частота вращения коленчатого вала n , а по оси ординат — среднее эффективное давление p_e рабочего тела. На этой сетке нанесено семейство кривых при различных значениях удельного эффективного расхода топлива g_e . Эти значения максимальны внутри семейства, а по мере удаления — возрастают. Здесь же нанесена система гипербол — кривых постоянной мощности $N_e = idem$. Значения N_e максимальны в правом верхнем углу диаграммы, минимальны — в нижнем углу.

Для построения многопараметровой характеристики необходимо иметь набор нагрузочных характеристик, снятых при различной частоте вращения коленчатого вала. На заранее подготовленную координатную сетку, охватывающую максимальные и минимальные пределы значений n и p_e , наносят точки, соответствующие заранее выбранным значениям удельного эффективного расхода топлива g_e . Первая точка соответствует наименьшему значению g_e , полученному при снятии исходных нагрузочных характеристик. Ее наносят на пересечении координат n и p_e , соответствующих этому расходу. Рядом с точкой указывают численное значение удельного эффективного расхода топлива.

В дальнейшем наносят точки, соответствующие последующим значениям g_e , которые следует выражать целыми числами с координатами n и p_e . При этом из каждой нагрузочной характеристики для каждого значения g_e до какого-то предела будут использованы по две точки, а затем по одной. Соединяя точки, соответствующие намеченным расходам топлива g_e , получают семейство кривых, из которых внутренние будут замкнутыми, а последующие разомкнутыми.

Для нанесения на многопараметровую характеристику кривых $N_e = idem$ задаются определенными округленными до 20, 10 или 5 киловатт (в зависимости от максимальной мощности и желаемой точности) значениями эффективной мощности. Затем на основании зависимости (15.138) вычисляют значения p_e , соответствующие выбранным значениям N_e . На пересечении линий n и p_e наносят соответствующие точки. Соединив точки, относящиеся к одним и тем же значениям мощности, получим систему гипербол — кривых постоянных мощностей.

Многопараметровые характеристики двигателей можно использовать при выборе оптимальных передаточных чисел трансмиссии с соблюдением условия работы двигателя на различных режимах с наивысшей экономичностью. Особенно полезна такая характеристика при выборе закона изменения передаточного отношения, а также при автоматическом управлении передачами ступенчатой коробки передач. Правильный выбор закона

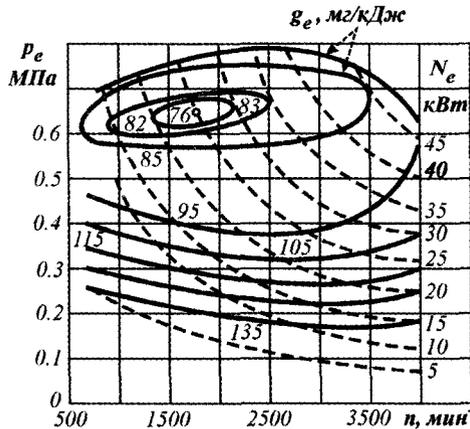


Рис. 15.27. Многопараметровая характеристика двигателя

изменения передаточного числа с изменением нагрузки может обеспечить повышение экономичности транспортной машины на 12...20%.

Иногда по оси ординат вместо среднего эффективного давления p_e откладывают значения крутящего момента M_e двигателя. В этом случае теряется представление о качественной стороне эффективных показателей и возможность объективного сопоставления показателей различных двигателей.

Построение внешней скоростной характеристики двигателя по эмпирическим зависимостям

Если провести экспериментальные исследования целого ряда четырехтактных дизельных и бензиновых двигателей и построить их внешние скоростные характеристики, то можно выявить общую закономерность их изменения. Этот факт позволяет путем статистической обработки результатов экспериментальных исследований получить эмпирические зависимости для расчета внешней скоростной характеристики любого двигателя по известным номинальным значениям его параметров.

Эти эмпирические зависимости незначительно отличаются для дизельных и бензиновых двигателей.

Если известна номинальная (максимальная) мощность двигателя $N_{ен}$ четырехтактного бензинового двигателя и соответствующая ей частота вращения коленчатого вала n_n , то для определения мощности на других скоростных режимах можно использовать следующую зависимость:

$$N_e = N_{ен} \left[\frac{n}{n_n} + \left(\frac{n}{n_n} \right)^2 - \left(\frac{n}{n_n} \right)^3 \right] = k N_{ен}, \quad (15.154)$$

где n — задаваемая частота вращения коленчатого вала двигателя.

Значения коэффициента пропорциональности k приведены ниже в таблице.

$\frac{n}{n_n}$	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
k	0.232	0.363	0.496	0.625	0.744	0.847	0.928	0.81	1.0	0.98

Далее по формуле (15.148) можно определить крутящий момент двигателя при различных оборотах коленчатого вала:

$$M_e = \frac{30 N_e}{\pi \cdot n}. \quad (15.155)$$

Удельный эффективный расход топлива g_e на различных скоростных режимах определяют по эмпирической зависимости:

$$g_e = g_{ен} \left[1.2 - \frac{n}{n_n} + 0.8 \left(\frac{n}{n_n} \right)^2 \right]. \quad (15.156)$$

По формуле (15.151) определяется часовой расход топлива двигателем:

$$G_T = \frac{N_e g_e}{1000}. \quad (15.157)$$

Скоростные характеристики дизельных двигателей также можно построить по эмпирическим зависимостям. Вид этих эмпирических зависимостей для дизельных двигателей зависит от принятой схемы смесеобразования, типа топливной аппаратуры и других факторов.

Эффективную мощность дизельного двигателя на различных скоростных режимах определяют по формуле:

$$N_e = N_{ен} \left[a \frac{n}{n_n} + b \left(\frac{n}{n_n} \right)^2 - c \left(\frac{n}{n_n} \right)^3 \right] = k N_{ен}. \quad (15.158)$$

Значения коэффициентов a , b , c , k для различных двигателей приведены ниже:

Коэффициент	Двигатель с неразделенной камерой сгорания	Двигатель с предкамерой	Двигатель с вихрекамерой
a	0.5	0.7	0.7
b	1.5	1.3	1.4
c	1.0	1.0	1.0
n/n_n	k		
0.2	0.152	0.184	0.168
0.3	0.258	0.3	0.279
0.4	0.376	0.424	0.4
0.5	0.5	0.55	0.525
0.6	0.624	0.672	0.646
0.7	0.742	0.784	0.763
0.8	0.848	0.88	0.864
0.9	0.936	0.954	0.945
1.0	1.0	1.0	1.0

Удельный эффективный расход топлива g_e на различных скоростных режимах работы дизельного двигателя определяется по формуле:

$$g_e = g_{ен} \left[1.55 - 1.55 \frac{n}{n_n} + \left(\frac{n}{n_n} \right)^2 \right]. \quad (15.159)$$

Значение крутящего момента M_e и часового расхода G_T определяют соответственно по формулам (15.155) и (15.157).

Устройство и работа дизельного двигателя

На рис. 15.28, 15.29 и 15.30 показан транспортный дизельный двигатель В-84, применяемый в силовых установках специальных машин. Двигатель выполнен по V-образной схеме с углом развала блоков 60° . В каждом блоке установлено по 6 цилиндров (всего 12), представляющих собой расширительные машины поршневого типа. Двигатель форсирован путем применения наддува от приводного центробежного нагнетателя 10 (рис. 15.28). Каждый блок цилиндров закрывается крышкой (головкой) 1. Сверху на каждой головке блока цилиндров установлены крышки 2, закрывающие кулачковые валики механизма газораспределения. Для измерения частоты вращения коленчатого вала на верхней половине картера 6, являющейся

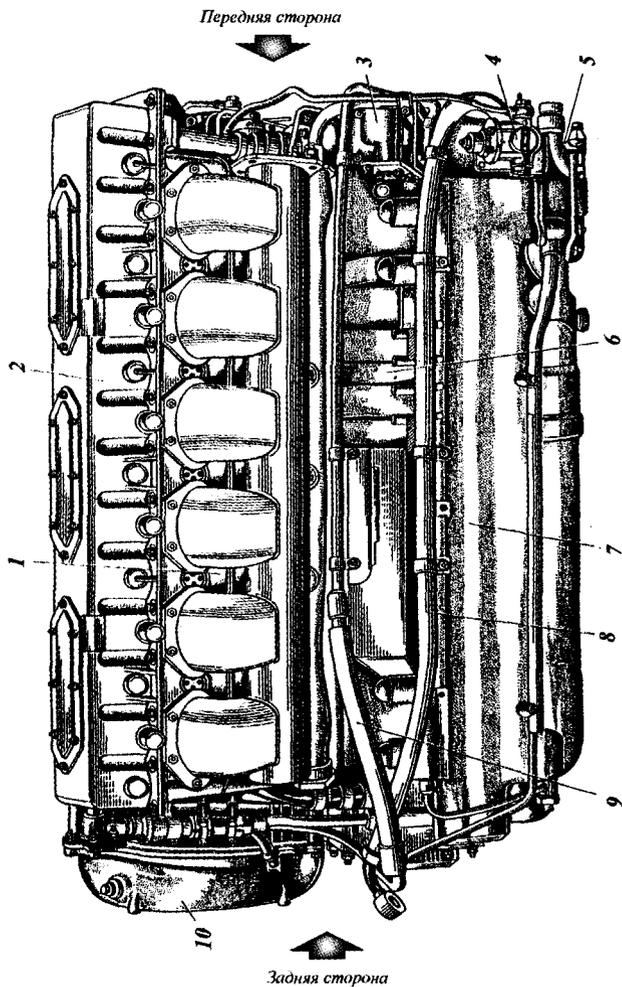


Рис. 15.28. Общий вид двигателя В-84 с левой стороны

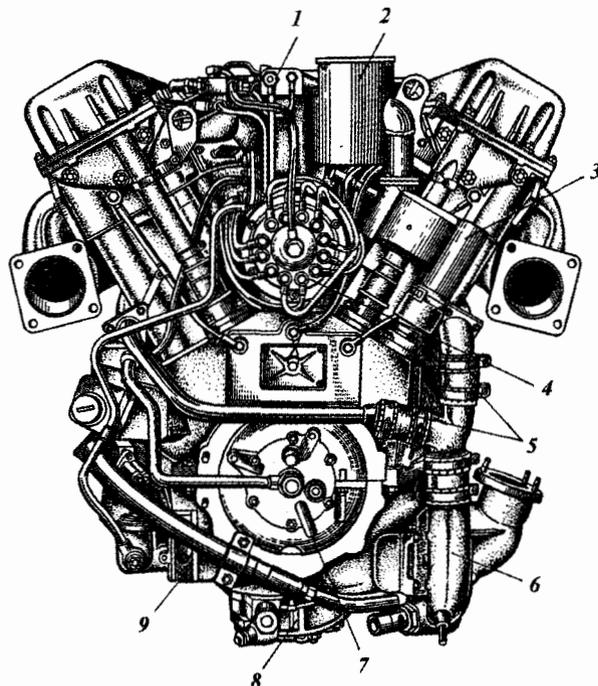


Рис. 15.29. Общий вид двигателя В-84 с передней стороны

силовым остовом двигателя, установлен датчик тахометра 3. С помощью топливоподкачивающего насоса 4 топливо из бака подается к топливному насосу высокого давления, который впрыскивает его через форсунки в цилиндры двигателя в соответствии с порядком их работы. Снизу к верхней половине картера 6 крепится нижняя половина картера 7, которая служит одновременно маслосборником. Для подачи масла к трущимся деталям двигателя и откачки его из картера в бак на нижней половине картера установлен масляный насос 5 (8; рис. 15.29), который имеет одну нагнетающую секцию и две откачивающие секции. По трубопроводу 8 масло от масляного насоса поступает к фильтру МАФ (фильтр грубой очистки), который устанавливается отдельно от двигателя. По трубопроводу 9 очищенное масло из фильтра МАФ поступает к крышке центрального подвода масла 7 (рис. 15.29).

Из крышки 7 (рис. 15.29) масло поступает внутрь коленчатого вала двигателя, выходя по сверлениям к подшипникам (коренным и шатунным). От крышки центрального подвода 7 масло также поступает на смазку:

- валиков механизма газораспределения;
- привода нагнетателя;
- привода топливного насоса высокого давления НК-12М.

С помощью водяного насоса 6 (рис. 15.29) охлаждающая жидкость через трубопроводы 5 поступает в рубашки охлаждения цилиндров правого и левого блоков. Через патрубок 8 (рис. 15.30) охлаждающая жидкость

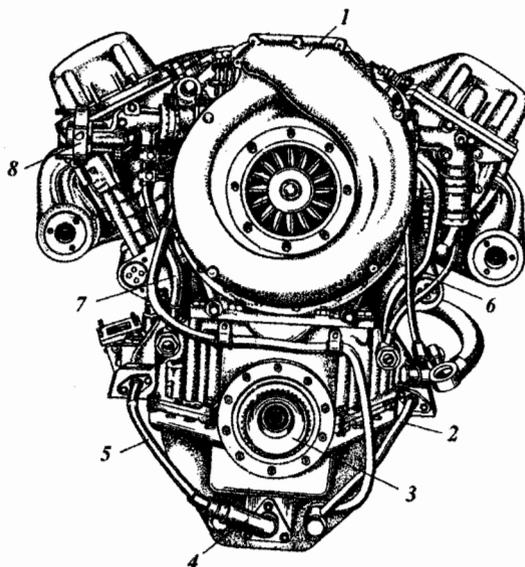


Рис. 15.30. Общий вид двигателя В-84 с задней стороны

отводится из правой и левой головки двигателя в радиаторы, в которых она охлаждается и снова поступает к водяному насосу 6 (рис. 15.29). Для тонкой очистки топлива от механических примесей в развале блоков цилиндров двигателя установлен топливный фильтр тонкой очистки 1.

Так как между кольцами поршней и стенками гильз цилиндров имеется, пусть и очень маленький, зазор, то через него в картер двигателя прорываются газы. Если их не удалить из картера, то произойдет разрушение трубопроводов, соединенных с ним. С этой целью картер двигателя соединяют с окружающей средой через специальную систему вентиляции картера. При работе двигателя газы вместе со взвешенными частичками масла из картера по трубопроводам 3 (рис. 15.29) вытесняются в маслоотделитель 2. В маслоотделителе 2 происходит отделение масла от картерных газов. По специальному трубопроводу масло из маслоотделителя 2 стекает к откачивающему масляному насосу 9 системы вентиляции картера.

С помощью воздухораспределителя 4 осуществляется подача сжатого воздуха из баллонов в цилиндры двигателя в процессе его пуска сжатым воздухом. Воздухораспределитель 4 обеспечивает подачу сжатого воздуха в цилиндры, в которых поршень находится в ВМТ. Под действием силы давления воздуха поршни перемещаются, вращая коленчатый вал 4 (рис. 15.30) двигателя. Когда частота вращения коленчатого вала будет достаточной, в цилиндры подается топливо, которое от сжатия воспламеняется и двигатель начинает самостоятельно работать. Подача сжатого воздуха из баллонов через воздухораспределитель 4 (рис. 15.29) прекращается.

При работе двигателя воздух под давлением 0.17 МПа, создаваемым нагнетателем 1 (рис. 15.30), поступает в цилиндры. Так как воздух сжат, то в том же объеме цилиндра его находится больше (по массе). Это позволяет подать в цилиндры двигателя больше топлива. Чем больше

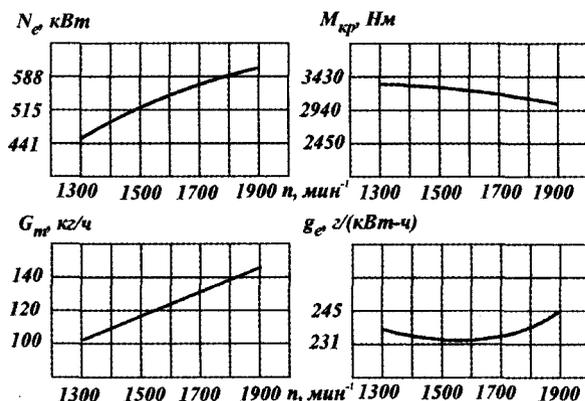


Рис. 15.31. Внешняя скоростная характеристика двигателя В-84

топлива сгорает в цилиндрах двигателя, тем больше выделяется тепловой энергии. Мощность двигателя возрастает.

Нагнетатель 1 соединяется с воздухоочистителем, который препятствует поступлению в цилиндры двигателя неочищенного воздуха. В противном случае это приведет к интенсивному износу подвижных деталей двигателя.

Часть масла (примерно 30%) от откачивающих секций масляного насоса 8 (рис. 15.29) поступает в центробежный фильтр тонкой очистки МЦ-1. Из фильтра МЦ-1 масло сливается обратно в картер 7 (рис. 15.28) через патрубков 5 (рис. 15.30).

По трубопроводам 2 и 7 (рис. 15.30) нагретая жидкость, выходящая из головок блоков цилиндров, поступает в обогреваемые полости верхней половины картера 6 (рис. 15.28). По трубопроводам 3 и 6 (рис. 15.30) охлаждающая жидкость из верхней половины картера 6 (рис. 15.28) поступает в обогреваемые полости нижней половины картера 7 (рис. 15.28). Благодаря равномерному обогреву картера обеспечивается подогрев масла и исключается взаимное смещение базовых поверхностей, которое может привести к выходу двигателя из строя.

Коленчатый вал 4 (рис. 15.30) через специальную муфту соединяется с трансмиссией машины.

Внешняя скоростная характеристика двигателя показана на рис. 15.31.

Графическое изображение изменения мощности, крутящего момента, часового и удельного расхода топлива в зависимости от числа оборотов коленчатого вала при максимальной (полной) подаче топлива называется внешней скоростной характеристикой.

Характеристика называется внешней потому, что кривые изменения мощности и крутящего момента двигателя, полученные при полной подаче топлива, расположены выше, чем все остальные, снятые при промежуточных положениях рычагов (педали) подачи топлива.

Максимальная мощность двигателя равна 618 кВт (840 л.с.) при частоте вращения коленчатого вала, равной 2000 мин^{-1} .

Рабочий процесс четырехтактного двигателя происходит за два полных оборота коленчатого вала и делится на четыре такта:

- впуск;
- сжатие;
- расширение (рабочий ход);
- выпуск.

Такт впуска

При вращении коленчатого вала поршень, перемещаясь в цилиндре вниз от ВМТ к НМТ, увеличивает объем и создает разрежение в цилиндре. В это время клапаны впуска открыты и в цилиндры поступает воздух. Давление воздуха из-за сопротивлений, главным образом в воздухоочистителе и клапанах впуска уменьшается, особенно при больших оборотах коленчатого вала. Приводной центробежный нагнетатель двигателя не только восполняет уменьшение давления из-за сопротивлений впускной системы, но и создает избыточное давление воздуха сверх атмосферного во всем диапазоне рабочих оборотов коленчатого вала. У двигателя избыточное давление воздуха составляет не менее 100.9 кПа (1.03 кгс/см²).

Для лучшего наполнения цилиндра клапаны впуска открываются за 35° до прихода поршня в ВМТ и закрываются с некоторым запаздыванием, после прохождения поршнем НМТ, т. е. в начале такта сжатия (33° после НМТ).

Такт сжатия

В такте сжатия поршень при закрытых клапанах впуска и выпуска движется от НМТ к ВМТ, и воздух в цилиндре сжимается. Степень сжатия у двигателя составляет 14. Высокая степень сжатия необходима для получения высокого давления и высокой температуры воздуха в цилиндре, обеспечивающих самовоспламенение впрыскиваемого топлива. Давление воздуха в цилиндре достигает порядка 5.67 МПа (58 кгс/см²), и температура к концу сжатия достигает 790°С.

В конце такта, когда поршень еще не дойдет до ВМТ на $33^\circ \pm 0.5^\circ$ по углу поворота коленчатого вала, в цилиндр впрыскивается топливо.

Топливо, поданное в камеру сгорания в распыленном виде, благодаря высокой температуре сжатого воздуха быстро нагревается и самовоспламеняется. Давление газов в цилиндре резко повышается до 9.9 МПа (107 кгс/см²), а температура их достигает 1780°С.

Такт расширения (рабочий ход)

В результате расширения газов и давления их на поршень последний движется от ВМТ к НМТ и, воздействуя через шатун и кривошип, приводит во вращение коленчатый вал. При движении поршня к НМТ объем газов увеличивается, а их давление и температура снижаются. При подходе поршня к НМТ открываются клапаны впуска.

Давление газов снижается до 0.498 МПа (5.08 кгс/см²), а температура до 1030°С.

Такт выпуска

Поршень движется от НМТ к ВМТ, через открытые клапаны выпуска происходит удаление продуктов сгорания. Давление в цилиндре уменьшается, превышая давление в выпускном трубопроводе к концу хода на 4,9–14,7 кПа (0,05–0,15 кгс/см²).

Для ускорения выпуска газов из цилиндра на такте выпуска и быстрого снижения давления газов, действующих на поршень при движении его от НМТ до ВМТ, клапаны выпуска открываются с опережением 60° до НМТ в такте расширения.

Для улучшения очистки цилиндра от отработавших газов клапаны выпуска закрываются после ВМТ $40^\circ \pm 3^\circ$ на такте впуска.

В конце такта выпуска и в начале такта впуска одновременно находятся в открытом состоянии клапаны впуска и выпуска. Этот период называется перекрытием клапанов. На двигателе В-84 перекрытие клапанов составляет 75° по углу поворота коленчатого вала.

В этот период, вследствие наличия избыточного давления в коллекторе впуска, происходит продувка воздухом камеры сгорания. В результате продувки улучшается очистка цилиндра от отработавших газов и происходит охлаждение воздухом клапанов, поршня, корпуса распылителя форсунки, что повышает надежность работы этих деталей и увеличивает коэффициент наполнения цилиндров воздухом.

Принудительное заполнение цилиндров воздухом, т. е. увеличение его плотности во всасывающем коллекторе за счет комбинированного наддува, увеличение порции впрыскиваемого топлива (цикловой подачи), позволило значительно увеличить мощность двигателя В-84 по сравнению с ранее выпускавшимися двигателями типа В-2 (без наддува).

Поршневые двигатели широко применялись в период становления винтовой авиации. Такие двигатели использовались в качестве основной энергетической установки, приводящей во вращательное движение винт самолета.

Одним из основных требований, предъявляемых к самолету, была скорость (особенно это касалось военной авиации). Для увеличения скорости самолета требовалось с помощью винта отбрасывать назад большие массы воздуха в единицу времени, что потребовало увеличения мощности двигателя и частоты вращения винта. Авиация стремилась стать высотной. Чем выше высота полета самолета, тем меньшее сопротивление оказывает ему воздух, а поэтому при прочих равных условиях самолет может лететь с большей скоростью. Однако с увеличением высоты полета уменьшается плотность воздуха. На высоте 5 километров плотность воздуха почти в 2 раза меньше, чем у поверхности Земли. Чем меньше плотность воздуха, тем меньше его по массе поступает в цилиндры двигателя. Если двигатель бензиновый, то в его цилиндры поступит почти в два раза меньше горючей смеси. В дизельном двигателе, в цилиндры которого сначала поступает только воздух, происходит аналогичное явление. Следовательно, в цилиндрах двигателя будет сгорать меньше топлива. Мощность двигателя при подъеме самолета будет падать, что недопустимо.

Решить проблему частично удалось путем применения наддува дизельных двигателей. С увеличением высоты полета самолета благодаря компрессору (агрегату для наддува двигателя) почти удавалось сохранить подачу в цилиндры двигателя необходимого количества воздуха. Мощность двигателя не уменьшалась.

Однако по мере роста скорости самолета интенсивно увеличивается сопротивление воздуха его полету:

$$F_{\text{сопр}} = \phi \rho S \frac{V^2}{2}, \quad (15.160)$$

где $F_{\text{сопр}}$ — сила лобового сопротивления воздуха самолету; ϕ — безразмерный коэффициент лобового сопротивления; S — наибольшая поперечная площадь сечения самолета; V — скорость полета самолета.

Лобовое сопротивление прямо пропорционально плотности воздуха и скорости полета самолета в квадрате. Это означает, что, несмотря на уменьшение сопротивления самолету из-за уменьшения с высотой плотности воздуха, это же сопротивление увеличивалось в квадрате из-за увеличения скорости полета. Возрастающие сопротивления полету самолета должен преодолевать двигатель. Следовательно, чем больше скорость полета винтового самолета, тем большую мощность должен иметь поршневой двигатель, приводящий во вращение винт, создающий тягу путем отброса назад большой массы воздуха в единицу времени. Но мощность поршневого двигателя практически не изменяется. Необходимы были более мощные поршневые двигатели. Это можно было сделать только путем увеличения числа цилиндров, что однозначно приводило к увеличению габаритов двигателя. Такой путь был неприемлемым, так как из-за роста габаритов двигателя увеличивалось аэродинамическое сопротивление полету самолета.

Таким образом, поршневой двигатель не мог решить проблему интенсивного роста скоростей полета самолетов. Необходим был новый тип двигателя, способного обеспечить высокие скорости полета в авиации. Поэтому следующим этапом развития авиационного двигателестроения стала разработка и применение газотурбинных двигателей, которые до сих пор широко применяются в самолетах и вертолетах.

15.5.2.2. ГАЗОТУРБИННЫЕ ДВИГАТЕЛИ

На рис. 15.32 показана конструктивная схема турбовинтового авиационного двигателя. Воздух с помощью осевого многоступенчатого компрессора 3 (всего 7 ступеней) засасывается в проточную часть двигателя. В компрессоре 3 происходит сжатие воздуха, а поэтому его давление и температура увеличиваются. Чем больше давление воздуха за компрессором, тем быстрее газы будут выходить из двигателя. После компрессора 3 воздух направляется в камеру сгорания 4, в которую подается топливо (керосин). В камере сгорания 4 топливо и воздух интенсивно смешиваются, что позволяет получить полное сгорание топлива. Температура газов в камере сгорания значительно увеличивается. В этом случае энтальпия продуктов сгорания топлива также возрастает. Из камеры сгорания 4 газы поступают

в многоступенчатую турбину 5 (три ступени). Каждая ступень турбины 5 имеет сопловой аппарат и рабочее колесо. Поэтому газы последовательно расширяются в каждой турбинной ступени. Двигаясь по криволинейному профилю лопаток, поток газов создает вращающий момент, благодаря которому вращаются рабочие лопатки компрессора 3 и воздушный винт 1. Выходящие из двигателя газы в сопле 6 создают дополнительную реактивную силу (незначительную), толкающую двигатель вместе с самолетом вперед.

Редуктор 2 служит для понижения частоты вращения винта, так как при больших оборотах возможно его разрушение под действием центробежных сил. Поворачивая лопасти винта 1 вокруг своей оси, изменяют количество воздуха, отбрасываемого им назад. В этом случае изменяется и сила тяги двигательной установки.

В рассматриваемом случае *реактивная сила тяги* создается воздушным винтом 1, а двигатель обеспечивает только его вращение. Такие двигатели называются двигателями *непрямой реакции*. Газотурбинный двигатель сам непосредственно не движет летательный аппарат. Движение возникает в результате вращения воздушного винта 1 (двигателя). К двигателям непрямой реакции относятся турбовинтовые двигатели (ТВД) и вертолетные газотурбинные двигатели.

Положительные свойства ГТД обусловили их применение и в наземной технике, в том числе и на подвижных транспортных средствах. Газотурбинные двигатели применяются в танках М-1 «Абрамс» (США) и Т-80У (Россия). Широко ГТД применяют для привода генераторов мобильных энергетических установок. Многие авиационные ГТД адаптированы для работы в качестве компрессорной установки на газопроводах. Отбираемый из газопровода газ служит в качестве топлива. С помощью компрессора осуществляется перекачка газа.

Основным из достоинств ГТД являются его высокие тяговые свойства в качестве силовой установки многоцелевой гусеничной и колесной машины. Поэтому на базе авиационных ГТД были созданы двигатели для наземных транспортных машин. Конструктивно ГТД для наземной техники выполняются несколько проще, чем для авиационной техники.

Чтобы уяснить преимущества ГТД по тяговым свойствам в наземной транспортной технике, проанализируем на качественном уровне движение автомобиля.

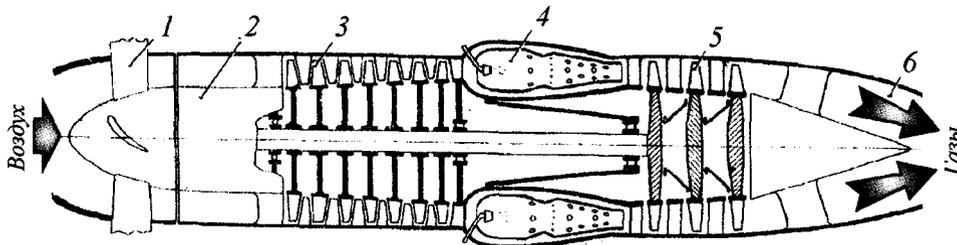


Рис. 15.32. Схема турбовинтового двигателя

К колесу приложена сила сопротивления $F_{\text{сопр}}$, которая препятствует его качению. Для качения колеса к его оси необходимо приложить такую же силу, но в противоположном направлении. Со стороны поршневого двигателя через трансмиссию к ведущим колесам (как правило, задним) приложен крутящий момент $M_{\text{кр}}$ (рис. 15.33). Этот момент стремится вращать колесо против хода часовой стрелки. В точке A колесо находится в контакте с дорогой (опорной поверхностью). Между колесом и дорогой действует сила трения из-за стремления колеса перемещаться. Со стороны колеса к дороге будет приложена некоторая сила, равная силе трения (на рис. 15.33 она не показана). В соответствии с третьим законом механики Ньютона, к колесу со стороны дороги будет приложена такая сила трения $F_{\text{тр}}$, направленная в сторону движения. К поверхности дороги колесо прикладывает силу R , равную

$$R = \frac{M_{\text{кр}}}{r}, \quad (15.161)$$

где r — радиус колеса.

Следовательно, в соответствии с третьим законом механики Ньютона можно записать:

$$F_{\text{тр}} = R = \frac{M_{\text{кр}}}{r}. \quad (15.162)$$

Перенесем вектор силы $F_{\text{тр}}$ на ось вращения колеса, для чего добавим две взаимно противоположные силы $F_{\text{т}}$ и F_1 , равные по величине, но противоположные по направлению (результатирующая этих сил равна нулю):

$$F_{\text{т}} - F_1 = 0.$$

Таким образом, добавление сил $F_{\text{т}}$ и F_1 не изменяет силовой характер взаимодействия колеса с дорогой.

В этом случае пара сил $F_{\text{тр}}$ и F_1 на плече r создает момент сопротивления

$$M_{\text{сопр}} = F_1 r, \quad (15.163)$$

препятствующий вращению колеса.

Сила $F_{\text{т}}$ в этом случае будет *толкающей*.

Легко установить, чем больше крутящий момент $M_{\text{кр}}$, тем больше силы $F_{\text{тр}}$, F_1 и момент $M_{\text{сопр}}$. По мере увеличения $M_{\text{кр}}$ наступает момент, когда выполняются условия:

$$\left. \begin{aligned} M_{\text{кр}} &= M_{\text{сопр}} \\ F_{\text{т}} &= F_{\text{сопр}} \end{aligned} \right\}. \quad (15.164)$$

С этого момента колесо автомобиля будет равномерно катиться.

Если сила сопротивления качению колеса увеличивается $F_{\text{сопр}}$, то вслед за ней должна увеличиваться толкающая сила $F_{\text{сопр}}$, а это возможно только в результате увеличения крутящего момента $M_{\text{кр}}$ на колесе. Крутящий момент $M_{\text{кр}}$ на ступице колеса равен:

$$M_{\text{кр}} = M_e i, \quad (15.165)$$

где M_e — крутящий момент двигателя; $i = n/n_k$ — передаточное отношение трансмиссии; n — частота вращения коленчатого вала двигателя; n_k — частота вращения ведущего колеса автомобиля.

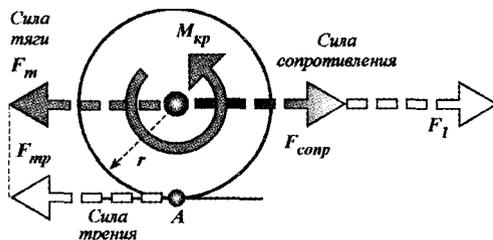


Рис. 15.33. Схема взаимодействия ведущего колеса автомобиля с опорной поверхностью

На рис. 15.34 показано изменение крутящего момента $M_{кр}$ на оси ведущего колеса в зависимости от частоты его вращения при неизменном передаточном отношении трансмиссии.

Если сила сопротивления $F_{сопр}$ качению колеса увеличится, то частота его вращения n_k уменьшится. Так как колесо через трансмиссию связано с коленчатым валом, то его частота вращения n также уменьшится. В этом случае, как видно на рис. 15.34, при уменьшении частоты вращения коленчатого вала n крутящий момент двигателя M_e будет увеличиваться, но лишь до некоторого максимального значения (точка 1). Крутящий момент $M_{кр}$ на ведущем колесе также будет увеличиваться (но также до некоторого максимального значения). По мере увеличения $M_{кр}$ также увеличивается сила тяги F_T . Так как кривая M_e имеет очень пологая, то это означает, что при уменьшении частоты вращения коленчатого вала крутящий момент двигателя увеличивается незначительно. Максимальный крутящий момент двигателя (точка 1) превышает номинальный крутящий момент (при максимальных оборотах коленчатого вала) в поршневых двигателях не более чем в 1.12...1.15 раза. Следовательно, крутящий момент $M_{кр}$ на ведущем колесе может увеличиваться также не более чем в 1.12...1.15 раза. Сила тяги на ведущих колесах автомобиля в этом случае также может увеличиться не более чем в 1.12...1.15 раза (при неизменном передаточном отношении трансмиссии).

Свойство двигателя самостоятельно увеличивать крутящий момент при уменьшении частоты вращения коленчатого вала под действием внешней нагрузки называют приспособляемостью к преодолению этой нагрузки. Так как поршневые двигатели имеют очень пологую характеристику крутящего момента (рис. 15.34), то они очень слабо приспособлены к преодолению внешней нагрузки. Чтобы преодолеть возросшую нагрузку на колесо, водитель искусственно увеличивает крутящий момент $M_{кр}$ на ведущем колесе путем увеличения передаточного отношения трансмиссии (путем переключения на низшую передачу). Поэтому наземные транспортные средства с поршневыми двигателями имеют многоступенчатые механические коробки передач. Поэтому для наземных транспортных средств с поршневыми двигателями, весьма слабо приспособленными к изменению внешней нагрузки, целесообразно применять трансмиссии, способные непрерывно изменять передаточное отношение в значительном диапазоне. Это позволит значительно изменять крутящий момент $M_{кр}$ на ведущих колесах, что позволит значительно изменять силу тяги F_T .

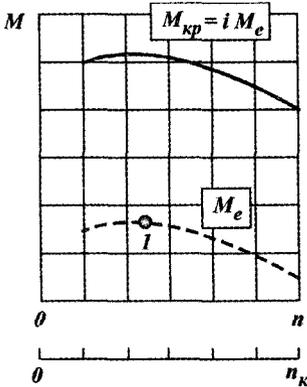


Рис. 15.34. Изменение крутящего момента на оси ведущего колеса автомобиля

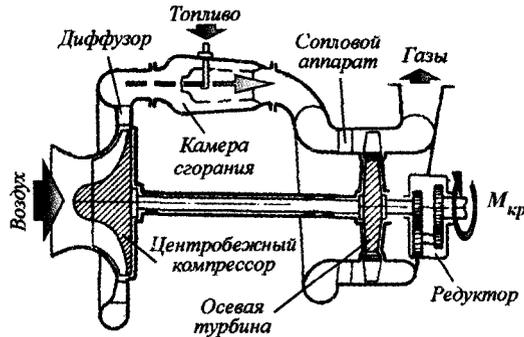


Рис. 15.35. Конструктивная схема одновального ГТД

На рис. 15.35 показана схема одновального¹ ГТД. При вращении компрессора под действием центробежных сил воздух отбрасывается к периферии рабочего колеса. В этом случае на воде в колесо создается разрежение, а поэтому воздух непрерывно поступает в компрессор. В компрессоре воздух сжимается в несколько раз, в результате чего повышается его давление и температура. Так как давление воздуха после компрессора больше давления окружающей среды, то он стремится выйти в окружающую среду, двигаясь по каналу к выходу. После рабочего колеса воздух поступает в диффузор, представляющий собой расширяющиеся каналы (рис. 7.40). В диффузоре он тормозится, а поэтому его давление увеличивается (при торможении кинетическая энергия потока превращается в потенциальную энергию давления). Из диффузора воздух поступает в камеру сгорания, в которую через форсунку подается топливо. Топливо, смешиваясь с воздухом, сгорает, выделяя большое количество тепловой энергии. Смесь газов (рабочее тело) сильно нагревается (повышается его температура). Так как камера сгорания открыта, то при сгорании топлива давление рабочего тела не повышается, хотя оно сильно нагревается. Давление рабочего тела почти такое же, как и на выходе из диффузора. Из камеры сгорания рабочее тело поступает на лопатки соплового аппарата, где расширяется. Давление рабочего тела на выходе из соплового аппарата равно давлению окружающей среды. В сопловом аппарате происходит преобразование потенциальной энергии давления (сжатое в компрессоре рабочее тело подобно пружине) в кинетическую энергию потока. С большой скоростью газовый поток поступает на рабочие лопатки турбины, имеющие криволинейный профиль, в результате чего возникает центробежная сила F (рис. 7.47), заставляющая рабочее колесо турбины вращаться. Принципиально работа газовой турбины не отличается от работы паровой турбины, рассмотренной ранее. Отличие состоит только в рабочем теле (водяной пар или смесь продуктов сгорания топлива).

¹ Такое название обусловлено тем, что двигатель имеет в своем составе только один вал.

Механическая энергия от рабочего колеса турбины отводится по двум направлениям:

- в сторону компрессора для его привода;
- в сторону редуктора к внешнему потребителю.

Редуктор понижает частоту вращения выходного вала двигателя, так как потребители механической энергии в большинстве случаев не могут работать при большой частоте вращения, с которой вращается рабочее колесо турбины.

Мощность, развиваемая газами в турбине, определяется по формуле (10.142). Затраты механической энергии в единицу времени (мощность) на привод компрессора определяются по формуле (10.129). Следовательно, мощность на выходном валу редуктора равна:

$$N_{\text{вых}} = N_{\text{т}} - N_{\text{к}}. \quad (15.166)$$

Проанализируем поведение одновального ГТД под нагрузкой.

Пусть нагрузка со стороны окружающей среды на выходной вал редуктора увеличилась, т. е. увеличился момент сопротивления вращению турбины. В этом случае частота вращения турбины будет уменьшаться, так как она жестко связана с редуктором. Частота вращения рабочего колеса компрессора также уменьшится, так как он жестко связан валом с турбиной. Устройство, представляющее жесткую связь турбины и компрессора с помощью вала, называется *турбокомпрессором*.

При уменьшении частоты вращения компрессора уменьшается давление воздуха на выходе из него. Чем меньше давление воздуха, тем с меньшей скоростью c_1 (рис. 15.11) истекают газы из соплового аппарата турбины. Следовательно, абсолютная скорость газа c_1 на входе в рабочее колесо турбины уменьшается. Чем меньше скорость c_1 , тем меньше секундный расход газа m_c через ступень турбины.

Таким образом, при увеличении нагрузки на турбину одновального ГТД (рис. 15.35) окружная скорость колеса u , абсолютная скорость c_1 газового потока на входе в рабочее колесо турбины уменьшается. Тогда уменьшается и скорость w_1 газового потока относительно лопаток турбины. Тогда на основании соотношения (15.70) можно утверждать, что крутящий момент M_u на валу турбины также уменьшается. Мощность двигателя N_u , определяемая по формуле (15.71), уменьшается. Внешняя скоростная характеристика одновального ГТД приведена на рис. 15.36.

Так как при увеличении нагрузки на турбину ее мощность и крутящий момент уменьшаются, то двигатель не обладает способностью самостоятельно преодолевать возросшую нагрузку (он останавливается). Одновальные ГТД применяют, как правило, для привода агрегатов с постоянной нагрузкой (электрические генераторы). В этом случае одновальный ГТД проектируется с учетом постоянной нагрузки на него и в процессе эксплуатации он большую часть времени работает на этом расчетном режиме.

На рис. 15.37 приведена принципиальная схема двухвального ГТД. Двухвальный ГТД отличается от одновального (рис. 15.35) наличием второй турбины T_2 , называемой *свободной* (силовой, тяговой).

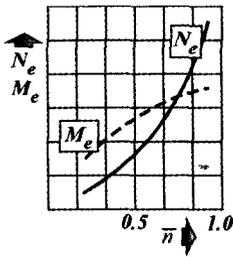


Рис. 15.36. Внешняя скоростная характеристика одновального ГТД

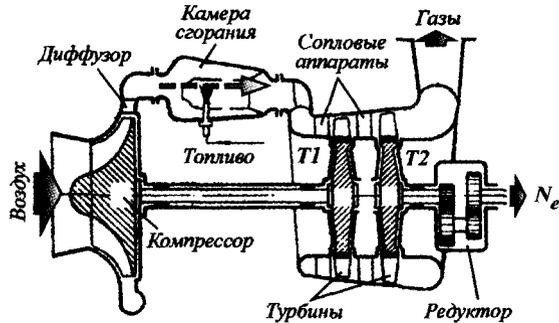


Рис. 15.37. Конструктивная схема двухвального ГТД

Если внешняя нагрузка на двигатель увеличится, то частота вращения силовой турбины $T2$ уменьшится. Частота вращения турбины $T1$ не изменится, так как она не связана жесткой связью с турбиной $T2$. Следовательно, компрессор двигателя будет работать на прежнем режиме. Давление воздуха и его расход через камеру сгорания не изменится. В этом случае расход газа через турбины $T1$ и $T2$ останется прежним.

Таким образом, при увеличении нагрузки на силовую турбину $T2$ изменится только ее частота вращения n_2 . Так как частота вращения турбины уменьшилась, то уменьшится ее окружная скорость u на среднем радиусе лопаток. Скорость газа c_1 на входе в турбину $T2$ (после второго соплового аппарата) останется прежней. Газ будет входить на лопатки турбины $T2$ под тем же углом α_1 (рис. 15.11). В этом случае на основании правила параллелограмма, в соответствии с которым вектор c_1 представляет собой сумму векторов u и w_1 , можно утверждать, что длина вектора w_1 увеличится, т. е. увеличится скорость газового потока относительно лопаток турбины $T2$. Действительно, так как c_1 не изменяется, а u уменьшается, то w_1 должен увеличиваться.

При увеличении относительной скорости w_1 увеличивается центробежная сила, действующая на лопатки турбины $T2$ со стороны газового потока. В этом случае крутящий момент на валу турбины $T2$ будет увеличиваться при уменьшении частоты ее вращения. При этом мощность двигателя сначала несколько увеличивается, а затем резко уменьшается. Падение мощности двигателя вызвано в основном уменьшением частоты вращения силовой турбины $T2$.

На рис. 15.38 показана внешняя скоростная характеристика двухвального ГТД. При использовании в автомобиле силовой установки с двухвальным ГТД повышаются его тяговые характеристики. При увеличении сопротивления качению ведущих колес автомобиля их частота вращения уменьшается. В этом случае будет уменьшаться частота вращения силовой турбины $T2$ (рис. 15.37), а крутящий момент — увеличиваться. При увеличении крутящего момента на силовой турбине $T2$ будет также увеличиваться крутящий момент $M_{кр}$ на ведущих колесах. Сила тяги F_T на

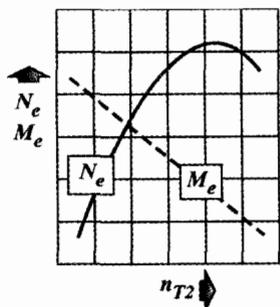


Рис. 15.38. Внешняя скоростная характеристика двухвального ГТД

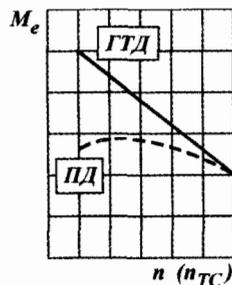


Рис. 15.39. Сравнительные характеристики двигателей

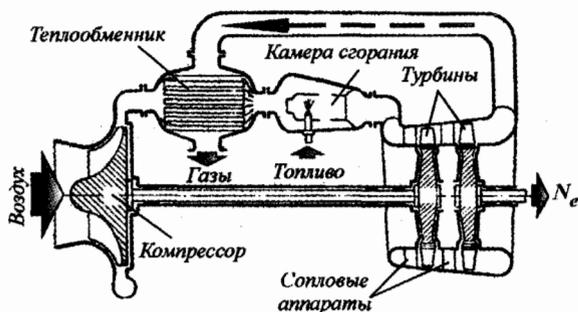


Рис. 15.40. Схема двухвального ГТД с теплообменником

ведущих колесах увеличится. Двигатель самостоятельно может преодолеть возросшую нагрузку.

На рис. 15.39 приведены характеристики крутящего момента поршневого и двухвального газотурбинного двигателей, имеющих одинаковое значение крутящего момента M_e при максимальной мощности. При увеличении нагрузки крутящий момент двухвального ГТД возрастает резче, чем поршневого двигателя. Это означает, что двухвальный ГТД может самостоятельно преодолеть большую нагрузку, чем поршневой двигатель при прочих равных условиях. В этом случае говорят, что тяговые возможности двухвального ГТД лучше, чем поршневого двигателя.

Приспособляемость двигателя к самостоятельному преодолению внешней нагрузки оценивают коэффициентом приспособляемости K , определяемому по формуле (15.152). Если у поршневых двигателей он не превышает $1.12 \dots 1.15$, то у ГТД (не одновальных) может превышать 4.

Эти положительные свойства обусловили применение ГТД в некоторой наземной транспортной технике.

В некоторых конструкциях ГТД могут применяться дополнительные агрегаты и узлы, повышающие их энергетические и экономические показатели. На рис. 15.40 показана конструктивная схема двухвального ГТД с теплообменником. Теплообменник позволяет повысить экономичность работы двигателя (снизить удельный расход топлива).

Идея применения теплообменника состоит в следующем. Чем выше температура рабочего тела в камере сгорания, тем выше КПД двигателя. Поэтому на практике стремятся повысить температуру рабочего тела в камере сгорания. Однако существует предел повышения этой температуры, обусловленный термической прочностью материалов деталей камеры сгорания и лопаток турбины. Для повышения температуры единицы массы рабочего тела в камере сгорания от исходного значения (после компрессора) до предельного значения $T_{\text{пред}}$ требуется сжечь некоторую массу топлива m_1 . Так как выходящие из силовой турбины газы направляются в теплообменник, то идущий от компрессора в камеру сгорания поток воздуха нагревается. До этого воздух нагревается в компрессоре при сжатии. В результате нагрева воздуха в теплообменнике его температура повышается, а поэтому для достижения предельной температуры $T_{\text{пред}}$ рабочего тела в камере сгорания уже требуется сжечь *меньше* топлива. В этом и состоит смысл применения теплообменников в ГТД.

Термический КПД цикла также зависит от степени повышения давления воздуха за компрессором¹ π_k . Поэтому конструкторы стремятся повысить давление воздуха на выходе из компрессора. Для этого требуется увеличить частоту вращения или диаметр рабочего колеса компрессора. Оба способа имеют ограничения из-за роста инерционных сил, способных разрушить диски рабочих колес компрессоров. Более приемлемым в этом случае является применение многоступенчатого сжатия. Многоступенчатое сжатие дает и другие преимущества.

На рис. 15.41 показана схема трехвального транспортного ГТД с теплообменником (его назначение остается прежним) и охладителя воздуха между ступенями сжатия в компрессоре. При сжатии воздуха в первой ступени компрессора его температура повышается. При сжатии механическая энергия, подводимая к компрессору, превращается в тепловую энергию. Выходя из первой ступени компрессора, воздух поступает в охладитель. Через охладитель в поперечном направлении движется холодный воздух из окружающей среды, который охлаждает воздух, идущий из первой ступени компрессора. Потоки воздуха в охладителе не смешиваются. Следовательно, температура воздуха, идущего во вторую ступень сжатия компрессора, в охладителе понижается, т. е. он охлаждается.

Как известно, тела при охлаждении сжимаются, т. е. их плотность увеличивается. Следовательно, воздух, выходящий из охладителя, будет иметь большую плотность, чем в случае, если бы не было охладителя. Теперь для достижения расчетного давления воздуха на выходе из второй ступени компрессора требуется затратить меньше механической энергии, получаемой в результате преобразования тепловой энергии в турбине $TK - 2$. В этом случае требуется сжечь меньше топлива в основной камере сгорания.

Выше были рассмотрены лишь с качественной стороны процессы, протекающие в различных транспортных ГТД. Реально очень много факторов влияют на эффективность работы ГТД. В определенных условиях эти

¹ См. выражение (9.181).

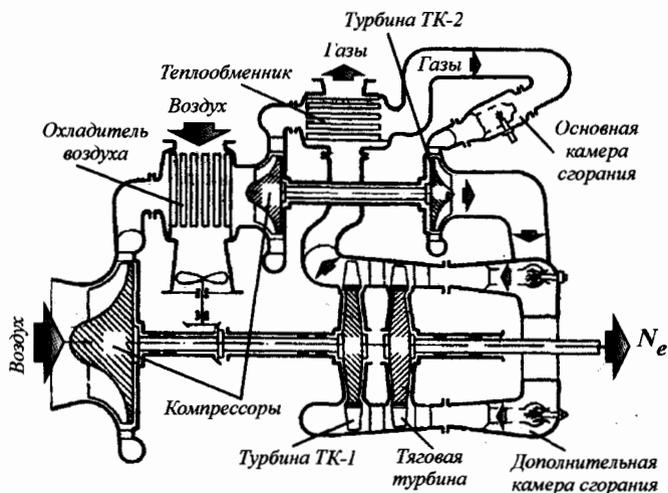


Рис. 15.41. Конструктивная схема трехвального ГТД

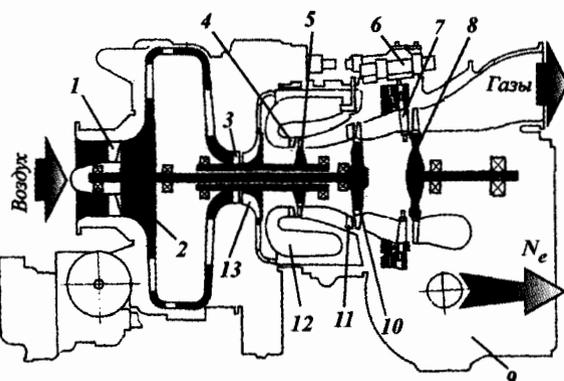


Рис. 15.42. Конструктивная схема трехвального ГТД

факторы могут быть решающими при принятии решения на использование ГТД в той или иной установке.

На рис. 15.42 приведена конструктивная схема трехвального ГТД-1250, применяемого в составе силовой установки танка Т-80У.

Под действием разрежения, создаваемого компрессором 2 первой ступени, воздух поступает в двигатель. В неподвижном направляющем аппарате¹ (ННА) 1 воздух закручивается в сторону вращения колеса компрессора. На выходе из рабочего колеса компрессора 2 первой ступени установлен лопаточный диффузор, в котором движущийся воздух тормозится. Давление воздуха в диффузоре возрастает. Из первой ступени компрессора воздух поступает во вторую ступень компрессора 13, проходя через ННА 3. В ННА воздух снова закручивается в сторону вращения колеса компрессора 13. За колесом 13 также установлен диффузор. В двухступенчатом компрессоре

¹ См. гл. 7 части 1 пособия.

воздух сжимается почти в 11 раз ($\pi_k = 11$). Из второй ступени компрессора воздух поступает в камеру сгорания 12, где смешивается с топливом. Топливо в камеру сгорания подается через форсунки (18 шт.). При сгорании топлива в камере сгорания 12 рабочее тело сильно нагревается и поступает в сопловой аппарат 4 турбины 5, приводящей в движение колесо 13 второй ступени компрессора, называемой ступенью *высокого* давления. Турбину 5 называют турбиной компрессора высокого давления. В сопловом аппарате 4 рабочее тело (смесь газов) частично расширяется. Кинетическая энергия газового потока увеличивается.

Из турбины 5 газ поступает на лопатки 11 соплового аппарата турбины 10 компрессора первой ступени, называемой ступенью *низкого* давления. В сопловом аппарате 11 рабочее тело второй раз расширяется. Турбина 10 приводит в движение рабочее колесо 2 компрессора низкого давления (первой ступени).

Из турбины 10 рабочее тело поступает на лопатки *тяговой* турбины 8, проходя *регулируемый* сопловой аппарат (РСА) 7. Лопатки РСА могут синхронно поворачиваться вокруг своей осей. Конструктивно предусмотрены три положения лопаток РСА:

- лопатки направляют газовый поток на вогнутый профиль лопаток тяговой турбины 8. В этом случае газовый поток вращает турбину 8, которая через редуктор 9 и трансмиссию приводит в движение машину (тяговый режим);
- лопатки направляют газовый поток на выпуклую часть лопаток турбины 8, вызывая ее торможение (тормозной режим);
- лопатки направляют газовый поток через турбину 8 в осевом направлении. Газ почти не движется по криволинейному профилю лопаток турбины 8, а свободно проходит по межлопаточным каналам (нейтральный режим). В этом случае турбина 8 и не тормозится, и не приводит в движение машины.

Лопатками РСА управляет водитель с помощью специального гидромеханизма 6.

Первый режим работы РСА (тяговый режим) обеспечивает движение машины. Второй режим (тормозной режим) обеспечивает торможение машины с помощью двигателя. ГТД, в отличие от поршневого двигателя, не способен переходить в тормозной режим. Это обусловлено отсутствием механической связи тяговой турбины 8 с компрессором. Поэтому при движении на спуске турбина 8 может свободно вращаться, в результате чего машина будет самопроизвольно ускоряться. Частое пользование механическими тормозами приводит к быстрой утомляемости водителя. Поэтому с помощью гидромеханизма 6 привода РСА 7 водитель принудительно переводит тяговую турбину 8 в тормозной режим работы.

Сопловые аппараты 4 и 11 нерегулируемые. Рабочие колеса 2 и 13 компрессора центробежного типа имеют ННА и ВНА. Все три турбины 5, 8 и 10 осевого типа.

Внутри лопаток соплового аппарата 4 подается воздух от компрессора высокого давления. Подача воздуха необходима для охлаждения лопаток.

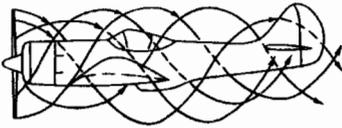


Рис. 15.43. Действие воздушно-го потока за вращающимся воздушным винтом

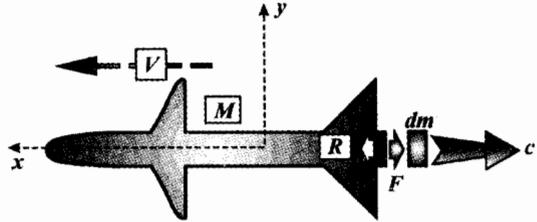


Рис. 15.44. Схема возникновения реактивной силы

Через специальные отверстия воздух из лопаток 4 выходит в газовый тракт двигателя.

Если поступающий на вход в двигатель воздух принять за 100%, то только 30% обеспечивает сгорание топлива. Остальные 70% воздуха предназначены для охлаждения деталей камеры сгорания 12, дисков турбин 5, 8 и 10. В результате такого повышенного расхода воздуха расходуется большое количество энергии на привод рабочих колес компрессора. При этом средняя температура рабочего тела в цикле ниже, чем в поршневом двигателе. Поэтому КПД ГТД ниже, чем поршневого двигателя.

15.5.2.3. РЕАКТИВНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Как известно, развитие авиации все время шло по пути увеличения скоростей. В течение некоторого промежутка времени авиация перешагнула звуковой барьер, т. е. самолеты стали летать со сверхзвуковой скоростью. Однако такие скорости достичь с винтовым движителем было невозможно. Для увеличения скорости полета требуется увеличение силы тяги, которая зависит от мощности установленного двигателя. При этом не вся мощность газотурбинного двигателя используется винтом полезно, т. е. на создание тяги. Часть мощности двигателя теряется винтом на завихрение воздуха, закрутку отбрасываемой струи (рис. 15.43) и т. д. Оказалось, с ростом скорости полета эти потери увеличиваются из-за сжимаемости воздуха. Винт осложняет задачу двигателя — с ростом скорости его мощность должна увеличиваться еще быстрее. Необходимо было отказаться от винта, чтобы достичь больших скоростей. Но, отбросив винт, нельзя было получить тяговое усилие, движущее самолет. Это заставило ученых и инженеров искать новые схемы движителей, способных обеспечить сверхзвуковые скорости полета. Таким движителем смог стать *реактивный двигатель*.

С помощью такого двигателя создается *реактивная сила тяги*, движущая самолет.

Рассмотрим принцип возникновения реактивной силы. Пусть ракета (рис. 15.44) летит со скоростью V в результате истечения газов из его сопла. За бесконечно малый промежуток времени dt из сопла истекает бесконечно малая масса газа dm . До истечения масса газа dm движется с той же скоростью, что и ракета. Эта масса газа относительно корпуса ракеты не движется ($c_0 = 0$). В конце бесконечно малого промежутка вре-

мени скорость истечения бесконечно малой массы газа dm относительно ракеты равна c . Следовательно, импульс массы dm за бесконечно малый промежуток времени dt изменяется на бесконечно малую величину:

$$dP = dm \cdot c. \quad (15.167)$$

Как известно из курса теоретической механики, изменение импульса тела за некоторый промежуток времени равно импульсу силы, действующей на тело в течение этого же промежутка времени. Тогда можно записать:

$$dP = F dt. \quad (15.168)$$

Объединяя выражения (15.167) и (15.168), получим:

$$F dt = dm \cdot c. \quad (15.169)$$

Выражение (15.169) представим в виде:

$$F = \frac{dm}{dt} c. \quad (15.170)$$

Величину dm/dt называют *секундным расходом* массы.

Сила F приложена к элементарной массе dm со стороны ракеты и действует в *отрицательном* направлении оси x системы координат, движущейся вместе с ракетой. Так как сила F действует в *отрицательном* направлении оси x , то выражение (15.170) следует записать со знаком «минус»:

$$F = - \frac{dm}{dt} c. \quad (15.171)$$

В соответствии с третьим законом механики Ньютона, со стороны элементарной массы dm на ракету будет действовать такая же по величине сила R , но противоположно направленная ($R = F$). Силу R называют *реактивной* силой, так как она обусловлена реакцией струи газа.

В соответствии со вторым законом механики Ньютона запишем:

$$R = ma = m \frac{dV}{dt}. \quad (15.172)$$

Так как $R = F$, то, объединив выражения (15.171) и (15.172), получим:

$$m \frac{dV}{dt} = - \frac{dm}{dt} c. \quad (15.173)$$

После преобразований выражение (15.173) примет вид:

$$dV = -c \frac{dm}{m}. \quad (15.174)$$

Проинтегрируем выражение (15.174):

$$\int dV = \int -c \frac{dm}{m} + C; \quad V = -c \ln m + C. \quad (15.175)$$

Определим постоянную интегрирования C . Пусть в начальный момент времени t_0 масса ракеты была равна M , а скорость полета V_0 . Тогда для момента времени t_0 выражение (15.175) будет иметь вид:

$$V_0 = -c \ln M + C; \quad (15.176)$$

$$C = V_0 + c \ln M. \quad (15.177)$$

Подставим выражение (15.177) в выражение (15.175):

$$\begin{aligned} V &= -c \ln m + V_o + c \ln M = c \ln M - c \ln m + V_o = \\ &= c(\ln M - \ln m) + V_o = c \ln \frac{M}{m} + V_o. \end{aligned} \quad (15.178)$$

Возможны два случая полета ракеты:

1. Масса ракеты в полете не изменяется ($M = m = idem$) или изменяется незначительно ($M \approx m \approx idem$). Это возможно в том случае, если отток массы ракеты компенсируется ее притоком. Тогда выражение (15.178) будет иметь вид:

$$V = c \ln \frac{M}{M} + V_o = V_o. \quad (15.179)$$

Подставим в выражение (15.179) выражение (15.176):

$$V = -c \ln M + C. \quad (15.180)$$

Таким образом, выражение (15.180) показывает, что при неизменной массе скорость полета ракеты V будет постоянной и равной начальной скорости ($V = V_o$). Она зависит только от относительной скорости c истечения газов из ее сопла.

2. Масса ракеты в полете уменьшается из-за частичного ее расхода в виде истекающих из сопла газов ($M < m$). В этом случае отношение $M/m > 1$ в выражении (15.178) с течением времени будет увеличиваться до некоторого предельного значения. В этом случае будет увеличиваться величина $\ln M/m$. Скорость полета ракеты V будет непрерывно увеличиваться за счет убыли ее массы.

Первый случай характерен для реактивной авиации, в которой запас топлива в общей массе самолета незначителен (за исключением некоторых случаев). Поэтому скорость полета реактивного самолета определяется в основном скоростью истечения газов из сопла его двигателя.

Второй случай характерен для полета ракет, в которых запас топлива на борту составляет относительно большую величину. Пусть ракета в начальный момент времени имеет массу M . Масса топлива в общей массе ракеты равна m_T . Тогда при полной выработке топлива масса ракеты станет равной $M - m_T$. Тогда максимальная скорость ракеты в конце полной выработки топлива будет равна:

$$V_{\max} = c \ln \frac{M}{M - m_T} + V_o = c \ln r + V_o. \quad (15.181)$$

Пусть движение ракеты начинается из состояния покоя ($V_o = 0$). Тогда выражение (15.181) примет вид:

$$V_{\max} = c \ln r. \quad (15.182)$$

Выражение (15.182) представляет одну из основных формул реактивного движения. Она показывает, что при отсутствии гравитационного поля и сопротивления воздуха максимальная скорость полета ракеты, начинающей свое движение из состояния покоя, зависит только от скорости c истечения газов из сопла и отношения масс r . Когда $r > e = 2.718$ (ос-

нование натурального логарифма), максимальная скорость полета ракеты V_{\max} будет больше скорости c отбрасываемых газов.

Заметим, что формула (15.182) позволяет определить теоретическое значение максимальной скорости, так как она получена без учета влияния на ракету сопротивления воздуха и гравитационного поля (силы тяжести).

При выводе формулы (15.182) не делалось никаких предположений относительно величины тяги и величины ускорения. При движении ракеты в пространстве без тяготения и при отсутствии сопротивления среды тяга реактивного двигателя и ускорение ракеты могут быть большими или малыми, переменными или постоянными: на величине максимальной скорости полета это никак не сказывается. Кроме того, при выводе формулы (15.182) не делалось никаких предположений относительно природы отбрасываемых масс. Важна лишь скорость c , с которой они отбрасываются.

Однако на практике движущееся под действием реактивной силы тело может испытывать противодействие со стороны окружающей среды. Так при полете на реактивный самолет действует сила аэродинамического сопротивления. В этом случае для достижения некоторой скорости полета реактивная сила двигателя должна превышать силу аэродинамического сопротивления. В дальнейшем для обеспечения равномерного полета необходимо, чтобы реактивная сила двигателя была равна силе аэродинамического сопротивления.

Полету ракеты при вертикальном старте препятствует не только сила аэродинамического сопротивления окружающей среды, но и сила тяжести, действующая на нее в поле притяжения Земли.

Принципиально реактивный двигатель может быть проще даже поршневого двигателя. Чтобы лучше понять положительные и отрицательные стороны того или иного реактивного двигателя, будем последовательно приближаться к его рациональной конструкции на основе анализа его возможных конструктивных схем.

На рис. 15.45 показана условная схема простейшего реактивного двигателя. Этот двигатель представляет собой тело переменного сечения. Если это тело перемещается в воздушном пространстве, то в него с некоторой скоростью будет поступать воздух. Входная часть тела представляет расширяющийся канал (диффузор), в котором дозвуковой поток тормозится. Таким образом, при движении воздух в диффузоре будет тормозиться (снижается его скорость), а давление увеличиваться. За расширяющимся каналом расположен сужающийся канал (сопло). В этом канале сжатый в диффузоре воздух будет расширяться до прежнего давления, выбрасываясь из сопла. Учитывая неразрывность газового потока, можно утверждать, что секундный расход воздуха на выходе из двигателя равен секунднему расходу воздуха на входе в него. При выбросе воздуха из сопла создается реактивная сила тяги.

Описанный выше двигатель представляет собой некоторую *идеализацию*. Первоначально двигатель с помощью постороннего источника энергии необходимо разогнать до требуемой скорости. В дальнейшем за счет реактивной силы, создаваемой истекающим из сопла воздухом, двигатель должен самостоятельно поддерживать эту скорость движения. Это возможно

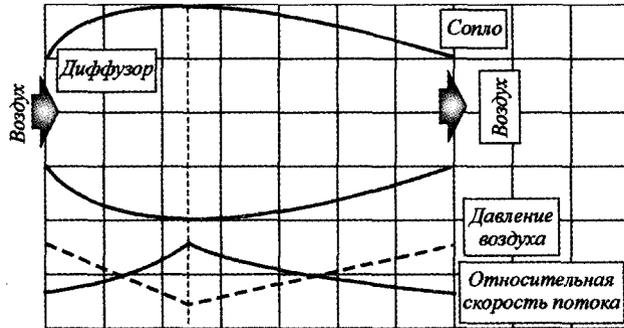


Рис. 15.45. Схема простейшего воздушно-реактивного двигателя

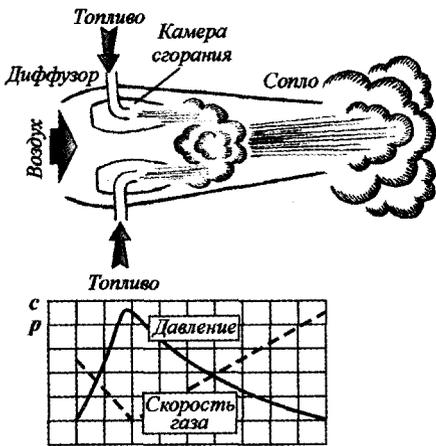


Рис. 15.46. Схема реального прямооточного реактивного двигателя

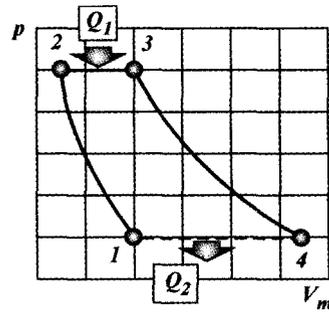


Рис. 15.47. Индикаторная диаграмма прямооточного воздушно-реактивного двигателя

только при отсутствии потерь. Незначительные потери механической энергии приводят к снижению скорости движения двигателя, а вместе с ней снижается давление воздуха в диффузоре и скорость истечения из сопла. Реактивная сила уменьшается, а поэтому движение также прекращается. При этом такой двигатель не способен самостоятельно увеличить скорость движения. В итоге он не способен обеспечить движение летательного аппарата.

Следует заметить, что такой прямооточный воздушно-реактивный двигатель не может обеспечить старт летательного аппарата, так как в неподвижном состоянии он работать не может.

На рис. 15.46 показана конструктивная схема реального *прямоточного воздушно-реактивного двигателя* (ПВРД). При движении двигателя набегающий воздушный поток поступает в диффузор (при дозвуковых скоростях полета), где расширяется. В процессе расширения его скорость уменьшается, а давление — увеличивается. Плотность воздуха также увеличивается. Входу воздуха в диффузор на рабочей диаграмме (рис. 15.47) со-

ответствует точка 1, а выходу воздуха из диффузора соответствует точка 2. Таким образом, в процессе 1–2 происходит *адиабатическое* сжатие воздуха в диффузоре (его удельный объем уменьшается). После диффузора сжатый воздух поступает в камеру сгорания (рис. 15.46). В камеру сгорания подается топливо, которое, смешиваясь с воздухом, сгорает. При сгорании топлива выделяется тепловая энергия, которая сообщается каждой единице массы проходящего воздуха в количестве Q_1 . Температура и внутренняя энергия рабочего тела (смеси газов) увеличивается. При нагревании рабочее тело расширяется (процесс 2–3), т. е. увеличивается удельный объем. В процессе 3–4 (рис. 15.47) происходит адиабатическое расширение рабочего тела в сопле. В результате расширения давление рабочего тела падает до первоначального, а скорость газового потока увеличивается. При этом скорость газового потока на выходе из сопла больше скорости потока воздуха на входе в диффузор. Чем больше скорость газового потока на выходе из сопла, тем больше реактивная сила создается двигателем, тем с большей скоростью может двигаться летательный аппарат. С увеличением скорости полета летательного аппарата увеличивается давление воздуха на выходе из диффузора двигателя. Чем больше воздуха поступает в двигатель, тем больше топлива может сгореть в нем, а поэтому увеличивается скорость истечения газов из сопла. Реактивная сила, движущая летательный аппарат, увеличивается.

Процесс 4–1 (рис. 15.47) является условным (поэтому он показан пунктирной линией). Точка 4 соответствует выбросу газов из реактивного сопла, а точка 1 — поступлению воздуха в диффузор. Следовательно, замыкание цикла работы двигателя происходит путем выпуска газов и впуска воздуха, т. е. через окружающую среду. Выброс из сопла нагретых газов эквивалентен отводу в окружающую среду некоторого количества тепловой энергии Q_2 .

Для полетов со сверхзвуковой скоростью могут применяться прямоточные воздушно-реактивные двигатели несколько иной конструктивной схемы (рис. 15.48). При движении летательного аппарата со сверхзвуковой скоростью с такой же скоростью воздушный поток входит в диффузор, представляющий собой сопло Лавала¹. Сверхзвуковой поток сначала будет тормозиться в сужающейся части канала. Скорость потока воздуха в самой узкой части диффузора равна местной скорости звука. При торможении давление воздуха повышается. В расширяющейся части диффузора происходит дальнейшее торможение газового потока, в результате чего его давление продолжает увеличиваться, а скорость становится *дозвуковой*. После диффузора воздушный поток поступает в камеру сгорания. В камере сгорания происходит смешение топлива с воздухом и его сгорание. Температура и внутренняя энергия газа увеличиваются. Из камеры сгорания газовый поток направляется в комбинированный канал (сопло Лавала). В сужающейся части сопла газовый поток в результате расширения ускоряется и в *минимальном* сечении его скорость становится равной местной скорости звука. В дальнейшем расширение газа происходит уже в расширяющейся

¹ См. гл. 7 части 1 пособия.

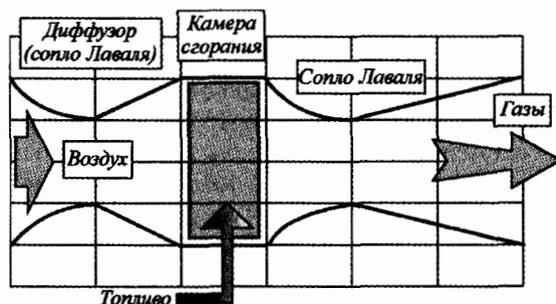


Рис. 15.48. Конструктивная схема сверхзвукового прямоточного воздушно-реактивного двигателя

части сопла Лавалья. Скорость газового потока становится *сверхзвуковой*. С этой скоростью газ истекает из сопла.

Таким образом, прямоточные воздушно-реактивные двигатели могут быть дозвуковыми и сверхзвуковыми.

Основными достоинствами прямоточного воздушно-реактивного двигателя являются:

- простота конструкции;
- малая масса;
- высокая надежность.

Однако ему присущи и недостатки, смысл которых заключается в следующем. Для пуска двигателя требуется придать ему некоторую начальную скорость. Это может быть достигнуто только в том случае, если для разгона использовать посторонний источник энергии. Для этого может быть использован, например, твердотопливный или иной ускоритель.

При дозвуковых скоростях полета летательного аппарата давление воздуха в диффузоре увеличивается в несколько раз, что недостаточно для создания большой силы тяги (реактивной силы). Когда скорость полета летательного аппарата дозвуковая, то при ее увеличении в два раза давление воздуха в диффузоре увеличивается в четыре раза. Но все же, когда скорость полета меньше скорости звука, то увеличение давления воздуха в диффузоре (рис. 15.46) незначительно.

Когда скорость полета становится больше скорости звука, то влияние скоростного напора на работу прямоточного воздушно-реактивного двигателя может стать уже качественно иным. При скорости полета, превышающей скорость звука в два раза, теоретически давление воздуха в диффузоре (рис. 15.48) может увеличиться в семь раз. Если скорость летательного аппарата превышает скорость звука в три раза, то давление в диффузоре теоретически может увеличиться уже в 36 раз, а при четырехкратной скорости полета — почти в 150 раз.

Казалось, по мере борьбы за скорость полета двигатель летательного аппарата конструктивно должен все время усложняться. А здесь при высоких скоростях полета можно обойтись применением двигателя простейшей конструкции. При сверхзвуковых скоростях полета (3...4)М прямоточный воздушно-реактивный двигатель не имеет себе равных во

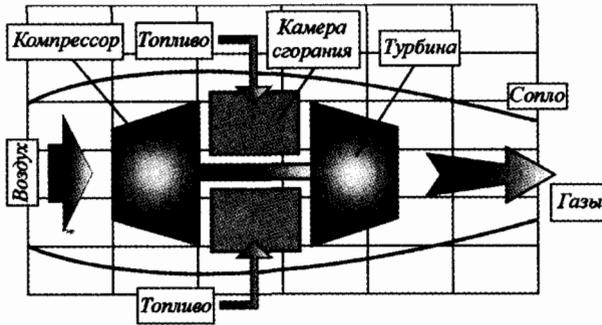


Рис. 15.49. Конструктивная схема турбореактивного двигателя

всем многочисленном семействе реактивных двигателей: он способен развивать *наибольшую* тягу на килограмм своей массы и вместе с тем меньше всех остальных расходовать топлива на единицу развиваемой силы тяги. Расчеты показывают, что прямоточный воздушно-реактивный двигатель диаметром в 1 метр способен при скорости $V = 4000 \dots 5000$ км/ч развивать тягу примерно 1500000 Н, расходуя в восемь раз меньше топлива, чем жидкостный ракетный двигатель¹ (это единственный двигатель другой конструкции, способный обеспечить такую скорость полета). Поэтому прямоточный воздушно-реактивный двигатель по праву считают двигателем завтрашнего дня.

Конечно, несмотря на отмеченную выше конструктивную простоту ПВРД, в действительности он гораздо сложнее, а рабочий процесс в таком двигателе ставит труднейшие задачи перед учеными и конструкторами. К числу таких проблем относятся, например, торможение в диффузоре набегающего со сверхзвуковой скоростью потока воздуха, сгорание топлива, подаваемого в сверхзвуковой поток воздуха, регулирование двигателя.

Самая высокая эффективность двигателя достигается в определенном диапазоне скоростей. Поэтому ПВРД заранее проектируют на определенный диапазон скоростей полета.

Наибольшее распространение получили сверхзвуковые ПВРД (в ракетной технике).

В области дозвуковых скоростей полета наиболее эффективным является турбореактивный двигатель (ТРД), конструктивная схема которого показана на рис. 15.49. Основным элементом конструкции двигателя является газогенератор, включающий в себя:

- компрессор;
- турбину, приводящую в движение компрессор;
- камеру сгорания, в которой происходит смешение топлива с воздухом и его сгорание.

Такой двигатель позволяет создать реактивную силу даже в неподвижном состоянии. Если летательный аппарат движется, то на двигатель набегают поток воздуха. Первоначальное сжатие воздуха происходит в

¹ Этот двигатель рассматривается в дальнейшем.

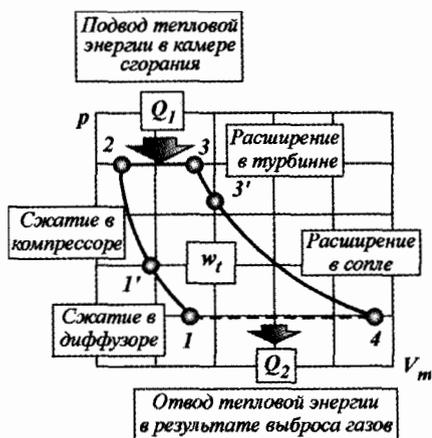


Рис. 15.50. Индикаторная диаграмма рабочего цикла идеализированного ТРД

диффузоре (рис. 15.49) за счет торможения потока (в данном случае поток дозвуковой). Процесс сжатия воздуха изображен линией 1–1' на индикаторной диаграмме (рис. 15.50). В дальнейшем адиабатное сжатие воздуха происходит в компрессоре (линия 1'–2). Сжатый воздух из компрессора поступает в камеру сгорания, в которую также поступает топливо. Топливо, смешиваясь с воздухом, сгорает, в результате чего выделяется тепловая энергия. Температура и внутренняя энергия рабочего тела (смеси газов) увеличиваются. В результате нагрева рабочее тело расширяется (процесс 2–3), в результате чего увеличивается его удельный объем V_m . Давление рабочего тела в камере сгорания остается постоянным ($p \approx idem$). Из камеры сгорания рабочее тело поступает на лопатки турбины, где также адиабатно расширяется (процесс 3–3'). Расширение газа в ступенях турбины происходит только частично, чтобы получить на валу достаточное для привода компрессора количество механической энергии. Дальнейшее расширение рабочего тела происходит в реактивном сопле (процесс 3'–4). Расширение рабочего тела в сопле происходит до давления окружающей среды. В этом случае на выходе из сопла получается максимальная скорость истечения рабочего тела.

Как известно, полет летательного аппарата может происходить на различных высотах. Давление окружающей среды с высотой уменьшается. Поэтому скорость истечения газов с увеличением высоты полета может увеличиваться, что приведет к увеличению реактивной силы тяги. Давление окружающей среды уменьшается также и на входе в реактивный двигатель. Это может привести к уменьшению давления на выходе из компрессора. Однако, увеличивая скорость полета, можно увеличить давление набегающего потока воздуха на входе в компрессор, и тем самым повысить его давление на выходе из компрессора.

На рис. 15.51 показана расчетная схема турбореактивного двигателя. Показанные сечения разграничивают следующие элементы двигателя:

- $a-a$ — сечение на входе в двигатель;
- $1-1$ — сечение на входе в компрессор;
- $2-2$ — сечение на выходе из компрессора;

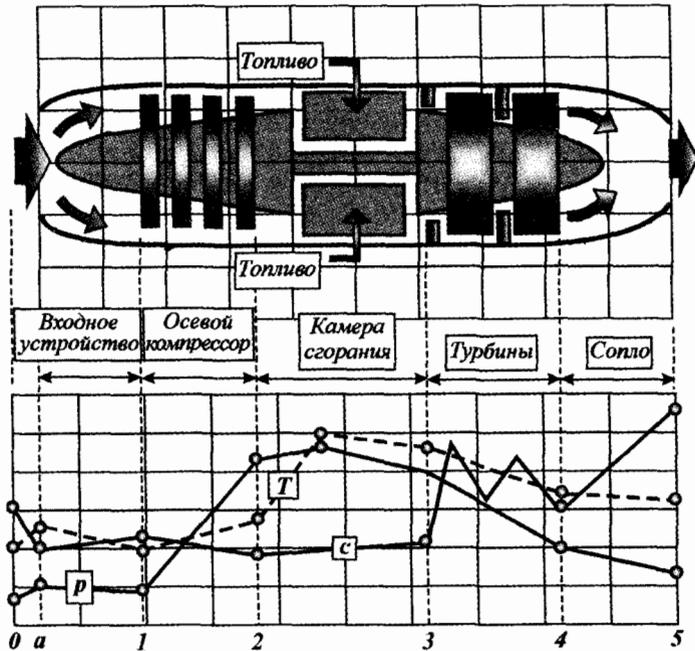


Рис. 15.51. Схема турбореактивного двигателя и изменение параметров воздуха и газа по его тракту

- 3-3 — сечение перед газовой турбиной;
- 4-4 — сечение за газовой турбиной;
- 5-5 — сечение на выходе из двигателя;
- 0-0 — сечение в невозмущенном потоке перед двигателем (слева от этого сечения область невозмущенного потока, справа — область, в которой на параметры состояния и скорость воздуха сказывается присутствие двигателя).

Входное устройство подводит воздушный поток к компрессору и частично преобразует кинетическую энергию набегающего потока воздуха в потенциальную энергию давления, т. е. осуществляет предварительное сжатие воздуха за счет использования скоростного напора. Подобное скоростное сжатие приобретает особое значение при больших сверхзвуковых скоростях полета. Скоростное сжатие воздуха, происходящее во входном устройстве (участок 0-1), сопровождается повышением давления и температуры и уменьшением скорости воздуха. Обычно канал между сечениями а и 1 несколько суживается, поэтому на этом участке скорость воздуха увеличивается, а давление и температура уменьшаются. Это способствует выравниванию поля скоростей и давлений на входе в компрессор.

Далее воздух сжимается в многоступенчатом компрессоре. Величина давления на выходе из компрессора определяется величиной степени повышения давления (у некоторых компрессоров $\pi_k = 15 - 20$), скорость воздуха равна 100...150 м/с, температура воздуха при сжатии повышается примерно на 250...300°С.

Сжатый во входном устройстве и компрессоре воздух поступает в камеру сгорания. В камере сгорания происходит образование топливо-воздушной смеси, ее воспламенение и непрерывное горение. При пуске двигателя эта смесь воспламеняется специальным устройством и в дальнейшем поддерживается горение имеющимся факелом.

В камере сгорания температура газов сначала возрастает, а затем снижается на выходе до 1200...1300 К. Давление газа при движении по камере снижается на 4...8% из-за гидравлических сопротивлений. Падению давления способствует ускорение газа, вызванное его подогревом. Для того, чтобы обеспечить устойчивое горение топлива скорость воздуха на входе в камеру сгорания с помощью конструктивных мероприятий (расширения канала) снижают до 60...80 м/с. Скорость газового потока на выходе из камеры сгорания достигает 150...200 м/с.

Газовый поток из камеры сгорания поступает в газовую турбину, где газ расширяется, вращая рабочее колесо. Сначала газ поступает в сопловой аппарат, где его давление и температура снижаются, а скорость увеличивается до 600...800 м/с. На рабочем колесе продолжается расширение газа, вследствие чего уменьшается его давление и температура. Кинетическая энергия газового потока частично превращается в механическую энергию вращения турбины. Скорость газового потока на выходе из колеса уменьшается до 300...400 м/с. Расширение газа в турбине осуществляется до давления, существенно превышающего давление окружающей среды. Окончательное расширение газов должно произойти в реактивном сопле, в котором потенциальная энергия газа (он еще находится в сжатом состоянии, подобно пружине) преобразуется в кинетическую (возрастает скорость газового потока).

С целью снижения гидравлических потерь в газовом тракте перед соплом осуществляется некоторое торможение потока, сопровождающееся уменьшением его скорости и повышением давления и температуры.

При расширении газа в реактивном сопле температура и давление газа уменьшаются, а скорость увеличивается, достигая на выходе из сопла значений 550...650 м/с при работе двигателя у земной поверхности. В полете при обеспечении полного расширения газа его скорость на выходе из сопла может достигать и больших значений. Это обусловлено тем, что давление окружающей среды с высотой уменьшается, а поэтому увеличивается степень расширения газов в сопле. Температура газа на выходе из сопла достигает значений 750...850 К. В случае, если газ в сопле расширился не полностью, температура его приближается к верхней границе.

Термический КПД идеализированного цикла ТРД (рис. 15.50) можно определить по формуле:

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{w_t}{Q_1}. \quad (15.183)$$

Он показывает, какая часть подведенной к воздуху тепловой энергии расходуется на увеличение кинетической энергии газового потока. Этот КПД оценивает лишь один вид потерь тепловой энергии, существующий в идеализированном цикле — потери тепловой энергии в соответствии со вторым законом термодинамики.

В идеализированном ТРД удельная термическая работа w_t расходуется на увеличение кинетической энергии газового потока, протекающего через двигатель.

Действительный цикл существенно отличается от идеального. В нем существуют различного рода тепловые, гидравлические и механические потери. В действительном цикле рабочим телом является не воздух, а газ, теплоемкость которого не является постоянной величиной.

На рис. 15.52 показана индикаторная диаграмма действительного цикла ТРД. Там же для сравнения пунктиром изображен идеальный цикл. В обоих циклах степень повышения давления

$$\pi_k = \frac{p_2}{p_0}$$

и подводимая к рабочему телу тепловая энергия Q_1 приняты одинаковыми.

Процесс сжатия воздуха во входном устройстве (0-1) и в компрессоре (1-2) показан кривой 0-2 — политропой, идущей круче адиабаты. Объясняется это тем, что в реальном двигателе сжатие воздуха сопровождается гидравлическими потерями, способствующими нагреву воздуха.

Подвод тепловой энергии в камере сгорания (2-3) в реальном двигателе происходит не при постоянном, а при уменьшающемся давлении. Падение давления в камере сгорания объясняется наличием гидравлических сопротивлений. Кроме того, давление понижается из-за некоторого увеличения скорости газа.

Процессы расширения газа в газовой турбине и реактивном сопле (3-5) также отличаются от процессов расширения в идеальном цикле. В реальном цикле процессы расширения газа протекают при наличии гидравлических сопротивлений, вызывающих подвод тепловой энергии к газовому потоку. В результате трения газа о стенки канала механическая (кинетическая) энергия потока преобразуется в тепловую энергию. Поэтому процессы расширения газа в турбине и сопле не адиабатные, а политропные.

Отвод тепла в атмосферу (холодильник) протекает по линии (5-0), отражающий изобарный процесс, происходящий вне двигателя.

В действительном цикле расширение газов происходит в камере сгорания, турбине и сопле. Удельная работа расширения w в некотором масштабе выражена площадью $nm235n$. Работа сжатия воздуха изображается площадью $nm20n$.

Если из работы расширения газа w_p вычесть работу сжатия $w_{сж}$, то получим *индикаторную* работу w_i действительного цикла:

$$w_i = w_p - w_{сж}. \quad (15.184)$$

На рис. 15.52 индикаторная работа изображена площадью 02350.

В действительном цикле учтены все потери тепловой энергии, к которым кроме потерь тепловой энергии в соответствии с вторым законом

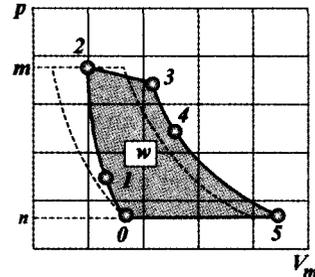


Рис. 15.52. Индикаторная диаграмма действительного цикла ТРД

термодинамики относятся также потери тепловой энергии на нагревание стенок и из-за неполноты сгорания топлива, а также диссоциации продуктов сгорания. Поэтому индикаторная работа в действительном цикле меньше термической работы в идеализированном цикле.

Индикаторная работа расходуется в ТРД на увеличение кинетической энергии газового потока, а также на преодоление гидравлических сопротивлений в элементах двигателя, на трение в подшипниках опор и привод различных агрегатов.

Таким образом, на приращение кинетической энергии газового потока в реактивном сопле расходуется только часть индикаторной работы, называемой *эффективной* работой w_e . Эту работу можно получить, если из индикаторной работы вычесть работу w_r , затрачиваемую на преодоление гидравлических сопротивлений. Потерями механической энергии в подшипниках и на привод агрегатов можно пренебречь ввиду их малости.

Эффективная работа цикла ТРД определяется по формуле:

$$w_e = w_i - w_r. \quad (15.185)$$

Основным параметром, характеризующим ТРД как силовую установку летательного аппарата, является *сила тяги* P . Она является исходным показателем при определении летно-технических характеристик самолета, а также при оценке степени совершенства конструкции двигателя.

Реактивную силу тяги P ТРД можно определить по изменению кинетической энергии газового потока, проходящего через двигатель.

Пусть самолет летит со скоростью c_0 . Следовательно, с такой скоростью воздух будет входить в двигатель. Пусть за 1 секунду в двигатель входит m_c [кг/с] воздуха. Из реактивного сопла газы выходят с *относительной* скоростью c_5 (точка 5; рис. 15.52). За 1 секунду из двигателя через реактивное сопло выходит m_r [кг/с] газов. Таким образом, с воздухом на входе в двигатель в течение 1 секунды вносится следующее количество кинетической энергии:

$$E_{\text{вх.}} = \frac{m_c c_0^2}{2}. \quad (15.186)$$

Так как газовый поток в реактивном сопле движется с относительной скоростью c_5 , то его кинетическая энергия равна:

$$E_{\text{вых.}} = \frac{m_r c_5^2}{2}. \quad (15.187)$$

Следовательно, в течение 1 секунды кинетическая энергия газового потока в двигателе увеличивается на величину:

$$\Delta E = E_{\text{вых.}} - E_{\text{вх.}} = m_r \frac{c_5^2}{2} - m_c \frac{c_0^2}{2}. \quad (15.188)$$

Следует заметить, что величина m_r включает в себя как расход воздуха, так и расход топлива в течение 1 секунды. Расход топлива двигателем в течение 1 секунды незначительный, а поэтому можно положить $m_r \approx m_c$. В этом случае выражение (15.188) примет вид:

$$\Delta E = E_{\text{вых.}} - E_{\text{вх.}} = m_c \frac{c_5^2}{2} - m_c \frac{c_0^2}{2} = m_c \left(\frac{c_5^2 - c_0^2}{2} \right). \quad (15.189)$$

Выражение (15.189) позволяет определить изменение кинетической энергии газового потока в двигателе в течение 1 секунды (в выражении используются секундные расходы газа через входное и выходное сечение двигателя).

Кинетическая энергия ΔE , запасенная в двигателе потоком газа, не вся преобразуется в тяговую работу, часть ее теряется. Эти потери связанные с выходной скоростью. Относительно поверхности Земли выходящие из двигателя газы движутся с абсолютной скоростью $C = c_5 - c_0$. Следовательно, газовый поток выносит через сопло часть кинетической энергии:

$$\Delta E_{\text{пот}} = m_c \frac{(c_5 - c_0)^2}{2}. \quad (5.190)$$

Следовательно, энергия, затрачиваемая на движение летательного аппарата в течение 1 секунды, равна:

$$\begin{aligned} W &= \Delta E - \Delta E_{\text{пот}} = m_c \left(\frac{c_5^2 - c_0^2}{2} \right) - m_c \frac{(c_5 - c_0)^2}{2} = \\ &= m_c \left(\frac{c_5^2 - c_0^2}{2} - \frac{c_5^2 - 2c_5c_0 + c_0^2}{2} \right) = m_c \frac{c_5^2 - c_0^2 - c_5^2 + 2c_5c_0 - c_0^2}{2} = \\ &= m_c \frac{2c_5c_0 - 2c_0^2}{2} = m_c c_0 (c_5 - c_0). \end{aligned} \quad (5.191)$$

Эта энергия используется на перемещение летательного аппарата в течение 1 секунды. Работа¹, совершаемая в течение 1 секунды, в физике называется *мощностью*. Мощность определяется по формуле:

$$N = P c_0, \quad (5.192)$$

где P — сила тяги, создаваемая ТРД; c_0 — абсолютная скорость полета самолета.

Объединив выражения (15.188) и (15.189), получим:

$$P c_0 = m_c c_0 (c_5 - c_0).$$

Окончательно получаем выражение для определения реактивной силы тяги двигателя:

$$P = m_c (c_5 - c_0). \quad (5.193)$$

Сила тяги P реактивного двигателя измеряется в *ньютон*ах:

$$\left[\frac{\text{кг м}}{\text{с}} \right] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \right] = [\text{Н}].$$

В случае неполного расширения газов в реактивном сопле уравнение для определения силы тяги P будет иметь вид:

$$P = m_c (c_5 - c_0) + f_5 (p_5 - p_n), \quad (5.194)$$

где f_5 — площадь сопла на выходе; p_5 — давление газа на выходе из сопла; p_n — давление окружающей среды.

Скорость истечения газа на выходе из сопла при неполном расширении всегда меньше той скорости, которую имел бы газовый поток на выходе в

¹ Правильнее, количество энергии в механической форме, которым обмениваются тела в результате взаимодействия.

случае полного расширения, поэтому и первый член в выражении (15.194) меньше того же члена в уравнении (15.193). Второй член в выражении (15.194) не компенсирует уменьшения первого члена, а поэтому тяга двигателя в случае неполного расширения газа всегда меньше тяги, развиваемой ТРД при полном расширении.

Расход газа на выходе m_T всегда больше расхода воздуха m_c на входе в двигатель на величину расхода топлива:

$$m_T = m_T - m_c. \quad (15.195)$$

Представим выражение (15.195) в ином виде:

$$m_T = m_T + m_c = m_c \left(\frac{m_T}{m_c} + 1 \right). \quad (15.196)$$

Для турбореактивных двигателей без форсажной камеры величина m_T/m_c не превышает значений 0.015...0.02.

На основании выражения (15.193) можно заключить, что сила тяги реактивного двигателя увеличивается при:

- увеличении секундного расхода газа (воздуха) m_c через двигатель;
- увеличении скорости истечения газа c_5 из сопла при неизменной скорости полета c_0 ;
- уменьшении скорости полета c_0 и неизменной скорости c_5 истечения газов из сопла.

На рис. 15.51 показан однороторный турбореактивный двигатель, который применяется в самолетах с дозвуковыми скоростями полета. Ротор такого двигателя состоит из механически связанных между собой роторов компрессора и турбины, образующих ротор турбокомпрессора. Такой двигатель имеет дозвуковой воздухозаборник, с помощью которого воздух подводится к компрессору. Компрессор, как правило, применяется осевой, реже — центробежный. Газовая турбина имеет от одной до трех ступеней. Выходное сопло двигателя является дозвуковым (представляет собой сужающийся канал) нерегулируемым.

Двухроторный ТРД (рис. 15.53) имеет два последовательно расположенных компрессора низкого и высокого давления (КНД и КВД), роторы которых приводятся во вращение кинематически не связанными между собой турбинами. Двигатель такой схемы обладает рядом важных достоинств по сравнению с однороторным двигателем:

- он не нуждается в средствах специальной механизации и автоматизации, обеспечивающих устойчивую работу компрессора на нерасчетных режимах;
- ступени КВД полнее используются для повышения напорности компрессора, так частота вращения КВД может быть больше частоты вращения КНД;
- при запуске двигателя достаточно раскручивать только ротор КВД, поэтому уменьшаются потребная мощность стартера и время запуска;
- дополнительная степень свободы вращения ротора создает благоприятные возможности для улучшения характеристик двигателя путем регулирования вращения роторов по наивыгоднейшим программам.

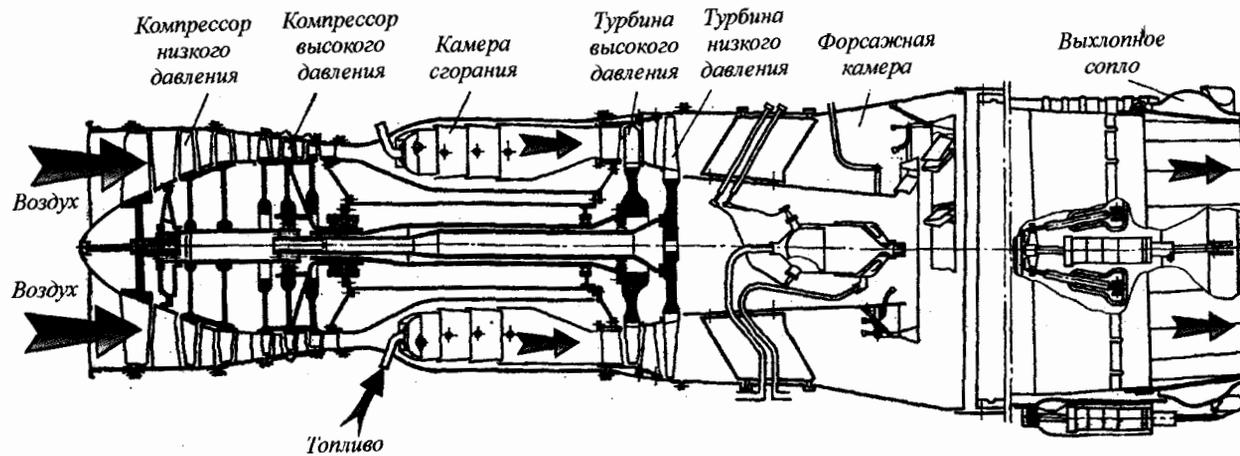


Рис. 15.53. Турбореактивный двигатель с форсажной камерой

Представленные на рис. 15.51 и 15.53 однороторный и двухроторный ТРД являются *одноконтурными*. В них весь воздух, поступающий на вход, сжимается компрессором, затем нагревается в камере сгорания, проходит через турбину и ускоряется в выходном сопле.

Развитие авиации требует увеличения тяги реактивных двигателей. Как отмечалось, выше, тягу можно увеличить путем увеличения секундного расхода воздуха¹ через двигатель или скорости истечения газа из сопла. Увеличить секундный расход воздуха (газа) через двигатель можно простым способом — увеличить диаметральный размер двигателя. В результате этого увеличится площадь поперечного сечения газозоудушного тракта двигателя. Однако этот путь ведет к увеличению не только размеров, но и массы двигателя. При увеличении размеров двигателя увеличивается его лобовое сопротивление, что вызывает отрицательный эффект в полете самолета.

Для увеличения расхода воздуха через двигатель можно было бы убрать из проточной части ТРД компрессор, турбину и другие агрегаты, оставив камеру сгорания. В этом случае газозоудушный тракт освобождается от устройств, создающих сопротивление потоку воздуха. Но это будет возвратом к ПВРД, основные недостатки которого описаны ранее.

С целью уменьшения сопротивления газозоудушного тракта практически все авиационные реактивные двигатели имеют осевые компрессоры, которые по сравнению с центробежным компрессором обеспечивают большие расходы воздуха.

Инженерная практика показала, что силу тяги реактивного двигателя можно значительно повысить только путем увеличения секундного расхода воздуха через него. Если рассуждать логически, то можно прийти к выводу, что для увеличения секундного расхода газа через реактивное сопло необходимо увеличить давление воздуха на выходе из компрессора. В этом случае газы должны больше расширяться на сопле, т. е. их скорость должна увеличиваться.

Однако такой вывод оказывается поспешным. В действительности, если сильнее сжимать воздух в компрессоре, то скорость истечения газа из сопла увеличится незначительно, либо вообще не увеличится, а то и уменьшится. Это объясняется тем, что для большего сжатия воздуха в компрессоре требуется затратить больше механической энергии. В этом случае поток газа должен больше расширяться в ступенях турбины, приводящей во вращение рабочее колесо компрессора. Поэтому падение давления газов на турбине увеличивается. При этом следует заметить, что чем больше сжимается воздух в компрессоре, тем больше должны расширяться газы в ступенях турбины. Может оказаться, что с увеличением давления воздуха после компрессора давление газового потока за турбиной может существенно снизиться. В этом случае снизится также скорость истечения газов из реактивного сопла. Поэтому стремление увеличить сжатие воздуха в компрессорах реактивных двигателей объясняется не стремлением повысить тягу, а стремлением снизить расход топлива на единицу тяги двигателя, т. е. для повышения экономичности двигателя.

¹ Правильнее — путем увеличения расхода газа через реактивное сопло.

Поэтому для повышения скорости истечения газов из реактивного сопла двигателя остается один реальный путь — повышение их температуры. Чтобы увеличить скорость истечения газов в два раза необходимо увеличить их температуру в четыре раза. Например, чтобы увеличить скорость истечения газов с 600 до 800 метров в секунду, т. е. на одну треть, необходимо повысить температуру газов в камере сгорания (перед турбиной) с 850 до 1700°С.

Повышение температуры газов перед турбиной представляет собой существенную проблему, заключающейся в слабости лопаток газовой турбины. Поток газов, вырывающийся из соплового аппарата, нагрет до 900°С и более. Естественно, что лопатки при такой температуре газового потока сильно нагреваются. Их температура всего лишь на 100...150°С ниже температуры газового потока. Самые прочные материалы катастрофически теряют прочность при таком нагреве. Чтобы сохранить огромную прочность при высоких рабочих температурах, лопатки газовой турбины изготавливают из особых жаропрочных сплавов, в которые входят многие ценные и редкие металлы — вольфрам, кобальт, никель, ванадий, ниобий и другие.

В условиях работы газовых турбин проявляется еще одна слабость металла, называемая *ползучестью*, или крипом. Это связано с возникновением относительно больших центробежных сил, действующих на лопатки при их вращении вместе с диском. В современных авиационных ТРД диаметр диска турбины может достигать 1 метра, а частота вращения — несколько десятков тысяч оборотов в минуту. Это приводит к тому, что на лопатки действуют центробежные силы, в десятки тысяч раз превышающие их собственную массу. Под действием такой центробежной силы раскаленная лопатка постепенно удлиняется, сначала медленно, а затем быстрее. В некоторый момент лопатка задевает корпус двигателя и ломается, разрушая, как правило, все остальные. Иногда лопатка разрушается, не задевая корпус двигателя (разрушается).

Понятно, почему дальнейшее повышение температуры газов перед турбиной представляет собой большую проблему. При сгорании керосина (основное топливо для реактивных двигателей) в воздухе температура газов может достигать и даже превышать 2000°С. Чтобы снизить эту температуру до 900...1000°С, к продуктам сгорания приходится добавлять более холодный воздух. Поэтому в реактивных двигателях, как и в обычных ГТД, в процессе окисления топлива участвует только 1/3...1/4 от общего количества воздуха, выходящего из компрессора. Остальная (большая) часть воздуха служит для охлаждения продуктов сгорания топлива.

Повышение температуры газов перед турбиной благоприятно сказывается на характеристиках не только турбореактивных, но и турбовинтовых двигателей, вращающих воздушный винт. При повышении температуры газов перед турбиной приводит к увеличению мощности двигателя и повышению его экономичности (уменьшается расход топлива на единицу мощности двигателя). Этим фактом в настоящее время и объясняется интерес авиационных конструкторов к турбовинтовым двигателям.

Проблема повышения температуры газового потока решается несколькими путями:

- создание более жаропрочных конструкционных материалов для изготовления турбин;
- применение турбин с охлаждаемыми лопатками;
- совершенствование конструктивных схем ТРД.

Первый путь осваивается на протяжении длительного времени развития авиационного двигателестроения, и по мере достижения определенных результатов реализуется в инженерной практике. Второй путь с конструктивной точки зрения значительно усложняет конструкцию турбины, что ведет к удорожанию самого двигателя. Одним из вариантов реализации третьего пути является применение ТРД с *форсажной камерой*. Такая камера в настоящее время является обязательным добавлением почти ко всякому мощному турбореактивному двигателю, установленному на любом высокоскоростном военном самолете.

Устройство форсажной камеры принципиально очень просто. Газы, выходящие из турбины (рис. 15.53), попадают в переднюю часть форсажной камеры, которая крепится к задней части двигателя. Эта часть камеры представляет собой расширяющуюся трубу. Скорость газового потока, движущегося в такой трубе, уменьшается (труба работает как диффузор), а давление соответственно возрастает. Снижение скорости движения газового потока обеспечивает устойчивое горение топлива в форсажной камере, а также снижает гидравлические потери при движении потока вдоль камеры.

Затем поток газа направляется в следующую часть форсажной камеры, которая является камерой сгорания для дополнительного топлива. Здесь установлены топливные форсунки. С помощью форсунок топливо распыляется в форсажной камере. Топливо сгорает в потоке газа, выходящем из турбинной ступени. В этом потоке имеется достаточное для сгорания топлива количество воздуха. Температура газов, поступающих в форсажную камеру, равна примерно $700 \dots 750^\circ\text{C}$.

В форсажной камере в результате сгорания дополнительного топлива температура газового потока значительно увеличивается. Сильно нагретые газы из форсажной камеры поступают в реактивное сопло. В сопле газы расширяются (их давление падает до давления окружающей среды на данной высоте, а объем увеличивается), создавая реактивную силу тяги.

Конструктивно форсажная камера устроена значительно сложнее. Она имеет небольшую массу при значительном увеличении реактивной силы тяги двигателя. Форсажная камера при неподвижном двигателе способна создать тягу, равную одной трети от тяги двигателя без форсажной камеры. В полете с большой скоростью при работе форсажной камеры тяга двигателя может увеличиться почти в два раза.

На рис. 15.54 показана индикаторная диаграмма цикла ТРД с форсажной камерой (обозначается ТРДФ). Площадь фигуры $4-5-6-7$ эквивалентна увеличению работы цикла и удельной тяги ТРДФ.

В результате сгорания топлива в форсажной камере при взлете самолета температура газа увеличивается со значения $T_4 = 900 \dots 1000\text{ K}$ за турбиной до $T_5 = 1900 \dots 2100\text{ K}$ перед выходным соплом двигателя.

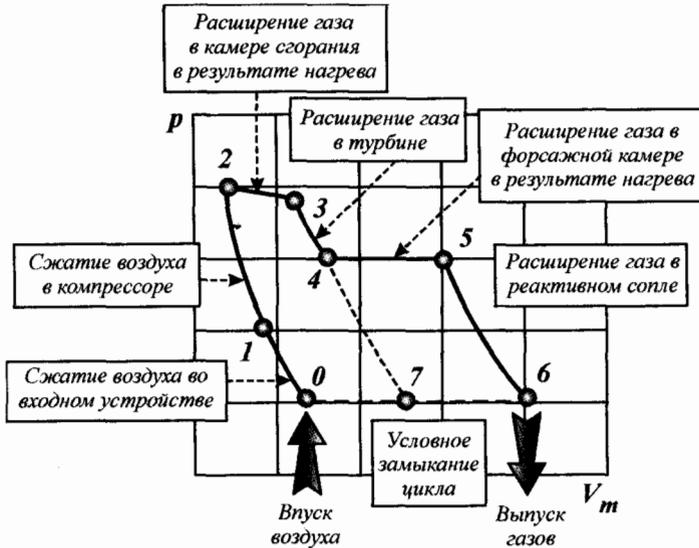


Рис. 15.54. Индикаторная диаграмма цикла ТРДФ

Следовательно, степень подогрева воздуха в форсажной камере равна:

$$\Delta = \frac{T_5}{T_4} = 1.9 \dots 2.3. \quad (15.197)$$

Отношение тяги двигателя на форсажном режиме P_{Φ} к тяге на максимальном режиме P называется *степенью форсирования* двигателя:

$$\phi = \frac{P_{\Phi}}{P}. \quad (15.198)$$

Максимальная степень форсирования ТРДФ в условиях взлета составляет 1.4...1.5. В условиях сверхзвукового полета степень форсирования двигателя существенно возрастает. Например, при скорости полета $M_H = 2.5$ на высоте 11 км и максимальной степени подогрева газа она увеличивается до 2.5.

Использование форсажной камеры при малых скоростях полета экономически нецелесообразно, так как расход топлива увеличивается примерно в два раза. С увеличением числа M полета экономичность ТРДФ улучшается.

Конструктивно ТРДФ отличается от ТРД не только наличием форсажной камеры. Выходное сопло двигателя проектируется по типу сверхзвукового сопла Лавалья с изменяемой площадью критического сечения. На форсажном режиме сопло раскрывается, чтобы при работе форсажной камеры режим работы турбокомпрессорной части сохранился неизменным. Сопло выполняется *двухпозиционным*, если в системе управления двигателем не предусматривается возможность изменения тяги форсажного режима, или *всерезжимным* с плавно или ступенчато изменяемой площадью критического сечения, если требуется изменить величину форсажной тяги в

некотором диапазоне по условиям маневрирования летательного аппарата. Для облегчения пуска двигателя сопло максимально раскрывают.

Форсажная камера имеет самостоятельную систему топливоподачи, автоматического регулирования и управления.

Таким образом, увеличение тяги двигателя с помощью форсажной камеры невыгодно, так как приводит к большому перерасходу топлива. Это связано с тем, что топливо сгорает в форсажной камере при пониженном давлении рабочего тела (газа). Поэтому сколько-нибудь продолжительная работа форсажной камеры недопустима, так как в противном случае дальность полета летательного аппарата существенно снижается. Поэтому форсажная камера служит только для *кратковременного* увеличения силы тяги двигателя. Использование форсажной камеры в авиации позволило преодолеть звуковой барьер.

В ТРДФ воздух сжимается в два этапа: сначала за счет скоростного напора из-за высокой скорости полета самолета, а затем в самом компрессоре. Так, например, при числе Маха $M_H = 2.5$ степень повышения давления воздуха во входном устройстве

$$\pi_{вх} = \frac{p_1}{p_0} \quad (15.199)$$

достигает 12, а полная температура T_1 в 2.25 раза превышает температуру T_H окружающей среды.

Степень повышения давления воздуха в компрессоре равна:

$$\pi_{к} = \frac{p_2}{p_1}. \quad (15.200)$$

Тогда степень повышения давления воздуха в двигателе равна:

$$\pi = \frac{p_2}{p_0} = \frac{\pi_{к} \cdot p_1}{\frac{p_1}{\pi_{вх}}} = \pi_{вх} \cdot \pi_{к}. \quad (15.201)$$

В турбине ТРДФ происходит частичное расширение газа и преобразование кинетической энергии потока газа в кинетическую энергию вращения турбокомпрессора и вспомогательных агрегатов. Давление газа за турбиной остается выше атмосферного. Степень расширения газа в турбине равна:

$$\pi_{т} = \frac{p_3}{p_4}. \quad (15.202)$$

Степень расширения газа в выходном сопле равна:

$$\pi_{с} = \frac{p_5}{p_6}. \quad (15.203)$$

Для полетов со сверхзвуковой скоростью двигатель должен иметь соответствующую конструктивную схему, удовлетворяющую условиям полета. Поэтому ТРДФ, рассчитанные на большую скорость полета, весьма существенно отличаются от первых двигателей, рассчитанных на дозвуковую скорость полета. На рис. 15.55 показана сравнительная схема ТРД, предназначенных для дозвуковых и сверхзвуковых скоростей полета самолетов. Как видно, двигатель для сверхзвукового крейсерского полета со скоростью $M = 3$ должен иметь воздухозаборник с регулируемой геометрией и

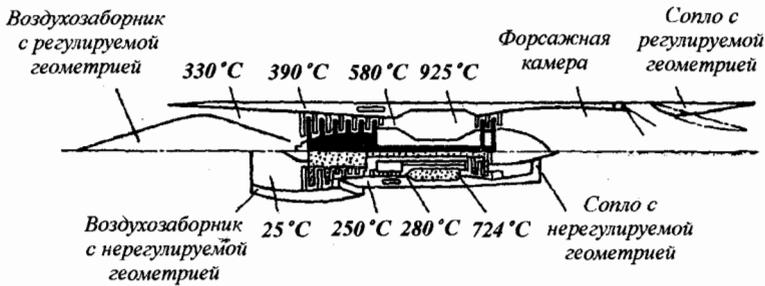


Рис. 15.55. Сравнительная схема изменения параметров рабочего тела в ТРД для дозвуковых и сверхзвуковых полетов

форсажную камеру, без которой такой полет невозможен. На схеме указаны также температуры воздуха и газа в трактах этих двух двигателей.

Сопоставление двигателей различных схем и типов производится по величинам абсолютных и удельных параметров. К абсолютным параметрам относятся:

- сила тяги;
- секундный расход воздуха;
- масса двигателя;
- габаритные размеры (диаметр, длина).

На современных самолетах находят применение ТРД, создающие на максимальном бесфорсажном режиме тягу 1500...15000 Н (двигатели малой тяги), 15000...70000 Н (двигатели средней тяги), 70000...12000 Н и более (двигатели большой тяги). Расход воздуха через двигатели большой тяги может достигать 150...200 кг/с и более, а масса — 2000...3000 кг, диаметральный габарит — 1.2...1.5 м, длина 5...6 м, причем половина этой величины приходится на форсажную камеру. Форсирование повышает тягу в условиях взлета на 30...50%.

Для сравнительной оценки совершенства двигателей применяют относительные величины:

- удельную тягу;
- удельный расход топлива;
- удельную массу двигателя;
- удельную лобовую тягу.

Удельные параметры характеризуют качество конструкций двигателей. Более совершенным является тот двигатель, у которого при прочих равных условиях больше удельная тяга, больше лобовая тяга, меньше расход топлива и меньше удельная масса. В известном смысле величины удельных параметров показывают достигнутый уровень развития двигателестроения.

Абсолютные и удельные параметры двигателей зависят от параметров рабочего процесса, конструктивных параметров, режима работы двигателя, высоты и скорости полета. Поэтому обычно указывают значения, соответствующие работе двигателя на земле при стандартных атмосферных условиях (давление 760 мм рт. ст., температура +15°C).

Удельной тягой двигателя называется величина, численно равная отношению тяги двигателя к секундному расходу воздуха через него:

$$P_{уд} = \frac{P}{m_c}. \quad (15.204)$$

Подставим в выражение (15.204) выражение (15.193):

$$P_{уд} = \frac{m_c(c_5 - c_0)}{m_c} = c_5 - c_0. \quad (15.205)$$

Удельная сила тяги — важная характеристика ТРД, определяющая степень совершенства использования воздуха (газа) в процессе создания тяги. Чем выше удельная тяга, тем меньше при заданной величине тяги потребный расход воздуха через двигатель и тем меньше диаметр и масса двигателя. Меньшие поперечные размеры двигателя позволяют уменьшить площадь поперечного сечения (мидель) фюзеляжа самолета (если двигатель расположен в фюзеляже), или гондол двигателя, если он крепится к крылу. Это приводит к уменьшению лобового сопротивления самолета и потребной силы тяги двигателя, а следовательно, к увеличению дальности и продолжительности полета. Уменьшение массы (силы тяжести) двигателя позволяет увеличить полезную нагрузку самолета.

Для случая работы ТРД на стенде (в неподвижном состоянии) выражение (15.205) будет иметь вид:

$$P_{уд} = c_5, \quad [c_0 = 0]. \quad (15.206)$$

Таким образом, значение удельной силы тяги в этом случае определяется только величиной скорости истечения газа.

Удельная сила тяги современных ТРД достигает значений 600... 800 Н·с/кг.

На величину удельной силы тяги ТРД существенное влияние оказывает суммарная степень сжатия воздуха во входном устройстве и компрессоре. При увеличении π и при постоянных значениях скорости полета $c_0 = idem$ и всех остальных параметров рабочего процесса удельная сила тяги сначала возрастает от нуля до некоторого максимального значения, а затем уменьшается до нуля при некотором достаточно большом значении π (рис. 15.56).

Такой характер изменения $P_{уд}$ объясняется закономерностями изменения полезной работы цикла $w_{ц}$, которая зависит от количества тепловой

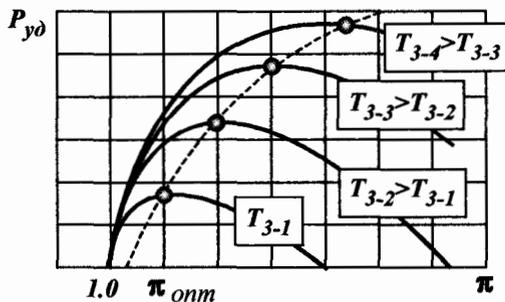


Рис. 15.56. Зависимость удельной тяги ТРД от степени повышения давления воздуха и температуры

энергии q , сообщаемого каждому килограмму проходящего через двигатель воздуха (рабочего тела), и от эффективности преобразования этой энергии в полезную работу. Чем больше воздух сжимается в двигателе (чем больше π), тем больше он нагревается, а поэтому тем больше его температура на выходе из компрессора. Чем больше давление газа (рабочего тела) на выходе из компрессора, тем больше скорость его истечения из реактивного сопла, так как увеличивается степень расширения. Реактивная сила тяги двигателя увеличивается. Так как термическая прочность лопаток турбин ограничена, то температура выходящего из камеры сгорания газа не должна превышать некоторого предельного значения. Поэтому с увеличением температуры воздуха на выходе из компрессора приходится уменьшать подачу топлива в камеру сгорания с целью недопущения превышения предельного значения температуры газа. Чем меньше тепловой энергии подводится к рабочему телу в камере сгорания, тем меньше его расширение (точка 3 приближается к точке 2; рис. 15.52). Индикаторная работа цикла уменьшается. В результате противоположного влияния этих двух факторов удельная сила тяги ТРД вначале возрастает (рис. 15.56), а затем уменьшается.

Значение π , при котором $P_{уд}$ достигает максимального значения, называется оптимальной степенью повышения давления $\pi_{опт}$ рабочего тела в двигателе. При температуре газа перед турбиной ТРД 1200...1400 К и высоте полета более 11 км оптимальные значения степени повышения давления рабочего тела находятся в диапазоне, соответствующем $\pi_{опт} \approx 13 \dots 17$.

Повышение степени подогрева воздуха в камере сгорания в результате повышения температуры T_3 или уменьшения температуры окружающей среды T_0 приводит к значительному повышению удельной силы тяги $P_{уд}$. Штриховая линия на рис. 15.56, соединяющая точки максимумов $P_{уд}$ при различных температурах T_3 , показывает, что чем выше расчетная температура газа перед турбиной двигателя, тем выше оптимальные значения $\pi_{опт}$.

Удельным расходом топлива называется величина $C_{уд}$, численно равная отношению часового расхода топлива G_T к развиваемой двигателем силе тяги P :

$$C_{уд} = \frac{G_T}{P} \left[\frac{\text{кг/ч}}{\text{Н}} = \frac{\text{кг}}{\text{Н} \cdot \text{ч}} \right]. \quad (15.207)$$

Удельный расход топлива характеризует экономичность работы двигателя. Чем меньше $C_{уд}$, тем больше дальность полета самолета при данном запасе топлива.

Подставим в выражение (15.207) выражение (15.204):

$$C_{уд} = \frac{G_T}{m_c P_{уд}}. \quad (15.208)$$

Выражение (15.208) можно записать в виде:

$$C_{уд} = \frac{G_{тс} \cdot 3600}{m_c P_{уд}}, \quad (15.209)$$

где $G_{тс}$ — секундный расход топлива двигателем.

Представим выражение (15.209) в виде:

$$C_{уд} = \frac{H_u G_{тс} \cdot 3600}{H_u m_c P_{уд}}, \quad (15.210)$$

где H_u — низшая теплота сгорания (теплотворная способность) топлива.

Выражение в числителе $H_u G_{тс}$ представляет собой количество тепловой энергии, сообщаемой рабочему телу в камере сгорания в течение 1 секунды.

Представим выражение (15.210) в виде:

$$C_{уд} = \frac{H_u G_{тс}}{m_c} \frac{3600}{H_u P_{уд}}. \quad (15.211)$$

Величина

$$Q_1 = \frac{H_u G_{тс}}{m_c}$$

представляет собой количество тепловой энергии, сообщаемое 1 килограмму рабочего тела (воздуха) в камере сгорания двигателя. Тогда выражение (15.211) можно записать в виде:

$$C_{уд} = \frac{3600 Q_1}{H_u P_{уд}}. \quad (15.212)$$

В расчетах в зависимость (15.212) вводят поправочный коэффициент ξ , учитывающий неполное выделение тепловой энергии в результате сгорания топлива в камере сгорания:

$$C_{уд} = \frac{3600 Q_1}{H_u \xi \cdot P_{уд}}. \quad (15.212')$$

На рис. 15.57 показана зависимость часового расхода топлива двигателем от степени повышения давления воздуха. Если $\pi = 1$, то удельный расход топлива равен бесконечности, так как удельная сила тяги двигателя равна нулю. Это обусловлено тем, что рабочее тело в двигателе имеет то же давление, что и окружающая среда, а поэтому не движется. При увеличении π удельная сила тяги увеличивается, а удельный расход топлива уменьшается. Удельный расход топлива достигает минимума при некоторой экономической степени повышения давления $\pi_{эк}$, которая примерно в 3 раза превышает оптимальную степень повышения давления воздуха $\pi_{опт}$ В

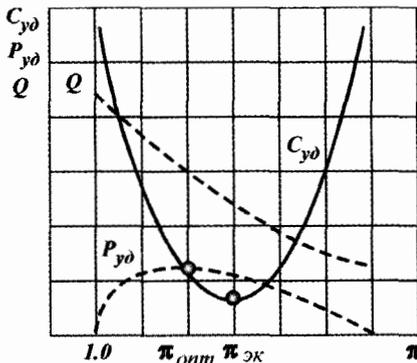


Рис. 15.57. Влияние степени повышения давления воздуха на удельный расход топлива ТРД

двигателе. Как было установлено ранее, при увеличении π уменьшается подвод тепловой энергии к рабочему телу (воздуху) в камере сгорания двигателя. Из-за преобладающего уменьшения удельной силы тяги при увеличении $\pi > \pi_{\text{эк}}$ в дальнейшем удельный расход топлива увеличивается.

Удельной массой двигателя называется величина, численно равная отношению массы двигателя к развиваемой им максимальной силе тяги:

$$m_{\text{уд}} = \frac{m_{\text{дв}}}{P_{\text{max}}} \left[\frac{\text{кг}}{\text{Н}} \right]. \quad (15.213)$$

Удельная масса двигателя зависит в первую очередь от его диаметра (геометрических размеров). Установлено, что удельная масса изменяется приблизительно пропорционально диаметру двигателя.

Минимальные значения удельной массы (0.01... 0.25 кг/Н) достигаются при значениях тяги 20... 30 кН. Удельная масса ТРД большой тяги ориентировочно равна 0.25... 0.35 кг/Н.

Удельной лобовой тягой называется величина, численно равная отношению максимальной тяги двигателя к его лобовой площади:

$$P_{\text{лоб}} = \frac{P_{\text{max}}}{F_{\text{лоб}}}, \quad (15.214)$$

где $F_{\text{лоб}}$ — лобовая площадь двигателя (площадь максимального сечения).

Чем больше $P_{\text{лоб}}$, тем меньше поперечный габаритный размер двигателя. Удельная лобовая тяга современных ТРД достигает значений 80... 100 кН/м² без форсажа и 150 кН/м² с форсажем.

Как было установлено ранее, не вся запасенная газовым потоком кинетическая энергия¹ ΔE используется для движения летательного аппарата. Часть ее в количестве $\Delta E_{\text{пот}}$ теряется с выходными газами, а часть в количестве P_{c_0} используется для движения летательного аппарата. Для количественной оценки степени использования энергии газового потока для движения летательного аппарата вводится понятие тягового КПД.

Тяговым КПД называется величина, численно равная отношению тяговой работы к приросту кинетической энергии потока газов, проходящего через двигатель:

$$\eta_p = \frac{P_{c_0}}{m_c \frac{c_5^2 - c_0^2}{2}}. \quad (15.215)$$

Тяговый КПД показывает, какая часть прироста кинетической энергии расходуется на работу по передвижению самолета в воздухе. Этот КПД оценивает ТРД как движитель, который служит для преобразования прироста кинетической энергии в полезную работу передвижения самолета (летательного аппарата).

Учитывая выражение (15.204), выражение (15.215) можно представить в виде:

$$\eta_p = \frac{P_{\text{уд}} c_0}{\frac{c_5^2 - c_0^2}{2}}. \quad (15.215')$$

¹ См. выражение (15.189).

Подставим в выражение (15.215') выражение (15.205):

$$\begin{aligned}\eta_p &= \frac{(c_5 - c_0)c_0}{(c_5^2 - c_0^2)/2} = \frac{(c_5 - c_0)c_0}{[(c_5 - c_0)(c_5 + c_0)]/2} = \\ &= \frac{2c_0}{c_5 + c_0} = \frac{2}{(c_5 + c_0)/c_0} = \frac{2}{c_5/c_0 + 1}.\end{aligned}\quad (15.216)$$

Из выражения (15.216) следует, что тяговый КПД зависит только от отношения скорости c_5 истечения газового потока из сопла к скорости полета самолета c_0 . Если $c_0 = c_5$ (скорость движения газовой струи относительно земли равна нулю), то тяговый КПД равен 1. Это идеальный случай, при котором отсутствуют потери кинетической энергии газового потока. В этом случае, как показывает зависимость (15.193), двигатель не создает тяговое усилие.

С увеличением отношения c_5/c_0 тяговый КПД двигателя уменьшается. Если $c_0 = 0$ (двигатель работает на месте и тяговой работы не совершает), тяговый КПД равен 0. В этом случае вся кинетическая энергия газового потока остается не использованной. Реально величина тягового КПД может достигать 60...70%.

Оценка потерь энергии в ТРД производится с помощью полного КПД, который представляет собой величину, численно равную отношению тяговой работы к количеству тепловой энергии, внесенной в двигатель с топливом:

$$\eta_m = \frac{Pc_0}{Q_1}.\quad (15.217)$$

Полный КПД учитывает все потери энергии в процессе преобразования тепловой энергии в механическую энергию. При работе на месте ($c_0 = 0$) полный КПД равен нулю. В полете полный КПД может достигать значений 25...30%.

Также как и тяговый КПД, полный КПД тем больше, чем больше скорость полета летательного аппарата. Следовательно, чем с большей скоростью осуществляется полет летательного аппарата, тем лучше используется внесенная в двигатель тепловая энергия.

На рис. 15.58 показан тепловой баланс ТРД. При сгорании топлива в идеальном случае может выделиться 100% энергии в тепловой форме. Однако из-за неполноты сгорания топлива в камере сгорания теряется до 5% тепловой энергии. С выходящими газами теряется до 60...70% тепловой энергии. Таким образом, на увеличении кинетической энергии газового потока идет только 25...35% тепловой энергии, а так как часть кинетической энергии (5...10%) не используется, то на создание тяговой работы приходится только 15...30% из всей возможной тепловой энергии, введенной в двигатель.

При полетах летательных аппаратов с дозвуковой и малой сверхзвуковой скоростями большая часть кинетической энергии потока газа, выходящего из сопла, не используется, так как скорость потока значительно превосходит скорость полета.

При полном использовании кинетической энергии выходящего из сопла двигателя газового потока его абсолютная скорость должна быть равна нулю. Для неподвижного наблюдателя газ должен быть виден неподвиж-

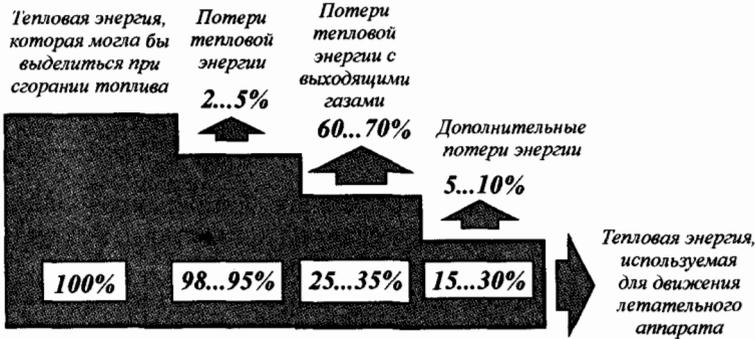


Рис. 15.58. Тепловой баланс ТРД

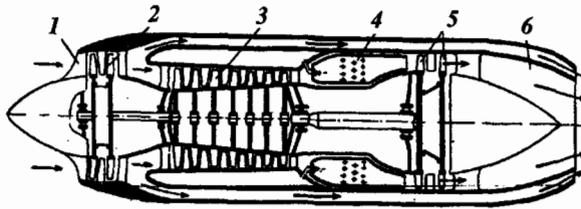


Рис. 15.59. Принципиальная схема двухконтурного ТРДД

ным. На практике неподвижный наблюдатель видит, что газовый поток с некоторой скоростью удаляется с большой скоростью от сопла двигателя летящего самолета, унося тем самым часть кинетической энергии. Поэтому тяговый и полный КПД при этом имеют малые значения, почему и ТРД на дозвуковых скоростях отличаются малой экономичностью. Уменьшить потери кинетической энергии, повысить КПД можно, если ту же располагаемую энергию передать большему по массе газовому потоку, который при этом будет иметь меньшую скорость. На этой идее базируется конструкция двухконтурных турбореактивных двигателей (ТРДД), в которых передача энергии дополнительному количеству газа осуществляется с помощью специальной турбины, вращающей низконапорный компрессор (вентилятор), установленный в кольцевом канале (наружном контуре), охватывающем внутренний контур. Благодаря высокой экономичности на дозвуковых скоростях полета ТРДД получили широкое применение.

Принципиальная схема ТРДД приведена на рис. 15.59.

В этом двигателе турбина 5, кроме компрессора и агрегатов, приводит во вращение вентилятор 2, расположенный в туннеле, который представляет собой кольцевой канал вокруг основного контура. Последний включает в себя входную часть 1, компрессор 3, камеры сгорания 4, турбину 5 и реактивное сопло 6. Кольцевой канал является вторым контуром, через который протекает воздух, получивший ускорение от вентилятора. Вентилятор отличается от нормального воздушного винта более высоким КПД при больших скоростях полета. Как видно на схеме, этот воздух выбрасывается через сопло 6 параллельно основному потоку продуктов сгорания топлива.

Тяговое усилие, развиваемое ТРДД, складывается из силы реакции потока продуктов сгорания и силы реакции воздушного потока из второго контура.

ТРДД имеют преимущества перед авиационными двигателями других типов в диапазоне скоростей полета вплоть до скорости $(2.5 \dots 3.0)M$ и на высотах до 35 км.

ТРДД устанавливаются на истребителях, бомбардировщиках, транспортных самолетах и других летательных аппаратах, летающих как с дозвуковыми, так и со сверхзвуковыми скоростями.

Внутренний контур ТРДД (рис. 15.59) представляет обычный ТРД. Наружный второй контур включает вентилятор (компрессор низкого давления), заключенный в кольцевой канал и сопло. На сжатие воздуха компрессором второго (наружного) контура затрачивается энергия турбины первого контура, в результате чего энергия внутреннего контура передается во внешний контур. Таким образом, первый контур является генератором энергии для второго контура.

Распределение энергии между контурами зависит от отношения расходов газа, протекающих через них. Это отношение называют *степенью двухконтурности* ТРДД:

$$m = \frac{m_{cII}}{m_{cI}}, \quad (15.218)$$

где m_{cII} — массовый расход газа через второй (внешний) контур; m_{cI} — массовый расход газа через первый (внутренний) контур

ТРДД для скоростных самолетов имеет малую степень двухконтурности, порядка $0.5 \dots 1.5$, для тяжелых летательных аппаратов степень двухконтурности ТРДД составляет $2 \dots 5$.

В частном случае можно считать, что ТРД имеет нулевую степень двухконтурности, а у ТВД степень двухконтурности равна бесконечности. Следовательно, ТРДД занимает по параметрам промежуточное положение между ТРД и ТВД.

Двухконтурные ТРДД, обладая основным преимуществом — высокой экономичностью в области дозвуковых скоростей полета, наиболее полно отвечают требованиям пассажирских и транспортных самолетов. К тому же ТРДД обладают меньшим уровнем шума, чем ТРД и ТВД. В тоже время ТРДД отличается от ТРД большей конструктивной сложностью. С целью сокращения длины пробега самолета при посадке ТРДД больших самолетов имеют реверс тяги. Конструкция реверса тяги входит в конструкцию реактивного сопла. Он изменяет направление реактивной струи на встречное направление, чем создается существенный тормозной эффект самолета. Так как, наружный контур в условиях полета создает $75 \dots 85\%$ общей тяги двигателя, то обычно в нем осуществляют реверсирование тяги.

ТРДД различаются расположением компрессора наружного контура, числом валов, устройством выходной системы, наличием и расположением форсажной камеры, наличием редуктора, изменяющего соотношение частот вращения турбины и компрессора. Двигатель, изображенный на рис. 15.59, отличается разделением потоков в контурах и раздельными соплами. В этом двигателе весь поступающий поток воздуха проходит через

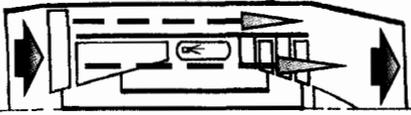


Рис. 15.60. Схема ТРДД с камерой смешения

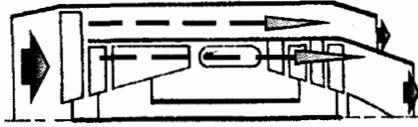


Рис. 15.61. Схема ТРДД с подпорными ступенями

первую группу ступеней компрессора, общую для обоих контуров, после чего разделяется на два потока и идет по контурам.

В двигателе, схема которого приведена на рис. 15.60, имеется общее для обоих контуров сопло. Воздух, прошедший в наружный контур, поступает в камеру смешения, расположенную между турбиной и соплом, где смешивается с выходящим из турбины газовым потоком. Такая схема обеспечивает некоторое повышение силы тяги и снижение удельного расхода топлива на взлете самолета, а также упрощает устройство реверса. Но она требует обеспечения полного смешения потоков при малых потерях в камере смешения, для чего должны быть близкими скорости потоков воздуха и газа и их давления.

В схеме, показанной на рис. 15.61, часть ступеней КНД (они называются подпорными) используется только для сжатия воздуха, поступающего во внутренний контур. Такая схема позволяет на базе одного и того же газогенератора (им является внутренний контур) создавать семейство двигателей с разными параметрами.

По расположению компрессора (вентилятора) наружного контура ТРДД подразделяются на двигатели с передним и задним расположением вентилятора. Первые получили наибольшее распространение.

На рис. 15.62 показан ТРДД с передним расположением вентилятора, который содержит:

- вентилятор с титановыми лопатками 1;
- полые стальные направляющие лопатки 2;
- восьмиступенчатый осевой компрессор низкого давления 3;
- вал 4 передачи крутящего момента к вентилятору;
- шестиступенчатый осевой компрессор высокого давления 5;
- камеру сгорания 6;
- одноступенчатую турбину высокого давления 7 для привода компрессора высокого давления;
- двухступенчатую турбину 8 среднего давления для привода осевого компрессора низкого давления;
- двухступенчатую турбину 9 низкого давления для привода вентилятора.

В ТРДД с задним расположением вентилятора (рис. 15.63) лопатки его расположены на периферии рабочего колеса свободной турбины. Заднее расположение вентилятора усложняет конструкцию двигателя, увеличивает его поперечный габаритный размер. В то же время переднее расположение вентилятора позволяет использовать его не только для сжатия воздуха во внешнем, но и во внутреннем контуре. Лопатки вентилятора отбрасывают посторонние предметы, попадающие в двигатель, предупреждая поломки компрессора внутреннего контура.

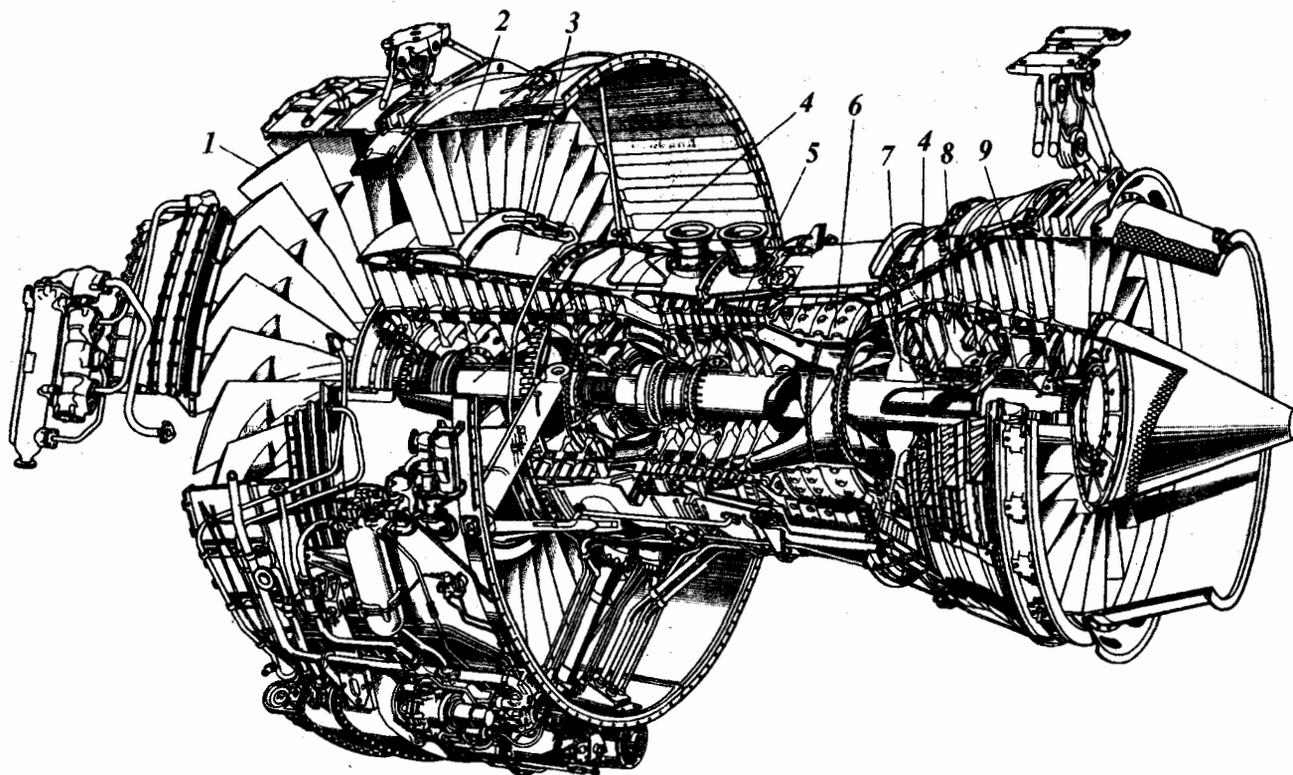


Рис. 15.62. Конструкция ТРДД с передним расположением вентилятора

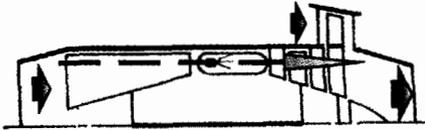


Рис. 15.63. Схема ТРДД с задним расположением вентилятора

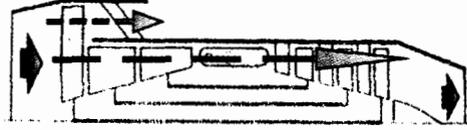


Рис. 15.64. Схема ТРДД с укороченным наружным контуром

ТРДД с укороченным наружным контуром представлен на рис. 15.64. Он выполнен по трехвальной схеме с раздельным выхлопом. Вентилятор приводится турбиной низкого давления, оба компрессора – среднего и высокого давления имеют свои турбины среднего и высокого давления.

ТРДД, предназначенные для сверхзвуковых скоростей полета, имеют форсажные камеры (ТРДДФ). Камера может быть расположена в наружном контуре, или одна общая камера на два контура.

Перспективным является использование в ТРДД тепловой энергии отработавших в двигателе газов для предварительного подогрева воздуха перед подачей его в камеру сгорания. При этом предполагается передавать тепловую энергию выходящих газов внутреннего контура, имеющих высокую температуру и низкое давление, воздуху наружного контура, отличающемуся низкой температурой и относительно высоким давлением.

Трудности применения регенерации тепловой энергии связаны с большой массой и большими габаритными размерами регенератора (теплообменника), засорением его каналов продуктами топлива и масла.

Сверхзвуковые самолеты с ТРДДФ могут достигать скоростей полета, соответствующих числам $M = 2.2 \dots 3.0$.

В последние годы в конструкциях ТРДДФ появились устройства для изменения направления вектора тяги (изменения направления истечения струи газов), что улучшает взлетные свойства и маневренность самолета.

Ниже приведены основные данные технической характеристики ТРДДФ Д-30:

Характеристики	Марка двигателя			
	Д-30КУ (ИЛ-62М)	Д-30КУ-154 I серия (ТУ-154М)	Д-30КУ-154 II серия (ТУ-154М)	Д-30КП (ИЛ-76)
Взлет ($H = 0; M = 0$)				
Тяга, кгс	11000	10500	10500	12000
Удельный расход топлива, кг/(кгс·ч)	0.51	0.498	0.482	0.51
Температура газа на входе в турбину, К	1357	1336	1316	1397
Крейсерский режим ($H = 11$ км; $M = 0.8$)				
Тяга, кгс	2750	2750	2750	2750
Удельный расход топлива, кг/(кгс·ч)	0.71	0.71	0.69	0.71
Диаметр вентилятора, мм	1455	1455	1455	1455
Расход воздуха, кг/с	269	264	269	280

15.5.2.4. РАКЕТНЫЕ ДВИГАТЕЛИ

Как известно, самолеты эксплуатируются на относительно незначительных высотах. Это в первую очередь обусловлено тем, что подъемная сила, удерживающая самолет в горизонтальном полете, создается не двигателем, а аэродинамическим эффектом, возникающим в результате обтекания его корпуса (в основном крыльев) набегающим воздушным потоком. На рис. 15.65 показан профиль крыла самолета в поперечном сечении. При набегающем воздушном потоке на нижнюю плоскость крыла самолета, он изменяет направление своего движения вследствие криволинейного профиля крыла. Нижняя плоскость крыла самолета прикладывает некоторое усилие к набегающему потоку, чтобы изменить направление его движения. В соответствии с третьим законом механики Ньютона со стороны набегающего потока воздуха к крылу самолета по всей плоскости будет приложена некоторая распределенная сила, равнодействующая которой равна R . Разложим по правилу параллелограмма силу R на две составляющие:

- вертикальную R_y , поднимающую самолет;
- горизонтальную R_x , препятствующую полету самолета.

Если вертикальная составляющая R_y больше силы тяжести самолета G , то он будет подниматься, что и происходит при взлете и наборе им высоты. Если вертикальная составляющая R_y меньше силы тяжести самолета G , то он будет снижаться, что и происходит при посадке. При выполнении равенства $R_y = G$ самолет будет находиться в горизонтальном полете.

Таким образом, самолет может осуществлять полет только в окружающей атмосфере. В этом случае упрощается задача доставки окислителя в реактивный двигатель для окисления (сгорания) топлива. Для окисления топлива в авиационных ТРД используется кислород, входящий в состав атмосферного воздуха. Поэтому на борту самолета находится только топливо.

Некоторые типы летательных аппаратов (например, ракеты, за исключением крылатых) должны осуществлять полет в безвоздушном пространстве. Для доставки полезных грузов в космическое пространство (вывода на орбиту космических кораблей) также используются реактивные двигатели. В них для создания необходимой силы тяги также должно сгорать топливо. Однако в космическом (безвоздушном) пространстве отсутствует

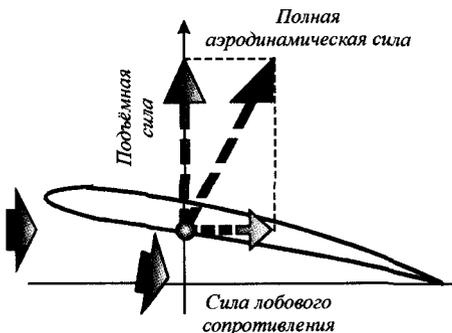


Рис. 15.65. Профиль крыла самолета в поперечном сечении

кислород, необходимый для окисления (сгорания) топлива. Поэтому такой реактивный двигатель должен нести не только топливо, но и окислитель.

Как известно, кислород имеется в воздухе (примерно, 21%). Естественно, что даже и в жидком состоянии нет смысла нести в космическое пространство воздух. Поэтому на практике, в качестве окислителя для топлива реактивных двигателей, предназначенных для осуществления полетов в космическое пространство, используется жидкий кислород, или другие вещества, в состав которых входит большое количество кислорода.

Класс реактивных двигателей объединяет все двигатели прямой реакции, в которых реактивная сила действует непосредственно на них и далее на корпус летательного аппарата. В названии «реактивный» отражен сам принцип создания силы тяги.

Реактивные двигатели, которые на своем борту имеют запас, как топлива, так и его окислителя, получили название *ракетных* (по названию летательных аппаратов, в которых они используются). Ракетные двигатели, это подкласс реактивных двигателей. Отличительной их особенностью является независимость от среды движения (внешних условий).

Принцип работы ракетного двигателя почти не отличается от принципа работы авиационного реактивного двигателя. При работе ракетного двигателя возникает сила P , передающаяся на ракету (рис. 15.66). Если эта сила будет больше веса ракеты, последняя под ее действием начнет подниматься. Сила, создаваемая двигателем, установленным на космическом аппарате, меняет необходимым образом движение этого аппарата: тормозит его при посадке на Землю или Луну, корректирует территорию полета и т. п. Во всех случаях применения ракетного двигателя имеет место действие силы, создаваемой двигателем на летательный аппарат.

Рассмотрим принцип работы ракетного двигателя.

Пусть в замкнутой цилиндрической камере (рис. 15.67) содержится газ под давлением p_k , большим давления окружающей среды p_0 . Как бы велико не было p_k , равнодействующая сил давления газов на стенки камеры в любом направлении, очевидно, будет равной нулю, так как давление в газах и жидкостях передается во все стороны одинаково. Сила, действующая с внутренней стороны на левую стенку, равна:

$$P_{\text{лев}} = p_k S, \quad (15.216)$$

где p_k — давление газа внутри цилиндрической камеры; S — площадь стенки.

Аналогично определяется сила, действующая на правую стенку:

$$P_{\text{пр}} = -p_k S. \quad (15.217)$$

Знак минус указывает, что сила $P_{\text{пр}}$ действует в отрицательном направлении оси x . Правые части выражений (15.216) и (15.217) равны, а поэтому равны и их левые части. Результирующая этих сил равна нулю:

$$\sum P = P_{\text{лев}} + P_{\text{пр}} = p_k S - p_k S = 0. \quad (15.218)$$

Аналогичный вывод можно сделать в отношении *внутренних* сил, действующих на верхнюю и нижнюю криволинейные поверхности цилиндрической камеры.

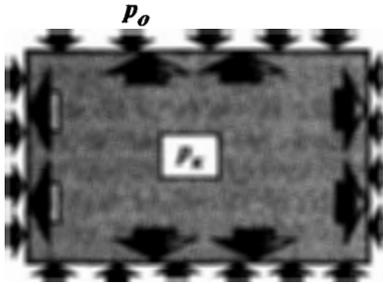


Рис. 15.67. Действие газа и окружающей среды на стенки закрытой камеры

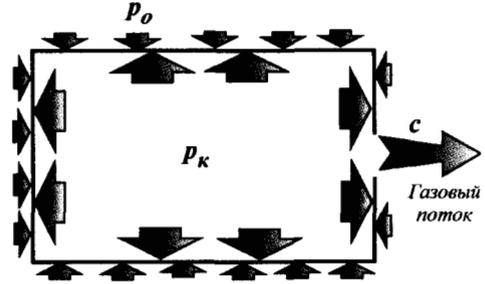


Рис. 15.68. Действие газа и окружающей среды на стенки открытой камеры

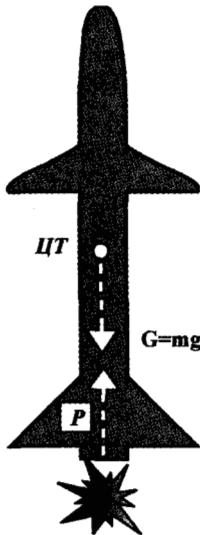


Рис. 15.66. Действие двигателя на ракету

Пусть в правой стенке камеры выполнено отверстие площадью S_c (рис. 15.68).

Следовательно, на левую стенку с внутренней стороны будет действовать сила, определяемая по формуле (15.216). Так как в правой стенке выполнено отверстие, то на нее с внутренней стороны будет действовать следующая сила (с учетом направления действия):

$$P_{пр} = -p_k(S - S_c). \quad (15.219)$$

Тогда результирующая сила, действующая на камеру со стороны газа с внутренней стороны, равна:

$$\sum P_{вн} = p_k S - p_k(S - S_c) = p_k S - p_k S + p_k S_c = p_k S_c. \quad (15.220)$$

Сила $\sum P_{вн}$ направлена в сторону положительного направления оси x , т. е. толкает камеру в этом направлении. Таким образом, суммарная сила, действующая на камеру с внутренней стороны, равна произведению давления газа в отверстии на площадь поперечного сечения этого отверстия¹. Суммарную неуравновешенную силу $\sum P_{вн}$, действующую на камеру с внутренней стороны, называют *реактивной силой* (обозначается R).

Таким образом, равнодействующая всех внутренних сил, действующих на камеру (рис. 15.68), представляет собой реактивную силу R , приложенную к камере:

$$R = \sum P_{вн} = p_k S_c. \quad (15.221)$$

С *внешней* стороны на камеру действует окружающая среда, обладающая давлением p_o . Силы, приложенные к верхней и нижней криволинейным поверхностям камеры, как и прежде, взаимно уравновешиваются

¹ Зависимость (15.220) не совсем точна, так как давление газа в отверстии не равно давлению газа в камере. Через отверстие в стенке газ истекает из камеры, т. е. его кинетическая энергия увеличивается, а потенциальная энергия (давление) понижается.

(их результирующая, как и прежде, равна нулю). На левую стенку в отрицательном направлении оси x действует сила, равная:

$$P_{\text{о-лев}} = -p_o S. \quad (15.222)$$

На правую стенку со стороны окружающей среды в положительном направлении оси x действует сила, равная:

$$* \quad P_{\text{о-пр}} = p_o(S - S_c). \quad (15.223)$$

Результирующая внешняя сила, действующая на камеру, равна:

$$\begin{aligned} \sum P_{\text{внеш}} &= \sum P_{\text{о-пр}} + P_{\text{о-лев}} = p_o(S - S_c) - p_o S = \\ &= p_o S - p_o S_c - p_o S = -p_o S_c. \end{aligned} \quad (15.224)$$

Определим суммарную силу, действующую на камеру:

$$P = \sum P_{\text{внеш}} + \sum P_{\text{вн}} = p_o S_c + p_k S_c = (p_k - p_o) S_c. \quad (15.225)$$

Равнодействующая P сил давления газов по всей (внутренней и внешней) поверхности камеры называется *тягой двигателя* (силой, перемещающей камеру в пространстве).

Главной частью большинства современных ракетных двигателей является полузамкнутая камера, в которой при работе двигателя поддерживается давление, большее, чем давление окружающей среды. Равнодействующая сил давления газов по поверхности камеры будет той силой, которая оказывает требуемое от двигателя воздействие на ракету или космический аппарат.

Пусть давление окружающей среды равно нулю ($p_o = 0$), тогда выражение (15.225) примет вид:

$$P = p_k S_c. \quad (15.226)$$

Сравнивая выражения (15.221) и (15.226), приходим к заключению, что сила тяги P реактивного двигателя в пустоте равна реактивной силе R .

Приведенные выше зависимости и рассуждения были бы справедливыми при условии, что давление газа в отверстии, выполненном в правой стенке камеры (рис. 15.68), было равно давлению газа в камере и с течением времени это давление не понижалось. Первое условие выполнить невозможно, так как под действием перепада давления ($p_k - p_o$) через отверстие газ будет истекать, в результате его скорость *относительно* камеры будет увеличиваться от нуля до некоторого значения c . Если не пополнять количество газа в камере, то давление газа p_k в камере, а с ним и тяга двигателя будут быстро падать. Такой характер имеет, например, изменение силы отдачи, действующей на винтовку в момент выстрела. Эта сила, являющаяся, по сути дела, также силой тяги, действует, как известно, очень короткое время, толчком. Все ракетные двигатели, должны создавать силу тяги в течение некоторого промежутка времени, а поэтому должны иметь средства для пополнения количества газа в камере и поддержания, таким образом, нужного поля давлений в ней.

Для этого в камерах большинства современных двигателей сжигается (окисляется) в большом количестве топливо. При этом в камеру сгорания

двигателя подается также окислитель, запас которого размещается на самой двигательной установке (ракете). Если количество газа, образующегося в одну секунду при сжигании топлива, равно количеству газа, истекающего за то же время из камеры, то в ней поддерживается *постоянное* давление p_k , чем и обеспечивается постоянство тяги.

Таким образом, возникновение тяги объясняется неуравновешенностью сил давления газов на поверхность камеры вследствие того, что камера сообщается с окружающей средой. Рассмотрим принцип возникновения тяги в реактивном двигателе несколько иначе.

Действие ракетного двигателя, как это видно из рассмотренной схемы работы камеры, всегда сопровождается истечением газов из камеры. При этом газ ускоряется (в камере он почти неподвижен) и на выходе имеет большую относительную скорость c .

Как известно из курса физики, тело может двигаться с ускорением только под действием некоторой силы. Следовательно, чтобы ускорить массу вытекающих из камеры газов, нужно воздействовать на них какой-то внешней силой. Этой силой является сила взаимодействия газов со стенками камеры. Однако всякое действие вызывает равное ему противодействие. Если на газы со стороны камеры действует выталкивающая сила $P_{\text{выт}}$, вызывающая их ускорение, то и со стороны газов на камеру действует такая же по величине, но противоположная по направлению сила R (третий закон Ньютона). Такой силой и является реактивная сила, которая всегда действует в направлении, противоположном направлению истечения газов.

Определим выталкивающую силу, действующую на газовый поток в выходном отверстии.

Пусть из камеры (рис. 15.68) в течение некоторого промежутка времени Δt выбрасывается некоторая масса газа Δm . При этом относительная скорость этой массы увеличивается (изменяется) от $c_0 = 0$ до c . Как известно из курса теоретической механики, изменение импульса тела равно импульсу силы. В этом случае можно записать:

$$\Delta m(c - c_0) = F_{\text{выт}} \Delta t. \quad (15.227)$$

Так как $c_0 = 0$, то выражение (15.227) можно представить в виде:

$$\Delta m \cdot c = F_{\text{выт}} \Delta t.$$

Преобразуем последнее выражение к виду:

$$\frac{\Delta m}{\Delta t} \cdot c = F_{\text{выт}}. \quad (15.228)$$

Отношение $\Delta m/\Delta t = m_c$ представляет собой секундный расход газа (расход газа через отверстие в течение 1 секунды). Тогда выражение (15.228) можно записать в виде:

$$F_{\text{выт}} = m_c c. \quad (15.229)$$

Выражение (15.229) позволяет определить выталкивающую силу, действующую на газ в отверстии со стороны камеры.

Таким образом, сила $F_{\text{выт}}$, вызывающая ускорение какой-то массы, должна быть тем больше, чем больше, величина этой массы и чем больше

скорость, которую масса под действием данной силы достигает. Учитывая направление действия силы $F_{\text{выт}}$, выражение (15.229) следует записать со знаком «минус»:

$$F_{\text{выт}} = -m_c c. \quad (15.229')$$

В соответствии с третьим законом механики Ньютона со стороны истекающего газа на камеру должна действовать равная по величине, но противоположная по направлению сила реакции струи:

$$R = -F_{\text{выт}} = m_c c. \quad (15.230)$$

Выражение (15.230) справедливо в том случае, если в канале газ расширяется полностью, т. е. на срезе отверстия (рис. 15.68) его давление равно давлению окружающей среды.

Если в канале газ расширяется не полностью, то сила тяги реактивного двигателя определяется по формуле:

$$P = R + S_k(p_a - p_o) = m_c c + S_k(p_a - p_o). \quad (15.231)$$

Величина произведения $m_c \cdot c$ в выражении (15.231) носит название динамической составляющей силы тяги, а величина $S_k(p_a - p_o)$ — статической составляющей силы тяги.

Все ракетные двигатели, рассчитанные для создания тяги в течение некоторого промежутка времени, должны иметь устройства для восполнения убыли газа из камеры для поддержания в ней постоянного давления. Для этого в камеру ракетного двигателя непрерывно подается топливо и окислитель. Поэтому из камеры реактивного двигателя непрерывно истекают продукты сгорания топлива.

Выражение (15.231) позволяет заключить, что, реактивная сила и тяга двигателя зависят в основном от секундного расхода газов из камеры, а также от того, с какой скоростью они выбрасываются в атмосферу. Чем больше расход газов и чем больше скорость их истечения из двигателя, тем больше будут при прочих равных условиях реактивная сила и тяга.

Тяга или реактивная сила — это первая основная характеристика (параметр) любого ракетного двигателя. Измеряются эти величины в единицах силы, т. е. в ньютонах (килоньютонах). По величине тяги можно судить о том, для выполнения каких задач может быть применен данный двигатель, какого веса ракету он может поднять или какой космический корабль можно этим двигателем затормозить и т. п. В зависимости от назначения двигателя его тяга может колебаться в очень широких пределах. Так, для управления полетом космического аппарата иногда достаточно тяги, меньшей 10 Н. В то же время для старта мощных космических ракет требуются двигатели с тягой в тысячи тонн, т. е. разница в тяге двигателей может составлять миллионы раз.

Учитывая зависимость (7.71)¹, выражение (15.231) можно представить в виде:

$$P = m_c \sqrt{\frac{2k}{k-1}} p_k V_m \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + S_k(p_a - p_o). \quad (15.232)$$

¹ См. гл. 7 части 1 данного пособия.

Из уравнения Клапейрона $pV = mR_oT$ имеем:

$$p \frac{V}{m} = R_oT; \quad pV_m = R_oT. \quad (15.233)$$

Объединяя выражения (15.232) и (15.233), получим:

$$P = m_c \sqrt{\frac{2k}{k-1} R_o T_k \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} + S_k (p_a - p_o). \quad (15.234)$$

Учитывая выражение (3.120)¹ зависимость (15.234) можно представить в виде:

$$P = m_c \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} + S_k (p_a - p_o), \quad (15.235)$$

где R — универсальная газовая постоянная; M_r — молярная масса газовой смеси, истекающей из камеры сгорания ракетного двигателя.

Выражение (15.235) показывает, что для увеличения силы тяги ракетного двигателя необходимо:

- увеличивать давление газов p_k в камере сгорания;
- применять топлива, в результате сгорания которых образуются газы с малой молярной массой M_r ;
- понижать давление p_a газов на срезе канала, через который они истекают;
- увеличивать температуру газов T в камере сгорания;
- увеличивать секундный расход газов m_c .

Чтобы увеличить секундный расход газов m_c , необходимо увеличить подачу топлива и окислителя в камеру сгорания. В этом случае на борту ракеты эти компоненты должны быть в достаточном количестве. Такой подход снижает величину полезной нагрузки на борту ракеты, а поэтому в некоторых случаях может привести к отрицательным последствиям.

Самым рациональным путем увеличения силы тяги является снижение перепада давлений p_a/p_k газового потока в выходном сечении камеры. Это можно сделать путем увеличения p_k и снижения p_a . При увеличении p_k отношение p_a/p_k на выходном канале снижается лишь до некоторого критического значения $\beta_{кр} = p_a/p_k$, после которого одновременно с ростом p_k увеличивается и p_a ($\beta = \beta_{кр} = idem$). Поэтому для увеличения степени расширения газов камеры сгорания снабжают специальными комбинированными каналами, представляющим собой по форме сопло Лавалья. Как известно, в сопле Лавалья газовый поток можно расширить до давления окружающей среды.

На рис. 15.69 показана конструктивная схема ракетного двигателя. Нижняя часть камеры сгорания топлива, являющаяся продолжением днища, представляет собой сужающуюся часть сопла, в минимальном сечении которого достигается скорость истечения газов, равная местной скорости звука $c_{зв}$. При ускорении газового потока его давление снижается². В

¹ См. гл. 3 части 1 данного пособия.

² Более подробно этот вопрос рассмотрен в гл. 7 части 1 данного пособия.

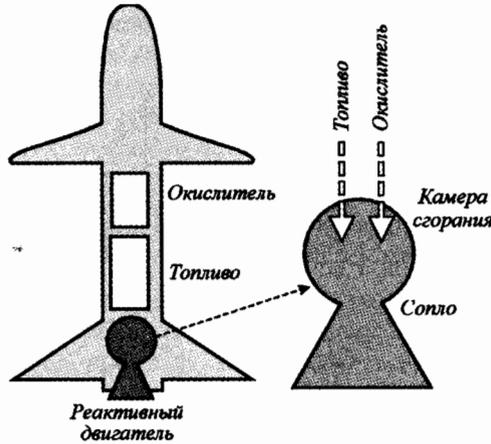


Рис. 15.69. Конструктивная схема ракетного двигателя

минимальном сечении сопла давление газов равно критическому давлению. В расширяющейся части сопла газовый поток продолжает расширяться (его скорость становится сверхзвуковой), а давление — понижаться. На срезе сопла давление газового потока может быть равным давлению окружающей среды ($p_a = p_o$). В этом случае выражение (15.235) принимает вид:

$$P = m_c \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (15.236)$$

При выводе уравнения (15.236) мы полагали, что давление газов в выходном сечении сопла двигателя p_a равно давлению окружающей среды p_o . В действительности это не соблюдается. На высоте несколько десятков километров мы имеем почти вакуум и давление газов в выходном сечении сопла p_a значительно выше давления окружающей среды p_o . Поэтому при подъеме ракеты появляется так называемая *статическая* составляющая силы тяги, равная $S_k (p_a - p_o)$. Она создает дополнительную скорость истечения газов:

$$\Delta c = \frac{(p_a - p_o) S_k}{m_c}.$$

Секундный расход газа m_c представляет собой суммарный секундный расход топлива¹ m_T и окислителя m_o :

$$m_c = m_T + m_o. \quad (15.237)$$

Тяга является очень важной характеристикой двигателя. Однако только по одной величине тяги нельзя судить о совершенстве двигателя или об эффективности его работы. Ведь одна и та же тяга может быть создана при различных расходах топлива. Совершенство двигателя и эффективность его работы характеризуются *удельной тягой*, под которой понимают

¹ В технической литературе по ракетным двигателям топливо часто называют горючим.

отношение тяги, создаваемой двигателем, к секунднему расходу топлива (газа) в нем:

$$P_{уд} = \frac{P}{m_c} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} + \frac{S_k(p_a - p_o)}{m_c}. \quad (15.238)$$

Ранее отмечалось, что, изменяя длину сопла Лавалья, можно довести величину давления на его срезе p_a до давления окружающей среды p_o и даже сделать еще меньшим. Если $p_a = p_o$, то выражение (15.238) принимает вид:

$$P_{уд} = \frac{P}{m_c} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (15.239)$$

Выражение (15.231) при $p_a = p_o$ можно представить в виде:

$$P = m_c \cdot c. \quad (15.240)$$

Тогда удельная сила тяги ракетного двигателя равна:

$$P_{уд} = \frac{P}{m_c} = \frac{m_c \cdot c}{m_c} = c. \quad (15.241)$$

Удельная сила тяги ракетного двигателя, рассчитанная по формуле (15.239), является идеальной. Ее можно получить при отсутствии потерь в нем (в камере сгорания и сопле). Так как в камере сгорания и в сопле всегда имеют место потери энергии, и величина их в среднем определена для двигателей определенных схем, *действительная* удельная сила тяги $P_{уд.д}$ определяется как произведение теоретической удельной силы тяги $P_{уд}$ на коэффициент φ , учитывающий потери энергии в камере сгорания и сопле:

$$P_{уд.д} = \varphi \cdot P_{уд}. \quad (15.242)$$

Преобразуем выражение (15.231) к виду:

$$P = m_c \left[c + \frac{S_k}{m_c} (p_a - p_o) \right]. \quad (15.243)$$

Величина

$$c_e = c + \frac{S_k}{m_c} (p_a - p_o) \quad (15.244)$$

называется *эффективной скоростью* истечения газов.

Подставляя выражение (15.243) в выражение (15.241), получим:

$$P_{уд} = c + \frac{S_k}{m_c} (p_a - p_o) = c_e. \quad (15.245)$$

Удельную силу тяги еще называют *единичным импульсом*. Это название исходит из следующих соображений:

- отношение силы к массе представляет собой удельную силу (силу, приходящуюся на единицу массы тела);
- отношение силы тяги к массовому расходу (расход массы тела в течение 1 секунды) представляет собой удельную силу тяги, действующую на тело в течение 1 секунды. Время действия удельной силы тяги равно 1 секунде.

Расчеты показывают, что второе слагаемое в выражении (15.245) по сравнению с первым мало и составляет обычно не более 10...15%, а поэтому величина эффективной скорости истечения газа c_e определяется в основном величиной скорости газа c в выходном сечении сопла.

Выражение (15.239) показывает, что удельная сила тяги ракетного двигателя (единичный импульс двигателя) зависит от температуры газов T_k в камере сгорания, молярной массы газов M_r и степени расширения газов в сопле p_k/p_o . Чем выше температура газов в камере сгорания T_k , тем больше скорость их истечения c . Температура газов в камере сгорания ракетного двигателя зависит от тепловой эффективности (теплоты сгорания) топлива. Чем меньше молярная масса газов, истекающих из сопла двигателя, тем также больше удельная сила тяги. Если принять $p_k/p_o = idem$, то удельная сила тяги ракетного двигателя полностью определяется характеристиками топлива. Поэтому удельная сила тяги характеризует термодинамические свойства топлива.

Учитывая соотношение (5.51)¹, выражение (15.239) можно представить в виде:

$$P_{уд} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r} \left[1 - \frac{T_o}{T_k}\right]} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r} \left[\frac{T_k - T_o}{T_k}\right]}, \quad (15.246)$$

где T_k — температура газов в камере сгорания; T_o — температура газов на выходе из сопла.

Как известно, величина

$$\eta = \frac{T_k - T_o}{T_k}$$

представляет собой термический КПД теплового двигателя.

Тогда выражение (15.246) можно представить в виде:

$$P_{уд} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r}} \eta. \quad (15.247)$$

Введем обозначение:

$$A^2 = \frac{2kR}{k-1} \eta. \quad (15.248)$$

Объединяя выражения (15.247) и (15.248), получим:

$$P_{уд} = A \sqrt{\frac{T_k}{M_r}}. \quad (15.249)$$

Зависимость (15.249) позволяет приближенно определить удельную силу тяги (единичный импульс или скорость истечения газов из сопла) ракетного двигателя. Для обычных жидких горючих смесей (топливо органического происхождения и жидкий кислород) $A \approx 0.25$.

Все приведенные выше зависимости дают теоретические значения величин. Действительные значения скорости истечения и силы тяги, несколько меньшие. Ниже приведены значения термического КПД ракетного двигателя.

¹ См. гл. 5 части 1 данного пособия.

Данные, приведенные ниже, показывают, что независимо от степени расширения газа в сопле двигателя только часть тепловой энергии может быть преобразована в механическую энергию движения ракеты:

p_o/p_k	η	p_o/p_k	η
1.0	0.091	0.05	0.448
0.5	0.190	0.02	0.525
0.2	0.304	0.01	0.577
0.1	0.380		

Общая масса ракеты M равна:

$$M = M_o + m_c + m_b, \quad (15.250)$$

где M_o — масса полезного груза, находящегося на ракете; m_c — масса конструкции ракеты (без полезного груза и топлива); m_b — масса топлива.

Учитывая выражение (15.250), выражение (15.182) можно представить в виде:

$$V_{\max} = c \ln \frac{M_o + m_c + m_b}{M_o + m_c} = c \ln \left(1 + \frac{m_b}{M_o + m_c} \right) = c \ln (1 + d). \quad (15.251)$$

Величина d , представляющая собой отношение массы топлива к массе ракеты без топлива, является важной конструктивной характеристикой ракеты. Чем больше эта величина, тем больше максимальная скорость полета ракеты в конце активного участка. Следовательно, она косвенно характеризует степень совершенства энергетической (двигательной) установки ракеты.

Зависимость (15.251) называют формулой Циолковского. Она позволяет оценить влияние на максимальную скорость ракеты в конце активного участка полета только параметров топлива.

Учитывая зависимость (15.241), выражение (15.251) можно представить в виде:

$$V_{\max} = P_{уд} \ln(1 + d). \quad (15.252)$$

Учитывая свойства логарифмов

$$\ln a = \frac{\lg a}{\lg e} \approx \frac{\lg a}{0.4343} \approx 2.3 \lg a,$$

выражение (15.252) можно записать в виде:

$$V_{\max} = 2.3 P_{уд} \lg(1 + d). \quad (15.253)$$

Масса топлива m_b , находящегося на борту ракеты, определяется по формуле:

$$m_b = Q_b \rho_T, \quad (15.254)$$

где Q_b — вместимость топливных баков; ρ_T — плотность топлива.

Чем плотнее топливо, тем больше его масса при одной и той же вместимости баков. Поэтому чем плотнее топливо, тем лучше массовые характеристики ракеты. Однако, энергетические возможности топлива с увеличением

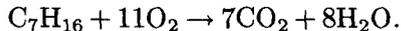
плотности в большинстве случаев снижаются. Расчеты показывают, что для ракет, предназначенных для полета на большие расстояния, выгоднее выбирать топлива с высокими энергетическими показателями, обеспечивающими высокую удельную силу тяги, даже если они имеют невысокую плотность. С уменьшением дальности полета значение плотности топлива возрастает.

Иногда, оценивая степень конструктивного совершенства ракетного двигателя, пользуются массовым коэффициентом, представляющим собой отношение массы конструкции двигательной установки к массе топлива, запасаемого на борту ракеты. Для современных ракетных двигателей, работающих на жидком топливе (ЖРД), этот коэффициент составляет примерно 0.1...0.2, а для двигателей, работающих на твердом топливе (РДТТ), он составляет примерно 0.08...1.25. Очевидно, чем меньше эта величина, тем совершеннее двигатель с конструктивной точки зрения.

В некоторых случаях применяют параметр, именуемый удельной массой двигательной установки и представляющий собой отношение массы конструкции двигателя к тяге. ЖРД имеют удельную массу 0.0008...0.004, у РДТТ эта величина несколько хуже: 0.005...0.01.

Определить удельную силу тяги можно опытным или расчетным (теоретическим) путем. Опытная оценка эффективности различных ракетных топлив производится на стендах с замером силы тяги, развиваемой двигателем, и секундных расходов компонентов топлива (суммарный расход топлива и окислителя в единицу времени равен секундному расходу газов через сопло двигателя). Тягу двигателя определяют при различных соотношениях окислителя и топлива (горючего) и таким образом находят наилучшее соотношение, при котором при данном расходе топлива получается максимальная сила тяги.

Для определения энергетических показателей топлива расчетным путем необходимо знать состав и температуру продуктов сгорания, образующихся в камере сгорания двигателя при заданном давлении. Зная химический состав топлива (горючего) и окислителя, можно написать уравнение реакции горения, протекающей в камере двигателя. Например, при сжигании керосина в жидком кислороде при стехиометрическом соотношении компонентов уравнение реакции горения имеет вид:



Из этого уравнения легко установить количество образующихся продуктов сгорания — углекислого газа и водяных паров.

Так как количество тепловой энергии, выделяющейся при образовании углекислого газа и водяных паров известно, то становится известным и общее количество тепловой энергии, получаемой в процессе сгорания топлива.

Однако такой простейший расчет дает только приблизительный ответ на вопрос о составе продуктов сгорания ракетного топлива и его эффективности. При сгорании топлива температура газов в камере двигателя достигает значений 3000...3500°С. При таких температурах продукты сгорания топлива — углекислый газ и водяные пары — разлагаются. Этот процесс разложения называют термической диссоциацией. Чем выше температура

сгорания топлива, тем больше степень диссоциации газов. Диссоциация происходит с образованием ряда новых газообразных веществ — окиси углерода CO , окиси азота NO , радикала OH , атомарного H и молекулярного H_2 водорода, атомарного N и молекулярного N_2 азота и др. С повышением давления в камере сгорания при той же температуре степень диссоциации продуктов сгорания топлива уменьшается.

Таким образом, сгорание топлива в камере ракетного двигателя сопровождается образованием продуктов сгорания, представляющих собой смесь из различных газов. Диссоциация, т. е. разложение сложных молекул на более простые и легкие, с одной стороны, способствует понижению температуры газов в камере сгорания, так как диссоциация происходит с поглощением тепловой энергии, а с другой стороны — образованию газов с меньшей молярной массой, чем исходные продукты сгорания.

Для получения большой удельной силы тяги P_c необходимо увеличивать скорость газового потока c на выходе из сопла двигателя. Для увеличения скорости газового потока на выходе из сопла двигателя следует обеспечить его полное расширение. Если давление газа на срезе сопла p_a равно атмосферному давлению p_0 , то скорость истечения газов c будет максимальной. Поэтому при проектировании сопла Лавалья следует придать определенные геометрические размеры, при которых будет обеспечено полное расширение газа. Однако по мере подъема ракеты давление окружающей среды p_0 уменьшается (рис. 15.70). При этом изменяются плотность и температура воздуха. На высоте 30 км над уровнем моря давление воздуха примерно равно 0.00118 МПа, т. е. составляет всего $\approx 1.2\%$. Плотность воздуха ρ составляет всего 1.45% от исходной величины. Изменение температуры на высотах около 50 км практически не влияет на изменение плотности воздуха, так как давление и плотность на этих высотах очень малы.

Температура воздуха по мере подъема ракеты над поверхностью Земли также сначала уменьшается. Это происходит до высоты около 11...12 километров и объясняется следующим. Воздух прозрачен для солнечных лучей, и они проходят сквозь него. При этом воздух почти не нагревается. Солнечные лучи поглощаются Землей и тем самым нагревают ее. Земля в свою очередь нагревает воздух. Чем ближе к поверхности Земли, тем больше тепловой энергии получает воздух и тем сильнее он нагревается.

На рис. 15.71 показан график изменения температуры воздуха с высотой. Температура воздуха, понизившись до 220 К, на высоте 10...12 км остается постоянной. Затем вновь возрастает до высоты около 50 км, где в атмосфере имеется озон. Озон непосредственно поглощает солнечное излучение, что повышает температуру окружающей среды.

При расчетах траекторий полета ракет дальнего действия сопротивление воздуха на высотах примерно со 100 км (а иногда и меньших) можно не учитывать, так как плотность воздуха очень мала. Однако даже очень малая плотность воздуха при длительном полете ракеты может заметно снизить его скорость. Примером этого является полет искусственных спутников Земли, скорость которых при входе в атмосферу уменьшается, в результате чего они сильно нагреваются и сгорают в плотных слоях атмосферы.

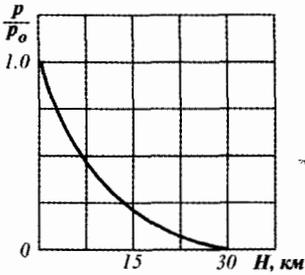


Рис. 15.70. График изменения давления воздуха с высотой

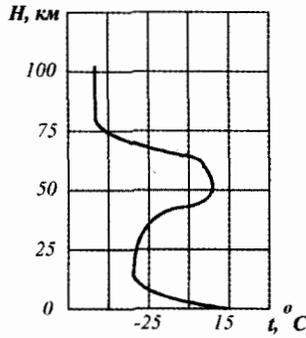


Рис. 15.71. График изменения температуры воздуха с высотой

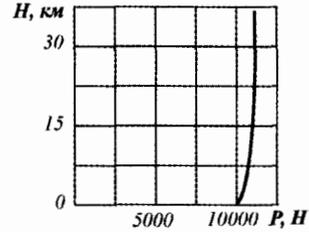


Рис. 15.72. График изменения силы тяги ракетного двигателя с высотой

Зная, как изменяется давление воздуха с высотой, можно установить зависимость силы тяги ракетного двигателя с высотой. Полагая $p_0 = 0$, выражение (15.243) можно записать в виде:

$$P_{\max} = m_c \left[c + \frac{S_k p_a}{m_c} \right]. \quad (15.255)$$

На рис. 15.72 представлен график изменения силы тяги ракетного двигателя с высотой. На высоте 30 км давление воздуха практически равно нулю, а сила тяги двигателя на 10% больше, чем на уровне моря.

Давление газа p_a на срезе сопла двигателя для высотных ракет выбирается в зависимости от того, на какой высоте большее время будет находиться ракета с работающим двигателем.

Чем большее расширение претерпевают газы в сопле, тем больше степень превращения тепловой энергии газового потока в кинетическую энергию струи.

Установим взаимосвязь между размерами сопла, давлением газов в камере сгорания и секундным расходом газа. Секундный расход газа в любом сечении сопла двигателя, в том числе и минимальном (критическом) равен:

$$m_c = \rho_{кр} c_{кр} S_{кр}, \quad (15.256)$$

где $\rho_{кр}$ — плотность газа в критическом сечении сопла двигателя; $c_{кр}$ — критическая скорость истечения газа; $S_{кр}$ — минимальная площадь сечения сопла.

Из первого выражения системы (7.105)¹ имеем:

$$\frac{V_{m1}}{V_{mкр}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

где V_{m1} — удельный объем газа в камере сгорания; $V_{mкр}$ — удельный объем газа в критическом (минимальном) сечении сопла.

¹ См. гл. 7 части 1 данного пособия.

Учитывая, что $V_m = 1/\rho$, последнее выражение можно представить в виде:

$$\frac{1/\rho_1}{1/\rho_{кр}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Из этого выражения имеем:

$$\frac{\rho_{кр}}{\rho_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (15.257)$$

Плотность газа в камере сгорания двигателя определяется на основе уравнения состояния идеального газа:

$$\rho_1 = \frac{p_k}{R_o T_k}, \quad (15.258)$$

где p_k — давление газов в камере сгорания; R_o — удельная газовая постоянная смеси газов; T_k — температура газов в камере сгорания.

Объединяя выражения (15.257) и (15.258), запишем:

$$\rho_{кр} = \frac{p_k}{R_o T_k} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (15.259)$$

Для определения критической скорости $c_{кр}$ истечения газов в минимальном сечении сопла воспользуемся первым выражением системы (7.106)¹, которое можно представить в виде:

$$c_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} R_o T_k}. \quad (15.260)$$

Подставим выражения (15.259) и (15.260) в выражение (15.256):

$$\begin{aligned} m_c &= \frac{p_k S_{кр}}{R_o T_k} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{2k}{k+1} R_o T_k} = \\ &= p_k S_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{R_o T_k}{(R_o T_k)^2}} = \\ &= \frac{p_k S_{кр}}{\sqrt{\frac{R}{M_r} T_k}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{2k}{k+1}} = \frac{b p_k S_{кр}}{\sqrt{\frac{T_k}{M_r}}}; \quad \left[R_o = \frac{R}{M_r} \right], \end{aligned} \quad (15.261)$$

где b — постоянный коэффициент.

Уравнение (15.261) связывает секундный расход газа m_c с площадью критического (минимального) сечения сопла $S_{кр}$ и параметрами газа p_k и T_k в камере сгорания перед входом в сопло.

На основе выражения (15.240), определим силу тяги ракетного двигателя:

$$P = \frac{b p_k S_{кр}}{\sqrt{\frac{T_k}{M_r}}} c. \quad (15.262)$$

¹ См. гл. 7 части 1 пособия.

Подставляя выражение (15.261) в выражение (15.236), получим:

$$P = \frac{bp_{кр}S_{кр}}{\sqrt{\frac{T_k}{M_r}}} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{M_r} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (15.263)$$

Преобразуем последнее выражение:

$$\begin{aligned} P &= bp_{кр}S_{кр} \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_k}{\frac{T_k}{M_r} \cdot M_r} \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \\ &= bp_{кр}S_{кр} \sqrt{\frac{2k}{k-1} R \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \end{aligned} \quad (15.264)$$

Введя обозначение

$$K_c = b \sqrt{\frac{2k}{k-1} R \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

выражение (15.264) представим в виде:

$$P = K_c p_k S_{кр}. \quad (15.265)$$

Если сравнить эту формулу с формулой (15.226), полученной для камеры без сопла, то можно сказать, что коэффициент K_c показывает увеличение силы тяги реактивного двигателя за счет наличия сопла. Во многих случаях $K_c = 1.5 \dots 1.7$ и, следовательно, применение сопла позволяет значительно увеличить силу тяги. Поэтому все современные двигатели имеют камеры с соплами, причем у некоторых двигателей сопло по размерам и массе является основной частью камеры.

Выражение (15.265) показывает, что сила тяги ракетного двигателя прямо пропорциональна давлению p_k газа в камере сгорания двигателя и площади критического (минимального) сечения $S_{кр}$ сопла. Эти зависимости представлены на рис. 15.73.

Кроме характеристик, перечисленных выше, в некоторых случаях используют понятие мощности ракетного двигателя:

$$N_{дв} = \frac{m_c \cdot c^2}{2}, \left[\frac{\text{кг}}{\text{с}} \cdot \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \cdot \frac{\text{м}}{\text{с}} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{с}} = \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт} \right]. \quad (15.266)$$

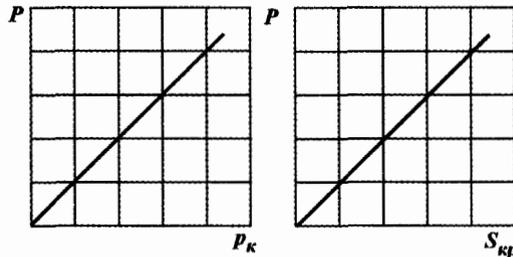


Рис. 15.73. Зависимость силы тяги двигателя от давления газов

Формула Циолковского (15.182) получена при условии, что на движущуюся ракету не действуют внешние силы. Однако реально на ракету в полете действует сила тяжести, которая с высотой полета изменяется. При полете в атмосфере на ракету действует также сила аэродинамического сопротивления воздуха, которая изменяется как с высотой полета, так и при изменении скорости полета.

Как известно, все тела притягиваются друг к другу. Земля также притягивает к себе тела. Силу, с которой человек притягивается к поверхности Земли, называют силой тяжести или весом.

На ракету в полете действует сила тяжести (силы притяжения Земли). Эту силу определяют по известной в физике формуле Ньютона:

$$F = \gamma \frac{M \cdot M_3}{r^2}, \quad (15.267)$$

где γ — гравитационная постоянная; M — масса ракеты; M_3 — масса Земли; r — расстояние от центра Земли до центра масс ракеты.

Зависимость (15.267) можно записать в виде:

$$F = \gamma \frac{M \cdot M_3}{(R + h)^2}, \quad (15.268)$$

где $R \approx 6370$ км — средний радиус Земли; h — расстояние от поверхности Земли до центра масс ракеты.

Силу тяжести ракеты можно определить на основании второго закона Ньютона:

$$G = Mg. \quad (15.269)$$

Приравняв выражения (15.268) и (15.269), получим:

$$\begin{aligned} Mg &= \gamma \frac{M \cdot M_3}{(R + h)^2}; \\ g &= \gamma \frac{M_3}{(R + h)^2}. \end{aligned} \quad (15.270)$$

Выражение (15.270) показывает, что по мере удаления от поверхности Земли (увеличивается h) ускорение свободного падения тела g уменьшается. В частном случае, если ракета находится на поверхности Земли ($h = 0$) ускорение свободного падения тела равно:

$$g_0 = \gamma \frac{M_3}{R^2}. \quad (15.271)$$

Разделим выражение (15.270) на выражение (15.271):

$$\frac{g}{g_0} = \frac{R^2}{(R + h)^2}.$$

Из последнего выражения имеем:

$$g = g_0 \frac{R^2}{(R + h)^2}. \quad (15.272)$$

Таким образом, по мере удаления ракеты от поверхности Земли уменьшается ускорение свободного падения тела, а поэтому уменьшается и сила

тяжести, действующая на нее. При высоте подъема $h = 100$ км ускорение g свободного падения тела уменьшается примерно на 3%. Если же высота подъема составляет $h = 500$ км, то ускорение g свободного падения тела уменьшается уже примерно на 14%.

Таким образом, при расчетах траекторий полетов ракет следует учитывать и переменный характер действия силы тяжести. При этом заметим, что сила аэродинамического сопротивления окружающей среды всегда направлена против движения ракеты, а сила тяжести — к центру Земли. Поэтому результат действия силы тяжести зависит от направления ее движения относительно Земли. При вертикальном полете ракеты сила тяжести всегда направлена против ее движения.

Формула (15.182) позволяет определить максимальную скорость полета ракеты при действии на нее только реактивной (движущей) силы. Однако на ракету в полете действуют и силы сопротивления. Поэтому результирующая сила, движущая ракету, будет несколько меньше. При этом масса ракеты M в полете уменьшается, так как расходуются топливо и окислитель.

Рассмотрим полет ракеты с учетом действия на нее силы сопротивления¹ F и изменения ее массы (рис. 15.74). Пусть в некоторый момент времени ее масса равна M , а абсолютная скорость полета равна V . В течение бесконечно малого промежутка времени dt из ракеты будет выброшена бесконечно малая масса газов dm . Скорость движения газов относительно ракеты равна c . Тогда абсолютная скорость движения массы dM равна $c - V$. При уменьшении массы $(M - dM)$ скорость ракеты увеличивается $(V + dV)$. Применим к ракете, как системе, закон механики об изменении количества движения (импульса).

Начальный импульс ракеты равен $P_{\text{нач}} = MV$. Через бесконечно малый промежуток времени dt в импульс ракеты равен $P_{\text{кон}} = (M - dM)(V + dV)$. Так как масса отбрасываемых из двигателя ракеты газов в начальный момент равна нулю ($dM = 0$), то ее начальный импульс также равен нулю. В течение бесконечно малого промежутка времени dt импульс отбрасываемой массы газов станет равным $P_{\text{от}} = -(c - V)dM$. Знак «минус» учитывает направление вектора абсолютной скорости отбрасываемой массы газов (газы отбрасываются ракетным двигателем в противоположную по отношению к направлению полета ракеты сторону). Таким образом, суммарный импульс системы (ракета + отбрасываемая масса газов) в конце бесконечно малого промежутка времени станет равным:

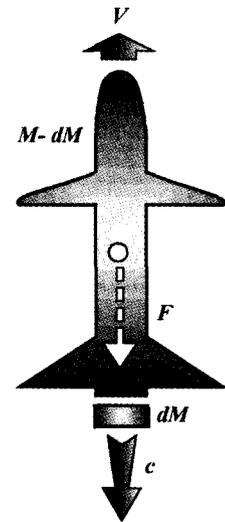


Рис. 15.74. К выводу уравнения полета ракеты

$$\sum P = P_{\text{кон}} + P_{\text{от}} = (M - dM) \cdot (V + dV) + [-(c - V)dM]. \quad (15.273)$$

¹ Это может быть сумма сил аэродинамического сопротивления и тяжести.

Таким образом, за бесконечно малый промежуток времени dt импульс рассматриваемой системы изменяется на величину, равную:

$$\Delta P = (M - dM) \cdot (V + dV) + [-(c - V)dM] - MV. \quad (15.274)$$

Изменение импульса системы равно импульсу внешних сил:

$$\Delta P = (M - dM) \cdot (V + dV) + [-(c - V)dM] - MV = -Fdt. \quad (15.275)$$

Знак «минус» в выражении (15.275) учитывает направление действия силы F (она направлена против движения ракеты).

Преобразуем выражение (15.275):

$$\Delta P = M \cdot V + MdV - VdM - dMdV - cdM + VdM - MV = -Fdt.$$

После сокращений получим:

$$M \cdot dV - dMdV - cdM = -Fdt.$$

Учитывая, что произведение двух бесконечно малых величин $dM \cdot dV$ представляет собой бесконечно малую величину еще более высокого порядка, последнее выражение можно упростить до вида:

$$MdV - cdM = -Fdt. \quad (15.276)$$

Разделим левую и правую части равенства (15.276) на dt :

$$\begin{aligned} M \cdot \frac{dV}{dt} - c \frac{dM}{dt} &= -F; \\ M \cdot \frac{dV}{dt} &= c \frac{dM}{dt} - F. \end{aligned} \quad (15.277)$$

Величина $dV/dt = a$ представляет собой ускорение, с которым движется ракета, а величина $dM/dt = m_c$ — секундный расход массы (газа).

Окончательно выражение (15.277) запишем в виде:

$$M \cdot a = cm_c - F. \quad (15.278)$$

Величина $P = m_c c$ представляет собой основную часть силы тяги ракетного двигателя. Как правило, сила тяги ракетного двигателя является постоянной величиной. Если $P > F$, то ракета будет двигаться с ускорением.

Выражение (15.278) впервые получено русским ученым И. И. Мещерским и носит его имя. Смысл этого уравнения заключается в следующем. При движении тела с переменной массой уравнение его движения необходимо писать так же, как и уравнение движения тела с постоянной массой, добавив только в правую часть уравнения силу $P = m_c c$.

Выясним, как влияет сила тяжести ракеты $F = G = Mg$ на ее подъем в вертикальном направлении. Для этого воспользуемся выражением (15.277), записав его в виде:

$$M \cdot \frac{dV}{dt} = -c \frac{dM}{dt} - Mg.$$

В этом выражении знак «минус» учитывает, что в результате сгорания топлива масса ракеты уменьшается, т. е. $dM/dt < 0$.

После преобразований получим:

$$dV = c \frac{dM}{M \cdot dt} dt - \frac{M}{M} g dt; \quad dV = c \frac{dM}{M} - g dt.$$

Последнее выражение для удобства запишем в виде:

$$dV = c \frac{dM}{M} - g dt + cd(\ln C),$$

где C — некоторая постоянная [$d(\ln C) = 0$].

Проинтегрируем последнее выражение, полагая, что ускорение свободного падения g за время работы двигателя изменяется незначительно ($g \approx idem$):

$$\int dV = \int -c \frac{dM}{M} - \int g dt + c \ln C, \quad [\ln C = idem];$$

$$V = -c(\ln M - \ln C) - gt. \quad (15.279)$$

Пусть в начальный момент при $t = 0$ ракета находится в неподвижном состоянии $V = 0$. Масса ракеты в этом случае равна $M = M_o$. Тогда из выражения (15.279) имеем:

$$0 = -c \ln M_o + c \ln C; \quad c \ln C = c \ln M_o, \quad [C = M_o].$$

Тогда выражение (15.279) можно записать в виде:

$$V = -c(\ln M - \ln M_o) - gt;$$

$$V = -c \ln \frac{M}{M_o} - gt. \quad (15.280)$$

Так как $M < M_o$, то $M/M_o < 1$, а поэтому

$$\ln \frac{M}{M_o} < 0.$$

Если бы на ракету не действовала сила тяжести ($g = 0$), то выражение (15.280) имело бы вид:

$$V_{\max} = -c \ln \frac{M}{M_o}. \quad (15.281)$$

Выражение (15.281) позволяет определить максимально возможную скорость полета ракеты в идеальном случае.

Для реальных одноступенчатых ракет отношение M/M_o примерно равно 0.3...0.1. Пусть скорость истечения газов из сопла равна 2500 м/с (ЖРД). Тогда по формуле (15.281) имеем:

$$V_{\max} = -2500 \left[\frac{M}{c} \right] \cdot \ln 0.3 \approx 3000 \frac{M}{c}.$$

Таким образом, если бы на ракету не действовала сила тяжести, то при данном соотношении $M/M_o = 0.3$ и скорости истечения газов из сопла $c = 2500$ м/с можно достичь скорости полета, примерно равной $V = 3000$ м/с.

Пусть на ракету действует сила тяжести, и ее двигатель активно работает в течение 60 секунд. Тогда в соответствии с выражением (15.280) получим:

$$V = -2500 \cdot \ln 0.3 - 9.81 \cdot 60 \approx 3000 - 600 = 2400 \text{ м/с.}$$

В действительности из-за влияния не только силы земного притяжения, но и силы аэродинамического сопротивления воздушной среды, двигатель разгоняет ракету до меньшей скорости (потеря скорости может составлять до 1000 м/с).

Поэтому тяговые возможности ракетных двигателей на практике стремятся увеличить путем увеличения скорости истечения газов при меньшем времени работы двигателя.

Основная задача ракеты как летательного аппарата состоит в том, чтобы заданному полезному грузу сообщить требуемую скорость. Например, если требуется вывести космический аппарат на круговую орбиту на высоте 500 км, то ему требуется сообщить скорость, равную 8.17 км/с. Если космический аппарат должен покинуть пределы земного притяжения, то ему требуется сообщить скорость, равную 11.2 км/с. Расчеты показали, что возможности одноступенчатой ракеты весьма ограничены при решении данных задач. Это обусловлено ограниченными энергетическими возможностями современных топлив, применяемых в ракетной технике.

Для получения больших скоростей полетов ракет требуется размещать на них большое количество топлива и окислителя. В этом случае увеличиваются конструктивные размеры и масса самой ракеты т. е. увеличивается масса составных частей ракеты, которые должен перемещать ракетный двигатель. Для этого требуется увеличить силу тяги двигателя, что связано с увеличением массового расхода топлива и окислителя.

Проблема разгона ракет до больших скоростей может быть решена путем дробления их конструкции, т. е. применением составных (многоступенчатых) конструкций. Ступенчатость конструкции ракеты позволяет в определенный момент времени отбрасывать от нее элементы, которые в дальнейшем не используются. Поэтому современные ракеты для вывода на орбиту космических кораблей имеют в своем составе несколько двигателей, соединенных по определенной схеме (рис. 15.75).

Многоступенчатая ракета состоит из нескольких ступеней (не считая полезного груза), каждая из которых представляет собой самостоятельный

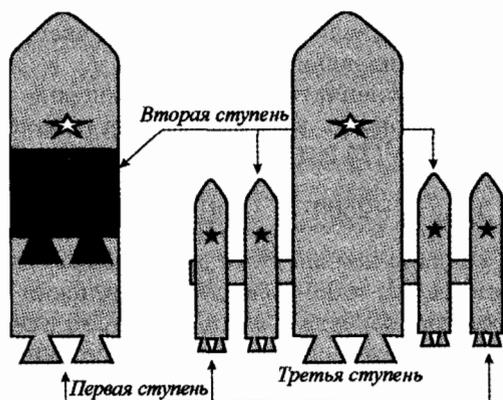


Рис. 15.75. Схемы многоступенчатых ракет с продольным и поперечным давлением

блок с собственными баками для топлива и окислителя и собственным двигателем. Когда все топливо данной ступени сгорает, она вместе с баками, конструктивными узлами и двигателем отделяется от ракеты, в результате чего масса самой ракеты уменьшается. Следующая ступень сообщает ракете необходимое ускорение при меньшем расходе топлива и окислителя, так как уменьшается сила тяжести, действующая на ракету. Последняя ступень ракеты должна обеспечить требуемую скорость ее полета.

Использование составных ракет требует правильного распределения масс ее частей (ступеней). Это распределение должно быть таким, чтобы каждая ступень обеспечивала одинаковое приращение скорости ($V_1 = V_2 = V_3$). Тогда $V_{\max} = 3V_1$. Для обеспечения такого равенства необходимо, чтобы массы отдельных ступеней менялись по геометрической прогрессии. Так, если массу первой (стартовой) ступени принять за 100%, то масса второй ступени составит 20...30%, а масса третьей ступени — 4...9%.

Введя обозначение $M/M_0 = \omega$, запишем уравнение (15.281) для многоступенчатой ракеты:

$$V_{\max} = -c \cdot \ln(\omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \dots \cdot \omega_i).$$

Каждая из величин ω меньше единицы. При наличии нескольких ступеней произведение $\omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \dots \cdot \omega_i$ может оказаться достаточно малым, и величина $\ln(\omega_1 \cdot \omega_2 \cdot \dots \cdot \omega_i)$ может достичь больших значений, что соответствует большей конечной скорости.

Пусть требуется вывести на некоторую траекторию полета ракету массой 60 тонн. Ракета в данном случае может быть выполнена, как по одноступенчатой, так и по многоступенчатой (трехступенчатой) схеме. Каждая ракета содержит 45 тонн топлива вместе с окислителем. Скорость истечения газов из ракетного сопла равна $c = 2500$ м/с.

Для одноступенчатой ракеты по формуле (15.281) имеем:

$$V_{\max} = -2500 \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right] \cdot \ln \frac{60 [\text{т}] - 45 [\text{т}]}{60 [\text{т}]} = 3466 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Для трехступенчатой ракеты примем, что в баках первой ступени помещается 25 тонн топлива и окислителя при массе ступени 30 тонн; в баках второй ступени — 16 тонн топлива и окислителя при массе ступени 20 тонн и в баках последней ступени — 4 тонны топлива с окислителем при массе ступени 10 тонн. Для многоступенчатой ракеты имеем:

$$V_{\max} = -2500 \left[\frac{\text{м}}{\text{с}} \right] \cdot \ln \left(\frac{60 - 25}{60} \cdot \frac{30 - 16}{30} \cdot \frac{10 - 4}{10} \right) \approx 4500 \frac{\text{м}}{\text{с}}.$$

Таким образом, за счет применения трехступенчатой ракеты ее головная часть с полезным грузом будет иметь скорость, примерно в 1.3 раза большую, чем скорость одноступенчатой ракеты.

Напомним, что формула Циолковского справедлива только для идеальных условий полета ракет. В реальных условиях полета ракет необходимо учитывать действие на них силы сопротивления окружающей среды и силы притяжения Земли. Сила аэродинамического сопротивления окружающего воздуха зависит от скорости полета ракеты в квадрате. Чем больше скорость полета ракеты, тем больше сила аэродинамического сопротивления

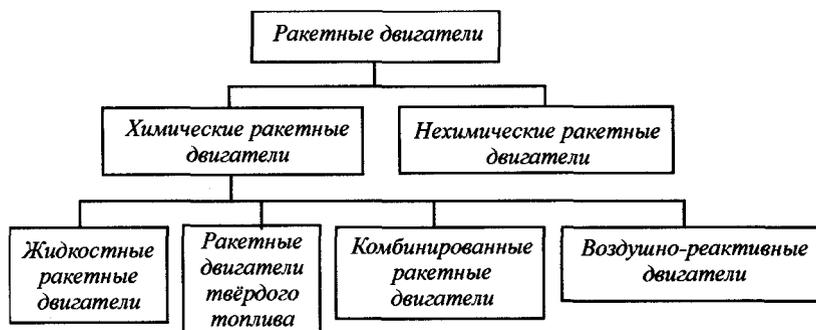


Рис. 15.76. Классификация ракетных двигателей

окружающего воздуха. Поэтому на практике запуска ракет стремятся преодолеть силу аэродинамического сопротивления окружающего воздуха, двигаясь с меньшей скоростью, и только когда плотность воздуха значительно уменьшится, скорость полета существенно увеличивают. В этом случае сокращается расход топлива и окислителя при выведении ракеты на необходимую траекторию полета.

Следовательно, на практике выбирают некоторую рациональную тактику вывода ракет на требуемую траекторию, исходя из решаемых задач и условий их полета.

Конструктивно ракетные двигатели выполняются одинаково. Все они имеют камеру сгорания и специальное сопло, которое вначале сужается, а затем – расширяется. Однако, исходя из различия решаемых ракетами задач, в качестве топлива в их двигателях могут использоваться различные вещества. Это обстоятельство обуславливает определенные требования к системам подачи и обеспечению топлива в камеру сгорания и обеспечения его эффективного сгорания.

На рис. 15.76 приведена классификация ракетных двигателей.

Ракетные двигатели, которые создают реактивную силу тяги путем отбрасывания продуктов сгорания топлива (газов), образующихся в результате химических превращений (реакций окисления), называют *химическими ракетными двигателями* (ХРД). Двигатели, создающие реактивную силу тяги также путем отбрасывания некоторой массы вещества, не используя при этом тепловую энергию, выделяющуюся в процессе сгорания (окисления) топлива, называют *нехимическими ракетными двигателями* (НХРД).

ХРД по роду применяемого топлива условно делятся на:

- жидкостные ракетные двигатели (ЖРД), в которых топливо и окислитель находятся в жидком состоянии;
- ракетные двигатели твердого топлива (РДТТ);
- комбинированные (КРД) или гибридные (ГРД), в которых топливо и окислитель находятся в различных фазовых состояниях;
- воздушно-реактивные двигатели (ВРД), использующие в качестве топлива вещество в твердом или жидком состоянии, а окислителем является кислород, входящий в состав окружающего воздуха.

ЖРД, РДТТ и КРД имеют близкие характеристики и могут с успехом применяться как на ракетах больших дальностей, так и на космических аппаратах. ВРД имеют существенно другие характеристики, чем остальные ХРД; кроме того, они не могут использоваться на космических аппаратах из-за отсутствия в космическом пространстве воздуха.

Классификация ракетных двигателей по способу получения энергии для отбрасывания газов с целью получения реактивной силы тяги является основной, но не единственной.

На рис. 15.77 приведена конструкция ракеты с ЖРД.

Топливо¹ для ракетных двигателей должно удовлетворять целому ряду требований:

- обеспечивать большой удельный импульс;
- иметь большую плотность;
- быть безопасным в обращении и удобным для хранения;
- быть дешевым.

Всем этим требованиям ни одно топливо полностью не удовлетворяет. Поэтому на практике идут на некоторый компромисс в зависимости от того, какое из перечисленных выше требований в каждом конкретном случае является наиболее важным. Большая часть ракетных топлив состоит из двух компонент:

- горючее;
- окислитель.

Эти компоненты смешиваются в камере сгорания двигателя, куда они поступают под давлением через специальные форсунки. Такие топлива называют двухкомпонентные. Реже применяют однокомпонентные топлива, состоящие только из одного вещества, которое диссоциирует при высокой температуре. Они пока играют малую роль в ракетной технике.

На ранних этапах становления и развития ракетной техники в качестве горючего (одной из компонент топлива) использовался *этиловый спирт* C_2H_5OH (использовался на немецкой ракете V-2). Широко он используется и в настоящее время. Важное значение имеет то обстоятельство, что добавление 25% воды, которое производится главным образом для понижения температуры горения, сравнительно мало понижает удельный импульс. Оптимальная смесь этилового спирта, воды и кислорода (окислителя) может иметь удельный импульс, близкий к теоретическому значению для случая, когда топливо не содержит воды. Такая топливная смесь сравнительно безопасна в обращении, удобна для хранения, имеет достаточно высокий удельный импульс, довольно низкую плотность и не очень дорога.

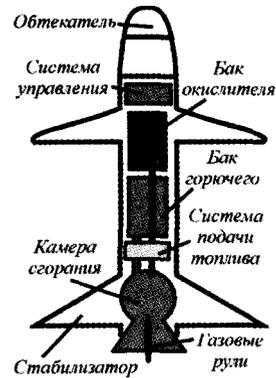


Рис. 15.77.
Конструктивная схема ракеты с ЖРД

¹ Здесь понимается вещество, предназначенное для горения в камере сгорания двигателя, и окислитель.

В ЖРД в качестве горючего также может использоваться керосин. Он представляет собой смесь насыщенного и ненасыщенного углеводорода и обозначается как $\approx C_{10}H_{20}$. Он безопасен, прост в обращении, дешев и обладает высокой теплотой сгорания. Недостатком керосина является малая плотность и необходимость принудительного воспламенения при смешении с окислителем.

Распространенным горючим для ракет является *гидразин* (H_2N-NH_2). Гидразин и некоторые его производные, такие, как, например, асимметричный диметилгидразин, применяются в небольших ракетах. Он используется в основном в соединении с азотной кислотой. Удельный импульс этой смеси несколько выше, чем у этилового спирта и жидкого кислорода. Недостатком ее является образующийся в процессе горения ядовитый газ.

В качестве горючего в ЖРД может использоваться и *перекись водорода* (H_2O_2). Она может применяться и как окислитель, и как однокомпонентное топливо. Как однокомпонентное топливо перекись водорода имеет малый удельный импульс.

Перспективным горючим для ракетных двигателей является *водород* (H_2). При сгорании водорода образуются водяные пары, имеющие малую молярную массу M_r . Чем меньше молярная масса газа, тем быстрее он истекает из сопла ракетного двигателя. Водород в соединении с жидким кислородом имеет наивысшую теплоту сгорания. В настоящее время накоплен достаточный опыт обращения с жидким водородом, поэтому кислородно-водородные двигатели успешно внедряются в ракетную технику.

В качестве окислителя чаще всего применяют жидкий кислород O_2 . Он представляет собой синеватую жидкость с высоким энергосодержанием, обладает свойством притягиваться магнитом. Вследствие низкой температуры кипения кислорода может происходить замораживание клапанов и трубопроводов. Однако связанные с этим трудности к настоящему времени преодолены, и жидкий кислород является практически единственным окислителем, применяемым в мощных ускорителях. Многие металлы, а также резина и пластики при контакте с жидким кислородом, который имеет очень низкую температуру, становятся чрезвычайно хрупкими и непригодными для использования в качестве конструкционных материалов. Другие металлы (медь, алюминий, свинец) становятся намного тверже. Все это необходимо учитывать, если применяется жидкий кислород.

Жидкий кислород не токсичен, не вызывает коррозии, и легкие контакты его с оболочкой не опасны, так как между жидкостью и оболочкой образуется газообразная пленка.

Жидкий озон (O_3) может быть идеальным окислителем. Но он очень агрессивный и опасный в обращении. В чистом виде озон крайне неустойчив. Он обладает большой плотностью и высоким энергосодержанием. Озон очень чувствителен к органическим веществам, металлам и к воде, но если 25% жидкого озона смешать с жидким кислородом, то полученная смесь не будет взрывоопасной.

Широкое распространение в качестве окислителя получила *азотная кислота* (HNO_3). Она бывает двух видов: белая дымящаяся азотная кислота, содержащая не более 2% воды, и красная дымящаяся азотная кислота, содержащая 15...22% растворенного диоксида азота (NO_2). Цвет ее может

изменяться от оранжевого до темно-красного, образующиеся красные пары очень ядовиты. Недостатком азотной кислоты является ее очень высокая агрессивность по отношению к большинству конструкционных материалов. Для уменьшения агрессивности азотной кислоты к ней добавляют присадки, например серную кислоту (H_2SO_4), которая также улучшает условия самовоспламенения при запуске двигателя. Добавление к азотной кислоте 20...40% четырехоксида азота N_2O_4 увеличивает теплотворную способность и плотность топлива, а также улучшает способность топлива к самовоспламенению.

Азотная кислота имеет достаточную плотность и может применяться со многими горючими. С анилином и гидразином азотная кислота образует самовоспламеняющуюся смесь.

Перспективными для ЖРД могут стать топлива на основе низкокипящих фтористых окислителей. Фтор опасен в обращении и обладает сильным коррозионным действием. Теоретически он должен давать очень большую скорость истечения газов вследствие высокой энергии реакции. Применение фтористых окислителей с такими горючими, как водород, гидразин, аммиак и диметилгидразин, может дать очень высокие удельные импульсы тяги.

Доли окислителя и горючего в топливе определяются соотношением компонентов. Теоретическое соотношение компонентов, при котором окислитель полностью окисляет горючее, называется стехиометрическим соотношением компонентов ($\alpha = 1$). Если $\alpha > 1$, в топливе избыток окислителя; если $\alpha < 1$ — недостаток окислителя.

Обычно в камерах ЖРД используются топлива с некоторым недостатком окислителя ($\alpha = 0.85...0.95$), так как это позволяет получить максимальную силу тяги и несколько уменьшить температуру продуктов сгорания, образующихся в камере двигателя.

Ниже приведены основные характеристики некоторых жидких ракетных топлив при $p_k/p_a = 40$ и оптимальных соотношениях горючего и окислителя:

Топливо:		Плотность, кг/м ³	Температура горения, К	Удельный импульс, Н·с/кг
окислитель	горючее			
98%-ная азотная кислота	Керосин	1360	3010	2410
60% HNO_3 + 40% N_2O_4	Керосин	1380	3150	2455
Жидкий кислород	Керосин	1000	3610	2745
Жидкий кислород	93.5% этиловый спирт	990	3300	2650
Моноокись фтора	Керосин	1300	4530	3140

Топливо (горючее и окислитель) на ракете размещается в специальных баках. Из этих баков горючее и окислитель по трубопроводам поступают в камеру сгорания. Для того чтобы топливо поступило в камеру сгорания, требуется создать давление, так как в камере сгорания двигателя давление газов очень высокое. Кроме того, следует увеличить давление топлива еще

и на величину, необходимую для его распыления и перемешивания, а также на величину потерь на трение и завихрения в топливных магистралях.

Подачу топлива в двигатель можно осуществить либо путем выдавливания его из баков — *вытеснительная система подачи*, — либо путем откачки из топливных баков насосами и созданием в топливных трубопроводах за насосами необходимого давления подачи — *насосная система подачи*.

При вытеснительной системе подачи могут быть реализованы различные способы создания давления в топливных трубопроводах. Существуют вытеснительные системы — с *газобаллонной подачей*, с *жидкостным (ЖАД) или пороховым (ПАД) аккумулятором давления*.

На рис. 15.78 показана схема газобаллонной системы подачи топлива в камеру сгорания ракетного двигателя. Топливо из баков 6 (горючее) и 7 (окислитель) подается в камеру сгорания двигателя 9 путем его выдавливания каким-либо газом (обычно воздухом). При применении для вытеснения топлива воздуха система подачи называется вытеснительной системой с воздушным аккумулятором давления (ВАД). Запас газа на борту ракеты хранится в баллоне 1 под высоким давлением (примерно 20 МПа).

Из баллона высокого давления 1 газ через пусковой клапан 2 поступает к редуктору 3, который понижает давление газа до необходимого значения, которое необходимо создать в баках 6 и 7 с компонентами топлива, чтобы подать его в камеру сгорания. Пройдя через обратные клапаны 4, газ поступает к мембранам свободного прорыва 5. После разрушения мембран 5 газ поступает в баки 6 и 7, вытесняя из них компоненты топлива (горючее и окислитель). Горючее и окислитель, пройдя через отсечные клапаны 8, поступают в камеру сгорания двигателя 9. Отсечные клапаны 8 обеспечивают подачу компонентов топлива в двигатель 9 в течение требуемого промежутка времени.

Так как температура газов в камере сгорания очень велика, то ЖРД охлаждаются с помощью горючего. Для этого горючее из бака 6 по трубопроводу сначала подводят к нижней части сопла, после чего оно по специальному спиральному каналу вокруг сопла и камеры сгорания поднимается вверх, охлаждая сильно нагретые поверхности двигателя. Охладив поверхности двигателя, топливо из бака 6 попадает к форсунке, установленной в головке камеры сгорания.

Общим недостатком всех вытеснительных систем подачи топлива является нагруженность баков, в которых во время работы должно поддерживаться давление, превышающее на 1...1.5 МПа давление газов в камере сгорания двигателя. Поэтому топливные баки с вытеснительной системой подачи топлива имеют толстые стенки, что увеличивает их массы. С увеличением давления газов в камере сгорания увеличивается и масса топливных баков.

Насосная система подачи (рис. 15.79) имеет принципиальное отличие от вытеснительных систем подачи. Сжатый газ из баллона 1 через редуктор давления 2 поступает в бак 3 с перекисью водорода. Перекись водорода вытесняется из бака 3 в парогазогенератор 4. В парогазогенераторе 4 происходит разложение перекиси водорода с помощью катализаторов на

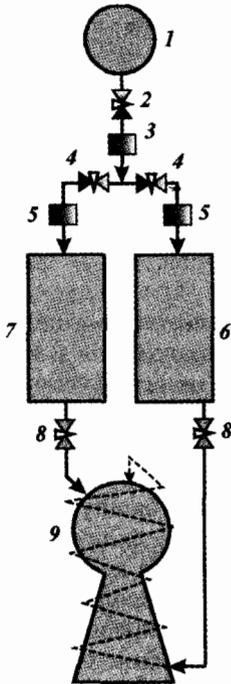


Рис. 15.78. Схема газобаллонной системы подачи топлива

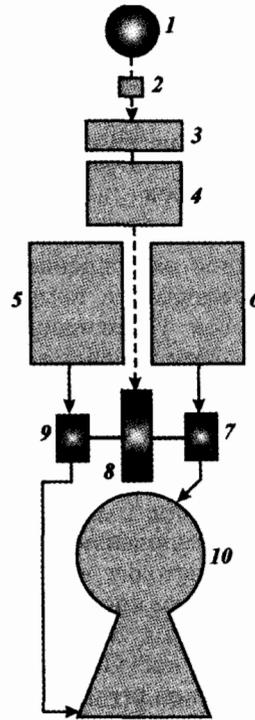


Рис. 15.79. Схема турбонасосной системы подачи топлива

водяной пар и кислород. При разложении перекиси водорода выделяется тепловая энергия.

Образующийся в парогенераторе 4 парогаз, имеющий температуру примерно $450 \dots 500^\circ\text{C}$, поступает в дальнейшем на турбину 8 и приводит ее во вращение. Турбина 8 приводит во вращение насосы 7 и 9, которые забирают из бака 5 горючее и бака 6 окислитель, и подают их в камеру сгорания двигателя 10. Из турбины 8 парогаз через специальные патрубки выбрасывается в окружающую среду.

Устройство, объединяющее турбину 8 и насосы 7, 9, называется *турбонасосным агрегатом*.

При такой схеме подачи топлива в камеру сгорания двигателя в баках 5 и 6 поддерживается небольшое давление (примерно $0.2 \dots 0.4 \text{ МПа}$). В этом случае нет необходимости изготавливать толстостенные массивные топливные баки.

Как известно, во время горения топлива в камере сгорания выделяется чрезвычайно большое количество тепловой энергии, в результате чего стенки двигателя сильно нагреваются. Поэтому без тщательно продуманного охлаждения ракетного двигателя материал его конструкции не выдержит высокой температуры и может сгореть. Проблема охлаждения ракетного двигателя еще осложняется тем, что в качестве охлаждающей жидкости в нем можно использовать практически только компоненты топлива, кото-

рые, как правило, обладают худшими охлаждающими свойствами, чем применяемая для этих целей почти во всех других тепловых двигателях вода.

Существует два способа охлаждения ракетного двигателя:

- наружное (регенеративное);
- внутреннее.

Стенки камеры сгорания и сопла двигателя, в котором предусмотрено наружное охлаждение, делают двойными. Между внутренней и наружной стенками с помощью калиброванных проволок и специальных выштамповок устанавливается зазор величиной 1...1.5 мм, который и образует рубашку охлаждения. Один из компонентов топлива, который используется в качестве охлаждающего агента, подводится к коллектору, расположенному на сопле, и затем проходит через охлаждающую рубашку, омывая внутреннюю стенку двигателя. Из зарубашечного пространства компонент подходит к головке двигателя и через форсунки поступает в камеру сгорания.

Нагрев компонента при прохождении его через рубашку охлаждения в среднем происходит на 100...110°C. При наружном охлаждении, каким бы интенсивным оно ни было, потерь тепловой энергии не происходит, так как она вместе с охладителем почти полностью возвращается в камеру сгорания при поступлении в нее нагретого компонента, использующегося в качестве охладителя. Поэтому при наружном охлаждении стремятся отводить как можно больше от двигателя тепловой энергии.

Обеспечить охлаждение ракетного двигателя с длительностью работы даже в одну минуту за счет только наружного охлаждения не всегда удается. Двигатели больших ракет с большой дальностью полета работают 1.5...2 минуты и более. Для предупреждения прогара огневой стенки сопла и камеры сгорания в таких двигателях, помимо наружного охлаждения одним из компонентов, применяется также и внутреннее охлаждение.

Внутреннее охлаждение осуществляется путем подачи на огневую стенку камеры одного из компонентов (обычно горючего). На стенке образуется тонкая жидкая пленка, защищающая ее от непосредственного воздействия горячих газов. Подавать на стенку компонент для создания защитной пленки можно в любом сечении камеры. Наиболее просто подачу производить через форсунки, расположенные по краям головки. Пристеночный слой горючего почти не смешивается с окислителем, поэтому вблизи головки он практически не участвует в горении. При удалении от головки жидкая пленка уменьшается по толщине за счет испарения. При некотором удалении от форсуночной головки жидкая пленка полностью испаряется, превращаясь в паровую пленку. Паровая пленка постепенно смешивается с продуктами сгорания, выгорает, становясь все тоньше и тоньше по мере приближения к выходному сечению сопла.

Внутреннее охлаждение в отличие от наружного сопряжено с потерями тепловой энергии. Горючее, подаваемое непосредственно на стенку камеры, не перемешивается с окислителем. Пройдя по стенке до выходного сечения сопла, это горючее выгорает лишь частично, большая же часть его выбрасывается через сопло в виде пара. Поэтому охлаждение ракетных дви-

гателей обеспечивается в основном наружным охлаждением; внутреннее охлаждение применяется лишь в качестве дополнительного.

В настоящее время ракеты решают самые различные задачи, от которых зависит радиус их действия. Исходя из решаемых задач, в ракетах могут применяться различные двигатели (жидкостные, твердотопливные, комбинированные и другие). Возникает своеобразная конкуренция этих типов двигателей, в связи с чем следует сравнить их по основным характеристикам.

Основные достоинства ЖРД:

- большая удельная сила тяги;
- удобство регулирования, выключения и многократного запуска;
- возможность длительной работы при любой достижимой практически температуре газов (из-за реализации принудительного охлаждения камеры сгорания и сопла);
- благоприятные массовые характеристики;
- возможность изменения направления вектора тяги поворотом камеры сгорания.

К основным недостаткам ЖРД:

- конструктивная сложность схемы;
- трудность хранения в состоянии к пуску;
- громоздкость оборудования, необходимого для подготовки двигателя к запуску (заправочное оборудование, устройства для контроля и т. п.);
- сложность эксплуатации (отсюда — плохие показатели боеготовности ракеты по двигателю);
- относительно низкая плотность топлива.

На рис. 15.80 показана конструктивная схема ракеты РДТТ. Такие ракеты, как правило, выполняются в виде самостоятельных агрегатов летательных аппаратов. Под двигательной установкой с РДТТ следует понимать конструкцию самого двигателя твердого топлива, который состоит из камеры сгорания, соплового блока и агрегатов управления тягой.

Камера сгорания РДТТ предназначена для размещения заряда твердого топлива, воспламенителя, системы зажигания и отсечки тяги. Ее параметры выбираются исходя из условий обеспечения нормальных условий горения топлива во время работы двигателя. При размещении РДТТ в конструкции летательного аппарата корпус двигателя выполняется несущим, т. е. он составляет основу всей конструкции ракеты. С ним, как правило, стыкуется боевая часть, приборный отсек, другие агрегаты и узлы ракеты.

Топливо (горючее и окислитель), используемое в РДТТ, находится в твердом агрегатном

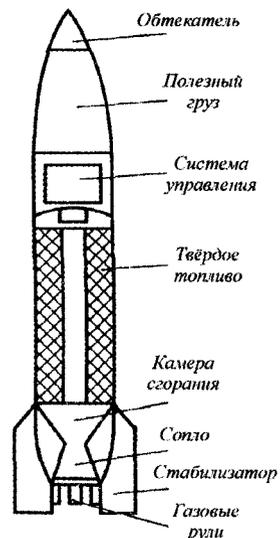


Рис. 15.80.
Принципиальная схема ракеты с РДТТ

состоянии (твердой фазе). Весь его запас размещается непосредственно в камере сгорания, которая существенно отличается от камеры сгорания ЖРД.

Одним из критериев эффективности РДТТ является отношение полного импульса к массе двигателя с топливом (называется *качеством двигателя*). Очевидно, чем больше значение этого критерия, тем эффективнее двигатель.

Величина, численно равная отношению объема топливного заряда к объему камеры сгорания, называется *коэффициентом наполнения камеры двигателя*.

Рассмотрим характерные особенности одной из самых ранних конструкций РДТТ. Двигатель содержит (рис. 15.81):

- камеру 1;
- заряд твердого топлива 2;
- воспламенитель 3;
- диафрагму 4, удерживающую заряд в требуемом положении;
- пиропатроны для зажигания воспламенителя 3.

Все основные характеристики РДТТ определяются в значительной мере свойствами топлива. Твердые ракетные топлива представляют собой самостоятельный и довольно обширный класс топлив. В зависимости от химического состава, ТРТ делят на две группы:

- коллоидные (двухосновные) топлива (баллистичные пороха);
- смесевые топлива.

Коллоидные топлива начали применять раньше смесевых. Эти топлива представляют собой так называемые растворы гомогенных веществ, молекулы которых содержат горючие и окислительные элементы. Основу их составляет нитроцеллюлоза с различным содержанием азота и нитроглицерина. Нитроцеллюлоза растворяется в нитроглицерине.

Для коллоидных баллистичных порохов характерны следующие недостатки:

- относительно низкое содержание энергии (температура горения не превышает 2300 К);
- плохие массовые характеристики (низкая плотность компоновки заряда в корпусе двигателя при наборе из шашек малого диаметра);
- высокое давление, при котором порох горит полностью. Это давление составляет 4...5 МПа. При меньшем давлении в камере выделяется не вся энергия, которая может выделиться в условиях полного сгорания;
- сильная зависимость скорости горения пороха от температуры заряда. При изменении температуры от -40 до $+40^\circ\text{C}$ скорость горения может измениться в 1.5...2.0 раза;
- пожаро- и взрывоопасность в процессе производства;
- недостаточная эластичность, не позволяющая прочно скреплять заряд со стенками камеры;
- не представляется возможным изготавливать шашки зарядов большого диаметра, так как практически нельзя добиться однородности топлива по толщине.

Эти топлива применяются в сравнительно небольших двигателях.

Смесевые ТРТ — это смесь горючих и окислительных веществ, которые в общем случае могут быть неоднородными (гетерогенными). Горючее в смесевом топливе выполняет еще и роль связующего вещества. Поэтому не случайно в качестве этого компонента используют различные каучуки: полисульфидные, полиуретановые; полибутадиеновые. Если есть необходимость повысить энергетические характеристики топлива, можно применить добавки — своеобразное второе горючее в виде порошков алюминия, бериллия, магния.

Окислителем в смесевых топливах являются в основном неорганические кристаллические вещества, например перхлораты аммония NH_4ClO_4 , реже — калия KClO_4 , нитраты натрия NaNO_3 или аммония NH_4NO_3 .

Смесевые ТРТ по сравнению с коллоидными обладают рядом преимуществ:

- больше удельная масса и удельный импульс;
- выше термическая стойкость и продолжительность хранения;
- шире допустимый интервал начальных температур заряда;
- ниже предел давления, при котором обеспечивается нормальное горение топлива;
- простота изготовления заряда;
- возможность формировки заряда путем непосредственной заливки топливной массы в камеру двигателя.

В современных смесевых топливах содержится 60...75% окислителя, 15...25% горючего — связующего и 10...20% алюминиевой пудры.

Смесевые топлива обеспечивают температуру горения, равную 3000...3800 К.

Непрерывное улучшение характеристик топлив позволило в настоящее время применить РДТТ в ракетах большой дальности. К числу последних относится американская ракета «Минитмен». РДТТ применяют также в качестве ускорителей в космических ракетах с ЖРД. Примером таких ракет является ракета «Титан-3с», для старта которой, кроме основных ЖРД, используются два мощных РДТТ. Стартовая масса ракеты 700 тонн. Каждый РДТТ развивает силу тяги в пустоте 5400 кН при времени работы 110 секунд.

Схема современного РДТТ приведена на рис. 15.82. Двигатель включает:

- камеру 1;
- заряд 2;
- воспламенитель 3.

Тяга двигателей ракет больших дальностей обычно должна быть постоянной в течение всего времени работы. Постоянство тяги обеспечивается постоянством расхода топлива, и, следовательно, заряд должен сгорать так, чтобы поверхность горения его оставалась неизменной.

Одной из форм заряда, обеспечивающей постоянство площади горения, является форма, при которой внутренний канал (по которому горит топливо) выполняется в виде «звездочки» (рис. 15.82).

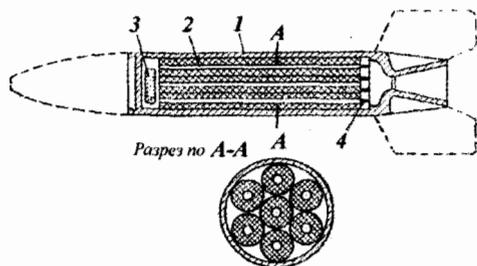


Рис. 15.81. Схема РДТТ

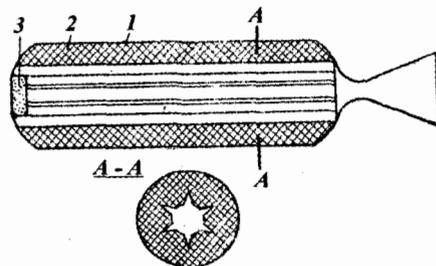


Рис. 15.82. Схема современного РДТТ

Отличительными особенностями современных РДТТ большой тяги являются полное заполнение камеры зарядом и защита стенок камеры от действия горячих газов самим же топливом. Современные РДТТ могут иметь большие размеры. Большая длина двигателей обусловлена, прежде всего, необходимостью создавать значительную тягу, для которой требуется большой расход топлива. Чем больше требуемый расход топлива, тем большей должна быть поверхность его горения. Разность между внешним диаметром и диаметром внутреннего канала обеспечивает необходимое время работы двигателя. Скорость горения твердого топлива обычно составляет несколько миллиметров в секунду. Если двигатель работает 100 секунд, то при скорости горения в 5 миллиметров в секунду, то толщина сгоревшего топлива составит 50 сантиметров.

Все прежние РДТТ работали до полного выгорания топлива. В настоящее время двигатели некоторых ракет должны выключаться в строго определенный момент времени, чтобы обеспечить, например, нужную скорость полета ракеты.

В противоположность ЖРД, выключение которых осуществляется просто прекращением подачи топлива в камеру сгорания, выключение РДТТ представляет собой очень сложную задачу. Для выключения РДТТ требуется сбросить давление газов в камере. Для этого в нужный момент открывают отверстия в корпусе — дополнительные сопла. Через эти отверстия, как через основные сопла, в окружающую среду выбрасываются газы. Это ведет к быстрому снижению давления в камере. Выключение РДТТ часто называют «отсечкой».

В некоторых случаях не обязательно прекращать горение топлива. Достаточно прекратить действие двигателя на летательный аппарат. Для этого используют сопла противотяги, направленные в сторону, противоположную направлению основных сопел, и имеющие большие, чем основные, размеры. Сопла противотяги до некоторого момента закрыты. Они начинают работать лишь тогда, когда необходимо прекратить действие РДТТ. При этом тяга двигателя будет направлена в другую сторону. Если двигатель в этот момент отсоединить от ракеты (летательного аппарата), то произойдет их расстыковка.

Одна из важных проблем, которую приходится решать конструкторам при отработке современных РДТТ, — это проблема обеспечения термостойкости сопел. Температура продуктов сгорания твердых топлив и время работы РДТТ теперь приближаются к соответствующим характеристикам

ЖРД. Однако охлаждать сопла РДТТ нечем. Наиболее распространенным способом защиты сопел до сих пор является постановка в критическом (минимальном) сечении (там наиболее интенсивная передача тепловой энергии от газов к стенке) вкладышей из материалов на основе графита (рис. 15.83). Этот вкладыш выдерживает температуру свыше 3000 К.

Однако этот способ при дальнейшем увеличении температуры газов оказывается уже недостаточным — сопла, особенно при длительной работе, все же разгораются. Поэтому конструкторами ракет отрабатываются сопла новых конструкций, например, с применением карбидов титана или циркония, армированных вольфрамовой проволокой.

Ниже приведены тактико-технические характеристики управляемых баллистических ракет (УБР) с РДТТ:

Показатель	Ракеты				
	Минигмен-П	Минигмен-Ш	Посейдон	Першинг-П	MX
Максимальная дальность полета, км	11000	13000	4600	2500	11000
Тип двигателя	РДТТ	РДТТ	РДТТ	РДТТ	РДТТ
Мощность ядерного боевого заряда, Мт	1	0.17	0.04	0.05	0.6
Стартовая масса, т	33	35.4	29.5	7.2	86.5

РДТТ будут и в будущем конкурировать с ЖРД, особенно в области малых и средних дальностей полета. Но так как удельная сила тяги, развиваемая РДТТ, все же при прочих равных условиях меньше удельной силы тяги, развиваемой ЖРД, то они не могут успешно применяться для вывода на орбиту космических аппаратов. Здесь приоритет принадлежит ракете с ЖРД. Однако РДТТ могут применяться и в качестве вспомогательных двигателей на ракетах с ЖРД (твердотопливные ускорители).

В настоящее время ведутся работы по созданию и совершенствованию комбинированных (КРД), или гибридных ракетных двигателей (ГРД). Конструктивная схема одного из таких двигателей приведена на рис. 15.84. Двигатель включает камеру 1, в которой размещен заряд 2 твердого компонента топлива, бак 3 с жидким компонентом, аккумулятор давления 4 (устройство, вырабатывающее сжатый газ для вытеснения жидкого компонента из бака), трубопроводы и автоматические системы.

Камера имеет сопло, охлаждаемое жидким компонентом. При необходимости может охлаждаться и остальная часть камеры. Жидкий компонент входит в камеру через форсунки, размещенные на головке. В качестве устройства, обеспечивающего повышение давления в баке 3, может служить либо воздушный баллон (баллон со сжатым газом), либо пороховой (шашка твердого топлива) аккумулятор давления. Не исключена возможность применения насосной системы подачи жидкого компонента.



Рис. 15.83. Установка графитового вкладыша в сопле РДТТ

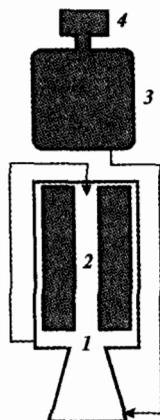


Рис. 15.84. Схема КРД

Удельная сила тяги КРД превышает удельную силу тяги РДТТ и приближается к удельной силе тяги ЖРД. Теоретически КРД имеют много преимуществ: их можно выключать и у них больший удельный импульс, чем у РДТТ. Достаточно отработанных конструкций КРД пока еще нет, кроме опытных экземпляров ракет-носителей.

В настоящее время предлагаются совершенно новые технические идеи и концепции, реализовать которые можно только в будущем. Ниже приведены данные ракет-носителей, которые использовались и используются в настоящее время для вывода полезных грузов в космическое пространство:

Год (страна)	Ракета-носитель	Масса груза, кг:	
		выводимого на низкую земную орбиту	выводимого на геостационарную орбиту
1957 (СССР)	А (СЛ-1)	Спутник-1	
1958 (США)	Джуно-1	Спутник «Эксплорер-1»	
1958 (США)	Атлас-Скор	Радиовещательная установка	
1959 (СССР)	Восток	4730	
1960 (СССР)	Молния	Спутник «Молния»	
1960 (США)	Скаут	215	
1960 (США)	Дельта	Семейство «Дельта»	
1962 (США)	Тор-Дельта	Спутник связи «Телстар-1»	
1962 (США)	Атлас-Центавр	Семейство «Атлас»	
1963 (СССР)	Союз	7240	
1964 (СССР)	Космос	1350	
1964 (США)	Титан-3А	Семейство «Титан»	
1965 (США)	Тор-Дельта	Геостационарный спутник «Эрли Бед»	
1965 (СССР)	Молния	Спутник связи «Молния-1А»	
1965 (Франция)	Диамант	Астерикс	
1968 (СССР)	Протон	20 600	2100
1972 (США)	Дельта	Спутник дистанционного зондирования Земли «Лэндсат-1»	

Год (страна)	Ракета-носитель	Масса груза, кг:	
		выводимого на низкую земную орбиту	выводимого на геостационарную орбиту
1977 (СССР)	Циклон	4 000	
1979 (ЕКА*)	Ариан-1	Семейство «Ариан»	
1981 (США)	Спейс-Шаттл	23 000 (пилотируемый)	
1985 (СССР)	Зенит	13 740	
1986 (СССР)	Протон	Орбитальная станция «Мир»	
1986 (ЕКА)	Ариан-1	Спутник дистанционного зондирования Земли «Спот-1»	
1987 (СССР)	Энергия	105 000	19 000
1988 (ЕКА)	Ариан-4	8 000	4 200
1988 (СССР)	Энергия-Буран	30 000	
1989 (США)	Дельта-2	5 000	1 800
1989 (США)	Титан-4	17 700	5 400
1989 (США)	Титан-3	14 400	5 625
1990 (США)	Пегас	410	
1990 (США)	Атлас-1	5 700	2 250
1991 (США)	Атлас-2	6 580	2 680
1995 (ЕКА)	Ариан-5	23 000	6 920

*ЕКА — Европейское космическое агентство.

Повышенный интерес к посылке людей на Марс заставил специалистов еще раз обратить свои взоры к ядерным двигателям, обеспечивающим большой удельный импульс и сокращение времени экспедиции на две трети.

15.6. ЯДЕРНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

В середине XX в. началась эпоха применения ядерных установок в энергетике. Такие установки позволяют получить огромные количества энергии в тепловой форме, которую можно в последующем преобразовать в механическую или электрическую форму. К настоящему времени ядерные энергетические установки получили наибольшее применение в электроэнергетике для выработки электрической энергии (АЭС). Ядерные энергетические установки используются на некоторых типах судов (ледоколы) и атомных подводных лодках. Учитывая опасность радиоактивного заражения персонала и окружающей среды, а также конструктивное несовершенство ядерных реакторов, применение ядерных энергетических установок на наземном транспорте пока невозможно.

Комплекс агрегатов установки, обеспечивающий преобразование тепловой энергии ядерного реактора в другие ее виды, называется *ядерной энергетической установкой*. В основе работы ядерной энергетической установки лежит превращение ядерной энергии в механическую энергию путем использования ядерного реактора в качестве источника тепловой энергии.

Энергия, используемая при работе атомных электростанций, выделяется в результате ядерного деления. Топливом для ядерного реактора служит какое-либо делящееся вещество. Это вещество называют *ядерным топливом*.

Ядерное топливо — это смесь веществ, которая содержит изотопы химических элементов, делящихся под воздействием нейтронов. Делящиеся элементы могут быть как природного, так и искусственного происхождения. Единственным элементом природного происхождения, который делится при взаимодействии с нейтронами любых энергий, является изотоп урана — уран-235 (^{235}U). Другие известные в настоящее время делящиеся элементы искусственного происхождения. К ним относятся изотопы плутония ^{239}Pu и ^{241}Pu , которые получаются в ходе ядерных реакций из ^{238}U , и изотоп ^{233}U , получаемый из природного тория ^{232}Th .

Исходным источником ядерного топлива современной атомной энергетики является урановая руда, которая, где бы ее ни добывали, имеет следующий состав:

- 99.2831% уран-238 ^{238}U ;
- 0.7115% уран-235 ^{235}U ;
- 0.0054% уран-234 ^{234}U .

Из приведенного состава урановой руды видно, что содержание в ней делящегося изотопа ^{235}U очень невелико, поэтому в ядерных реакторах применяют *обогащенный* уран. Обогащенным ураном называется смесь природных изотопов, полученная искусственным путем, в которой содержание изотопа ^{235}U превышает его природную концентрацию (0.7115%). В зависимости от содержания изотопа ^{235}U различают:

- слабообогащенный (до 5%) уран;
- среднеобогащенный (5...20%) уран;
- высокообогащенный (21...90%) уран;
- сверхобогащенный (90...96%) уран.

Таким образом, каждый килограмм урана, загружаемый в реактор с обогащением 5%, содержит 50 грамм делящегося и 950 грамм неделящегося изотопа ^{238}U . По грубой аналогии с составом органического топлива можно сказать, что в этом случае 1 килограмм загруженного топлива содержит 50 грамм горючего элемента и 950 грамм балласта. Однако хотя уран-238 не делится, но под воздействием нейтронов, которые возникают при делении ядер урана-235, ядро урана-238 может захватывать эти нейтроны и превращаться в атом нового делящегося элемента — плутония (изотопы ^{239}Pu или ^{241}Pu), который в природе не встречается. Подобным образом ведет себя торий ^{232}Th ; при этом возникает новый искусственный элемент — уран-233.

Отсюда следует, что при «сжигании» природного изотопа ^{235}U — *первичного* топлива — возникает *вторичное* топливо искусственного происхождения, которое может использоваться в ядерных реакторах, т. е. происходит воспроизводство ядерного топлива. Отношение количества вновь возникших ядер вторичного топлива к количеству разделившихся ядер первичного, называемое *коэффициентом воспроизводства ядерного топлива*, лежит в пределах от 0.9 до 1.4 и зависит от условий протекания ядерных реакций.

Теплота «сгорания», т. е. количество тепловой энергии, выделяющейся при делении всех ядер, которые содержатся в 1 кг ядерного топлива, в миллионы раз превышает теплоту сгорания органического топлива (бензина, керосина, дизельного топлива). Так, при делении всех ядер 1 кило-

грамма урана-235 выделяется $82 \cdot 10^9$ кДж/кг энергии, что соответствует $22.8 \cdot 10^6$ кДж/кг, или, если выделение этой энергии произойдет за сутки (24 часа):

$$\frac{22.8 \cdot 10^6 \text{ [кДж/кг]}}{24 \text{ [ч]}} = 0.950 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{кВт} \cdot \text{сут}}{\text{кг}} \right] = 950 \frac{\text{МВт} \cdot \text{сут}}{\text{кг}}.$$

Это теоретическое количество теплоты. В действительности на выработку теплоты расходуется примерно 85% ядер, которые содержатся в 1 кг делящегося изотопа ^{235}U . Поэтому теплота сгорания ^{235}U составляет ≈ 810 МВт·сут/кг, т. е. для выработки тепловой энергии, равной 1 МВт·сут, сжигается 1.23 грамма ^{235}U , а для 1000 МВт·сут — 1.23 килограмма ^{235}U .

Общепринято, что теплота сгорания — это количество тепловой энергии, отнесенное к единице массы всего топлива, т. е., включая горючие элементы и балласт. Для ядерного топлива таким горючим элементом является ^{235}U , доля которого составляет лишь несколько процентов (обычно 2...4%) от общей массы топлива в зависимости от обогащения. Кроме того, условия «сжигания» этого горючего элемента таковы, что даже эти несколько процентов не могут полностью выгореть. Поэтому из ядерного реактора выгружают топливо, в котором еще содержатся делящиеся изотопы, но их массы недостаточно для поддержания реакции деления.

Отношение массы ядер, которые подверглись делению и выделили тепловую энергию, к массе загруженного топлива называют *глубиной выгорания* и измеряют в килограммах на тонну. Глубина выгорания, являющаяся важнейшим параметром и характеризующая эффективность использования ядерного топлива, в современных реакторах составляет 20...40 кг/т. Чаще глубину выгорания измеряют в энергетических единицах МВт·сут/т. Пересчет глубины выгорания, выраженной в кг/т, на МВт·сут/т не составляет труда, если помнить, что при сжигании 1.23 кг урана-235 выделяется 1000 МВт·сут энергии. Например, глубина выгорания 30 кг/т урана-235 эквивалентна $30 \cdot 1000 / 1.23 = 24390$ МВт·сут/т.

В современных энергетических реакторах глубина выгорания равна 8000...40000 МВт·сут/т. Существует ряд других технических характеристик ядерного топлива, таких, как радиационная стойкость, максимально допустимая температура топлива, совместимость материала топлива с другими материалами и т. д.

Процесс «горения» ядерного топлива — это самоподдерживающаяся управляемая цепная реакция деления атомных ядер под воздействием нейтронов, при которой происходит перестройка ядер, т. е. образование новых элементов. Цепной, или непрерывный характер ядерных реакций, может быть обеспечен в том случае, если после каждого акта деления ядра испускается, по крайней мере, один нейтрон, который, в свою очередь, может явиться «снарядом», вызывающим деление другого ядра (при делении ядра ^{235}U в среднем выделяется 2.5 нейтрона). Каждый нейтрон, испускаемый при расщеплении ядра, обладает значительной энергией (в среднем около 2 МэВ), достаточной для деления всех изотопов урана, а также тория ^{232}Th и плутония ^{239}Pu .

Вместе с тем установлено, что если эти нейтроны замедлить до энергии, равной 0.025...0.30 эВ, вероятность их попадания в ядра ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu ,

^{241}Pu , а следовательно, и вероятность деления резко увеличится. Нейтроны, имеющие энергию порядка $0.025 \dots 0.3$ эВ, называют *тепловыми*, и они не способны вызывать деление ядер ^{238}U и ^{232}Th . Деление ядер этих элементов возможно лишь быстрыми нейтронами, обладающими энергией выше 1 МэВ.

Обычно нейтрон, попадая в ядро, разбивает его на две части (продукты деления), каждая из которых представляет собой новый химический элемент. Образовавшиеся новые элементы находятся в неустойчивом состоянии, поэтому претерпевают ряд превращений, которые сопровождаются радиоактивным излучением, очень опасным для живых организмов. Радиоактивность продуктов деления приводит к необходимости создания надежной биологической защиты людей и оборудования от воздействия ядерного излучения.

Несмотря на то, что при каждом акте деления испускается два-три нейтрона, процесс деления может быстро прекратиться, если ни один из этих нейтронов не произведет деления ядра. Это произойдет в том случае, когда свободные нейтроны либо поглощаются другими ядрами без деления, либо уйдут из топлива вследствие утечки в окружающую среду. Очевидно, что цепная реакция деления будет происходить, если хотя бы один из двух-трех нейтронов примет участие в следующем акте деления, т. е. вызовет рождение нового поколения нейтронов. Отношение числа нейтронов последующего поколения к числу нейтронов предыдущего называют *коэффициентом размножения* k .

Таким образом, если $k = 1$, возможна цепная самоподдерживающаяся реакция деления (говорят, что система *критична*), если $k > 1$, идет саморазвивающаяся цепная реакция с непрерывно возрастающей мощностью (система *надкритична*), а если $k < 1$, число нейтронов от поколения к поколению будет уменьшаться, реакция затухнет и возникнуть не может (система *подкритична*).

Реактор, загруженный топливом, характеризуется *реактивностью*

$$\rho = \frac{k - 1}{k},$$

т. е., степенью отклонения его от критического состояния. Если $k = 1$, то $\rho = 0$ и реактор находится в критическом состоянии; если $k > 1$, то $\rho > 0$ и реактор находится в надкритическом состоянии, а если $k < 1$, то $\rho < 0$ — в подкритическом.

Итак, процесс горения ядерного топлива с заданным уровнем выделения тепловой энергии возможен лишь при $k = 1$. Осуществить это условие можно, если скорость образования новых нейтронов будет такой, чтобы постоянно компенсировались утечка и поглощение нейтронов. Установлено, что цепная самоподдерживающаяся реакция деления может идти лишь при наличии определенных массы и объема ядерного топлива. В этом случае количество ядерного топлива называется *критической массой*, а объем — *критическим размером*. Например, расчетная критическая масса чистого урана-235 равна 42 кг, при этом критический размер составляет 16.2 см, что представляет собой диаметр сферы, в которую заключена эта масса.

Отметим, что органическое топливо может гореть в любых количествах.

Процесс «горения» ядерного топлива происходит в активной зоне ядерного реактора (рис. 15.85), представляющей собой совокупность определенным образом размещенных тепловыделяющих элементов 3 (ТВЭЛы) — тонкостенных металлических трубок с урановым топливом. В показанном на рис. 15.85 реакторе деление ядер осуществляется тепловыми нейтронами. Поэтому в активной зоне между ТВЭЛами расположен замедлитель 2, снижающий энергию быстрых нейтронов до энергии, соответствующей тепловым нейтронам. В качестве замедлителя используется графит или вода. В некоторых реакторах функции замедлителя 2 и теплоносителя 6 выполняет одно и то же вещество — чаще всего вода.

Чтобы обеспечить длительную работу реактора без добавления свежего топлива, в активную зону в виде ТВЭЛов загружается топливо в количестве, превышающем критическую массу. Это приводит к тому, что активная зона становится надкритичной ($\rho > 0$). Для регулирования реактивности в активную зону реактора вводят регулирующие стержни 1, выполненные из материалов, активно поглощающих нейтроны. Изменяя глубину погружения регулирующих стержней, изменяют количество реагирующих нейтронов и тем самым регулируют работу реактора, т. е. изменяется коэффициент размножения. При первоначальной загрузке топлива, когда его масса превышает критическую, регулирующие стержни находятся в крайнем нижнем положении и активная зона оказывается подкритичной ($\rho < 0$). При пуске реактора и по мере выгорания топлива в активной зоне регулирующие стержни постепенно поднимают.

Для уменьшения утечки нейтронов активную зону снабжают отражателем 4. Отражатель не поглощает нейтроны, а отражает их, возвращая в активную зону. Уменьшение утечки нейтронов в окружающую среду позволяет снизить критическую массу, а следовательно, более эффективно вести процесс «горения» ядерного топлива. Отвод тепла от реактора осуществляется с помощью теплоносителя 6, который прокачивается через активную зону, охлаждая ТВЭЛы. Размер активной зоны реактора невелик, но в то же время для отвода большого количества тепловой энергии требуется большая поверхность охлаждения. Это достигается расположением в активной зоне многочисленных каналов, в которые и погружены тепловыделяющие элементы. Корпус реактора для защиты персонала и оборудования от ядерных излучений окружен слоем бетона — биологической защитой 5.

Процесс «горения» ядерного топлива в реакторах может также происходить с помощью быстрых нейтронов. При этом для протекания цепных реакций деления требуется более глубокое обогащение топлива изотопом ^{235}U (до 15%), а в качестве материала отражателя используется изотоп ^{238}U . В этом случае замедлитель отсутствует. При реакциях с помощью

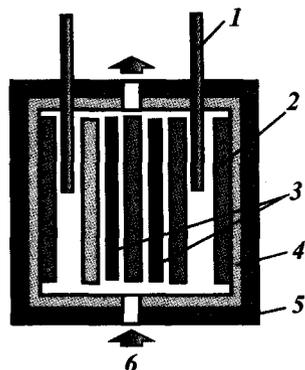


Рис. 15.85. Схема ядерного реактора на тепловых нейтронах с графитовым замедлителем

быстрых нейтронов коэффициент воспроизводства достигает 1.4, т. е. в этом случае происходит расширенное воспроизводство ядерного топлива вследствие вовлечения в топливный цикл урана-238.

Кроме основного результата процесса «сгорания» — получения тепловой энергии при реакции деления ядер топлива под действием нейтронов — возникают побочные продукты, которые можно разделить на твердые и газообразные продукты. Твердые продукты — это осколки ядер первичного топлива, представляющие собой новые химические элементы, а также ядра новых делящихся изотопов ^{239}Pu , ^{241}Pu , образовавшиеся в результате захвата без деления ядрами ^{238}U . Новые делящиеся изотопы представляют собой ценное сырье — вторичное топливо, которое впоследствии может быть использовано для загрузки активной зоны реакторов для получения тепловой энергии. Таким образом, если при сжигании органического топлива твердый продукт сгорания не имеет практической ценности, то при «сжигании» ядерного топлива образующиеся продукты иногда могут превосходить по стоимости загруженное в реактор топливо. Поэтому их перерабатывают для извлечения плутония, а также невыгоревших изотопов урана-235.

Газообразными и побочными продуктами являются инертные газы (аргон, ксенон, криптон), которые образуются в активной зоне в результате ядерных превращений осколков деления.

Все продукты «сгорания» ядерного топлива являются радиоактивными. Мощные ядерные излучения, возникающие при нейтронных реакциях в активной зоне, приводят к так называемой наведенной радиоактивности, т. е. все материалы активной зоны, а также теплоноситель становятся радиоактивно опасными. Поэтому выделяют еще один — третий вид продуктов деления — радиационные излучения, представляющие большую опасность для живого организма. Однако существует целый ряд мер и правил обращения с радиоактивными отходами, при выполнении которых обслуживание реактора и различные операции с отходами обеспечивают необходимую безопасность для человека и окружающей среды.

Основным фактором, влияющим на окружающую среду при «сжигании» ядерного топлива в реакторах, являются газообразные выбросы в атмосферу. Поэтому их строго контролируют, а кроме того, устанавливают определенную зону наблюдения за состоянием внешней среды. По сложившемуся опыту радиус такой зоны составляет 10...15 км. Принято, что для населения безопасной дозой облучения является 0.17 бэр/год. Многолетний опыт показывает, что при эксплуатации атомных электростанций доза облучения от них значительно ниже доз облучения от существующего природного радиоактивного фона.

В процессе эксплуатации ядерного реактора неизбежно появляются жидкие радиоактивные отходы: промывочные и трапные воды, воды прачечных, душевых, которые запрещено сбрасывать в водоемы. Они подлежат химической очистке, а затем упариванию, часто до сухого остатка, в котором содержатся радиоактивные вещества. Эти вещества затем вводят либо в цементные растворы, либо в битум, которые, затвердевая, надежно фиксируют радиоактивные отходы, что не позволяет им бесконтрольно распространяться в окружающей среде. Полученные таким образом

цементные или битумные блоки хранят в специальных помещениях — могильниках, которые располагают в местах, значительно удаленных от населенных пунктов.

Жесткие правила и нормы по радиоактивной безопасности привели к тому, что в настоящее время электростанции, сжигающие ядерное топливо, являются предприятиями, наименее загрязняющими окружающую среду.

Подготовка топлива к сжиганию определяется его видом и способом сжигания в топочной камере котельной установки. В современных энергетических котельных агрегатах твердое топливо (бурый и каменные угли, антрацит, сланцы, торф) сжигается в виде пыли, которая подается в топочную камеру воздухом и во взвешенном состоянии сгорает в ее объеме. Такой способ сжигания, как известно, называется камерным, или факельным. Следовательно, твердое топливо перед сжиганием проходит определенную подготовку. Проще осуществляется подача жидкого и газообразного топлива в камеру сгорания котельной установки.

Ядерное топливо сжигается в реакторах в твердом состоянии в виде металлов, сплавов, окислов, карбидов, нитридов. Возможно также применение ядерного топлива в виде расплавленных солей, жидких растворов или газа. Но эти виды ядерного топлива пока не нашли широкого применения в ядерной энергетике.

Современные энергетические реакторы используют ядерное топливо в виде оксида урана. Оксид урана, обогащенный делящимися изотопами, готовится из урановой руды и отработавшего топлива на специальных радиохимических заводах, где из них изготавливают тепловыделяющие элементы. Как уже отмечалось, тепловыделяющие элементы выполнены в виде герметичной тонкостенной металлической оболочки (чаще всего из нержавеющей стали или сплавов на основе циркония), заполненной ядерным топливом, которое прессуется в форме таблеток или стержней (прутков) круглого сечения. Применяются также ТВЭЛы кольцевой, пластинчатой, шаровидной и другой формы.

Топливная загрузка реактора по условиям обеспечения необходимых поверхностей теплообмена для надежного отвода выделяющейся тепловой энергии требует большого количества ТВЭЛов. Так, для реакторов на тепловых нейтронах мощностью 1000 МВт топливная загрузка размещается в 48 000...61 000 ТВЭЛов. Конструктивно ТВЭЛы объединяются в кассетах, которые принято называть тепловыделяющими сборками ТВС. В одну ТВС могут входить от нескольких до сотен ТВЭЛов.

Изготовленные на заводе ТВС доставляются на атомную электростанцию в специальных контейнерах и хранятся до загрузки в активную зону реактора на складе свежего топлива. Загрузка ТВС в реактор осуществляется периодически с таким расчетом, чтобы топлива хватило на непрерывную работу в течение длительного времени — до года и более. Обычно в активную зону загружают от 15 до 40 критических масс (в зависимости от мощности реактора и запланированной длительности работы до очередной перегрузки топлива).

Отработавшие ТВС выгружают из реактора и заменяют свежими. Период времени между двумя перегрузками топлива называют кампанией реактора. Отработавшие ТВЭЛы помещают в заполненный водой бассейн,

где хранят около 2...3 лет, пока их радиоактивность не снизится до безопасного уровня. Затем их транспортируют в специальных контейнерах для переработки на заводах.

Ядерное топливо ни по физическим свойствам, ни по форме, ни по составу не сравнимо с органическим топливом. Активная зона ядерного реактора, между тем, выполняет роль топки обычного котла, т. е. основным его назначением является производство тепловой энергии. Такая аналогия с привычным процессом тепловой энергетики позволила урановую загрузку реактора называть ядерным, или неорганическим топливом, а процессы деления и расходования делящихся элементов в реакторе — «сжиганием», или «выгоранием», ядерного топлива.

По назначению ядерные реакторы разделяют на:

- *энергетические*, предназначенные для получения тепловой энергии;
- *технологические*, предназначенные только для выработки плутония;
- *двухцелевые*, предназначенные для одновременной выработки тепловой энергии и плутония.

Также используется классификация реакторов по энергетическому уровню нейтронов, с помощью которых происходит деление ядер топлива. При делении ядер топлива в активной зоне под воздействием быстрых нейтронов реакторы называют *реакторами на быстрых нейтронах*, а под воздействием тепловых — *реакторами на тепловых нейтронах*.

В реакторах на быстрых нейтронах замедлитель отсутствует, а роль отражателя выполняют ТВЭЛы, наполненные изотопом урана-238. Активная зона таких реакторов состоит из ТВЭЛов, заполненных ураном среднего обогащения. После завершения кампании, которая длится 2...3 года, в отражателе накапливается значительное количество плутония. Поэтому отражатель реакторов на быстрых нейтронах получил название *зоны воспроизводства*.

Кроме того, ядерные реакторы различают в зависимости от вида используемых замедлителя и теплоносителя. По виду замедлителя их подразделяют на:

- водяные;
- графитовые;
- тяжеловодные;
- органические.

По виду теплоносителя ядерные реакторы разделяют на:

- водяные;
- тяжеловодные;
- жидкометаллические;
- органические;
- газовые.

Если часть водяного теплоносителя, проходя активную зону, превращается в пар, реактор называют кипящим. В настоящее время в отечественной атомной энергетике широкое распространение получили два типа энергетических реакторов на тепловых нейтронах:

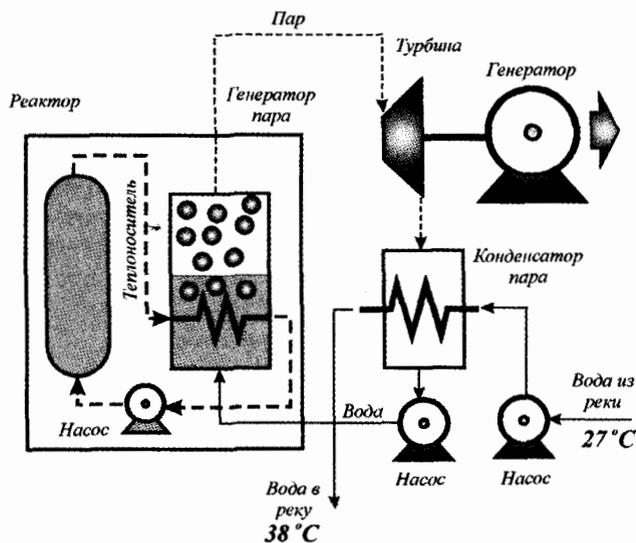


Рис. 15.86. Схема устройства атомной электростанции

- уран-графитовые кипящие;
- водоводяные.

В уран-графитовых кипящих реакторах в качестве топлива используется слабообогатенный уран, а роль замедлителя выполняет графит, а теплоносителя — обычная кипящая вода. Эти реакторы сокращенно называют РБМК (реактор большой мощности кипящий) и основной особенностью их, позволяющей осуществить широкую унификацию конструктивных элементов является активная зона прямоугольной формы, которую собирают из графитовых блоков со сквозными каналами, где размещают ТВС.

В водоводяных энергетических реакторах (ВВЭР) в качестве замедлителя, отражателя и теплоносителя используется обычная вода под высоким давлением. Причем кипение воды в них не допускается, а высокое давление теплоносителя (до 18 МПа) обуславливает необходимость заключения активной зоны в толстостенный стальной корпус круглого сечения.

В будущем намечается широкое использование реакторов на быстрых нейтронах, которые, видимо, станут основным типом реакторов атомной энергетики, так как позволяют вовлечь в топливный цикл запасы урана-238 и природного тория-233.

Для управления реакторами всех типов и защиты от неуправляемой цепной реакции деления применяются стержни, изготовленные из материалов, содержащих бор, который обладает свойством сильного поглощения нейтронов.

На рис. 15.86 показана упрощенная схема атомной электрической станции. Устройство атомной электростанции принципиально не отличается от устройства тепловой электростанции (за исключением того, что вместо котла, работающего на горючем топливе, используется ядерный «котел»). В обоих случаях турбина, связанная с генератором электрическо-

го тока, приводится во вращение паром. В связи с тем, что пар необходимо конденсировать, приходится расходовать дополнительную охлаждающую воду. Эту воду обычно берут из какого-либо большого водоема — реки или озера — и затем возвращают в тот же водоем, но уже при более высокой температуре, чем она была взята. Поэтому атомные, как и тепловые электростанции вызывают значительное тепловое загрязнение окружающей среды. Первичный охладитель, который проходит через активную зону реактора (рис. 15.86), находится в замкнутой системе. Последующие охладители вообще никогда не проходят через активную зону реактора. Это уменьшает вероятность того, что радиоактивные вещества смогут проникнуть за пределы активной зоны реактора.

В заключение отметим, что активная зона реактора не может достичь надкритического уровня и взорваться, как атомная бомба, потому что концентрация урана-235 в ней слишком мала. Однако если активная зона перегреется, это может привести к серьезной аварии, в результате которой радиоактивные вещества попадут в окружающую среду.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Топливо. Классификация топлив.
2. Элементарный состав топлива.
3. Горение топлива. Теплота сгорания топлива.
4. Теплогенерирующие установки. Основные элементы котельной установки.
5. Паровые котлы. Основные типы и характеристики паровых котлов.
6. Паровые турбины. Классификация паровых турбин.
7. Принцип работы паровой турбины.
8. Двигатели внутреннего сгорания. Конструктивная схема и принцип работы поршневого ДВС.
9. Индикаторная диаграмма четырехтактного бензинового двигателя.
10. Теоретически необходимая для полного сгорания топлива масса воздуха.
11. Коэффициент избытка воздуха.
12. Коэффициент дозарядки.
13. Коэффициент наполнения.
14. Коэффициент остаточных газов.
15. Основные процессы рабочего цикла поршневого ДВС.
16. Конструктивная схема дизельного двигателя и его преимущества перед бензиновым двигателем.
17. Индикаторная диаграмма четырехтактного дизельного двигателя.
18. Среднее индикаторное давление рабочего тела в цикле поршневого ДВС. Порядок определения среднего индикаторного давления рабочего тела.
19. Индикаторная работа цикла.
20. Индикаторная мощность.
21. Тепловой баланс ДВС.
22. Эффективные показатели ДВС.
23. Форсирование поршневых ДВС. Способы форсирования.
24. Основные схемы наддува поршневых ДВС.
25. Характеристики поршневых ДВС.
26. Скоростные характеристики. Анализ внешней скоростной характеристики поршневого ДВС.
27. Нагрузочная характеристика поршневого ДВС и ее анализ.

28. Методика снятия скоростной и нагрузочной характеристик поршневых ДВС.
29. Оценка тяговых свойств поршневого ДВС по внешней скоростной характеристике.
30. Многопараметровая характеристика и методика ее построения.
31. Основные преимущества ГТД перед поршневыми ДВС.
32. Конструктивные схемы транспортных ГТД и их анализ.
33. Реактивные двигатели и области их применения.
34. Конструктивная схема и принцип работы ТРД.
35. Индикаторная диаграмма рабочего цикла идеализированного ТРД.
36. Индикаторная диаграмма действительного цикла ТРД.
37. Турбореактивные двигатели с форсажной камерой.
38. Отличия ТРД для дозвуковых скоростей полета от ТРД для сверхзвуковых скоростей полета.
39. Основные характеристики ТРД.
40. Ракетные двигатели и области их применения.
41. Принцип работы ракетного двигателя.
42. Основные оценочные параметры ракетных двигателей.
43. Конструктивная схема и принцип работы ЖРД.
44. Конструктивная схема и принцип работы РДТГ.
45. Топлива для ракетных двигателей.
46. Системы подачи топлива в камеру сгорания ракетного двигателя.
47. Ядерные энергетические установки и области их применения.
48. Топливо для ядерной энергетической установки.
49. Схема устройства атомной электростанции.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЭНЕРГОРЕСУРСОВ И НЕТРАДИЦИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ ТЕПЛОЙ ЭНЕРГИИ

16.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Со вступлением человечества около двух веков назад в эру индустриального развития перед ним регулярно возникали более или менее острые энергетические проблемы. До последнего времени они преодолевались, как правило, одним и тем же способом: освоением новых источников энергии или даже новых видов энергетических ресурсов с более высокими качественными характеристиками, открывающими простор еще более быстрому росту энергопотребления.

Пока численность людей на Земле оставалась небольшой, и потребление энергии было незначительным — в основном для приготовления пищи и обогрева, ее использование заметно не влияло ни на атмосферу, ни на гидросферу, ни на геосферу. Теперь при огромной численности населения земного шара производство и потребление энергии становятся потенциально опасными как в локальном смысле, поскольку эти процессы сопровождаются вредными выбросами в атмосферу и отравлением воздуха, так и в глобальном, поскольку существует опасность возникновения «парникового» эффекта. Мир в настоящее время стоит перед дилеммой: с одной стороны, без энергии нельзя обеспечить материальное благополучие людей, а с другой — сохранение существующих темпов ее потребления может привести к разрушению окружающей среды и, как следствие, к снижению жизненного уровня и даже к угрозе существованию цивилизации.

Поэтому проблема поиска разумных и не грозящих тяжелыми последствиями методов энергообеспечения является в настоящее время актуальной и жизненно важной.

Чтобы осознать всю грандиозность данной проблемы, необходимо понять, как получают энергию и какую роль она играет в жизни человечества. Почти все доступные виды энергии своими истоками обязаны либо Солнцу (ископаемое топливо, биомасса, ветер и поступающее на Землю излучение), либо процессам космической эволюции, предшествовавшим образованию Солнечной системы (ядерная энергия).

Если бы человечество могло использовать лишь небольшую часть солнечного излучения, поступающего на земную поверхность в течение года и эквивалентного 178 000 ТВт·лет (что примерно в 15 000 раз больше того количества энергии, которое в настоящее время расходуется человечеством), его энергетические потребности были бы полностью удовлетворены.

Однако из этого количества 30% энергии отражается обратно в космическое пространство и 50% поглощается, превращается в тепловую энергию и переизлучается. Оставшиеся 20% солнечной радиации идут на поддержание гидрологического цикла. И только очень незначительная часть (0.06%) солнечной радиации расходуется на фотосинтез, благодаря которому на Земле существует все живое и образуются запасы ископаемого топлива. Из всей получаемой человечеством энергии 18% приходится на восстанавливаемые источники (включая гидроэнергию и биомассу) и 4% — на ядерную энергию; остальное обеспечивается за счет добычи ископаемого топлива. К сожалению, поступление тепловой энергии от Солнца неравномерно (рис. 16.1).

В результате огромного потребления энергии в мировом масштабе запасы ископаемого топлива истощаются примерно в 100 000 раз быстрее, чем они успевают накапливаться в недрах Земли. Доля угля в мировом потреблении энергоресурсов снизилась. Потребление нефти было максимальным в начале 70-х годов прошлого века, когда на ее долю приходилось более 40% (сейчас примерно 38%). Доля природного газа, как ожидается, в дальнейшем будет повышаться. Хотя считается, что сохраняющиеся в недрах Земли запасы ископаемого топлива в пересчете на нефть составляют примерно 1.5 триллиона тон (этого количества достаточно, чтобы человечество могло удовлетворять свои потребности в энергоресурсах на протяжении следующих 170 лет при современных темпах потребления), они все же истощатся. Но в течение всего периода, пока эти запасы будут добываться и потребляться (т. е. полностью сжигаться), окружающая среда будет находиться под угрозой разрушения.

Решение энергетических проблем сегодня, как и в прошлом, зависит от технических возможностей, а также от темпов научно-технического развития страны. Большинство стран мира в настоящее время в той или иной мере стремятся:

- снизить расход энергии в различных отраслях промышленности путем ужесточения контроля за технологическими процессами, в результате чего снижается бесполезный выход (брак);
- повысить эффективность работы энергетических установок, в которых происходит преобразование энергии из одного вида в другой (повышение КПД);
- использовать вторичные энергетические ресурсы.

Вторичными энергоресурсами (ВЭР) называют все виды продукции, отходы, побочные и промежуточные продукты, возникающие в технологических процессах, энергетический потенциал которых не используется

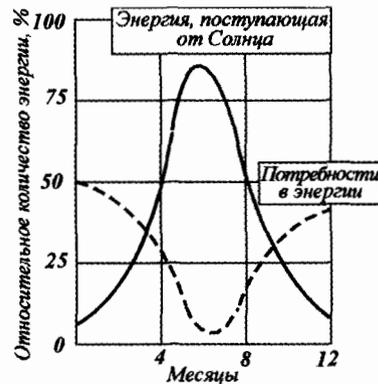


Рис. 16.1. Распределение энергии, поступающей от Солнца в течение года, и потребности в ней

в данном процессе, но может быть реализован в других процессах или агрегатах. Использование ВЭР в промышленности является одним из значительных резервов экономии топливно-энергетических ресурсов.

По техническим параметрам ВЭР можно подразделить на три группы:

- *горючие* (топливные) — горючие газы плавильных печей, горючие отходы технологических процессов переработки углеводородного сырья, древесные отходы;
- *тепловые* — физическая теплота отходящих газов технологических установок, физическая теплота основной продукции и отходов, теплота рабочих тел систем принудительного охлаждения технологических установок, теплота горячей воды, пара, газа, отработавших в технологических и силовых установках;
- *избыточного давления* — потенциальная энергия жидкостей и газов, имеющих избыточное давление после технологических установок, снижение которого необходимо перед последующей ступенью их использования или при выбросе в окружающую среду.

В зависимости от видов и параметров рабочих тел различают четыре основных направления использования ВЭР.

1. *Топливное* — непосредственное использование горючих ВЭР в качестве топлива.

2. *Тепловое* — использование тепловой энергии горячей воды и пара, получаемой непосредственно в качестве ВЭР или при выработке их в утилизационных аппаратах за счет использования горючих и тепловых ВЭР.

3. *Силовое* — применение механической или электрической энергии, генерированной в утилизационных установках за счет ВЭР.

4. *Комбинированное* — использование тепловой, механической и электрической энергии, вырабатываемой за счет ВЭР.

16.2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЭНЕРГОРЕСУРСОВ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Основным источником горючих ВЭР являются технологические установки черной металлургии. Горючие ВЭР используют как топливо в технологических процессах, а также для нагрева воды, получения пара или электроэнергии. Использование горючих ВЭР позволяет сократить расход топлива в отрасли примерно на 26%.

ВЭР избыточного давления имеют место при эксплуатации технологических установок в металлургии и химии. Отработавшие газы с избыточным давлением перед удалением в сети низкого давления или в атмосферу используют для выработки электроэнергии в газовых бескомпрессорных турбоустановках. Мощность этих установок 6...12 МВт при внутреннем относительном КПД 85%.

Тепловые ВЭР в основном сконцентрированы в энергоемких процессах металлургии, химии, нефтепереработки, в газовой промышленности, в промышленности стройматериалов. В зависимости от температурного уровня

различают ВЭР *высокопотенциальные* (570...1500 К) и *низкопотенциальные* (360...500 К).

Высокопотенциальные ВЭР — это уходящие газы металлургических печей, шлаки металлургических производств, уходящие газы газотурбинных установок компрессорных станций магистральных газопроводов, отходящие газы туннельных и вращающихся печей, вагранок, используемых в технологии производства строительных материалов. Высокопотенциальные ВЭР используют на нагрев воздуха, поступающего для горения топлива, для получения горячей воды и пара в котлах-утилизаторах.

Низкопотенциальные ВЭР — это отработавший производственный пар паровых машин (молотов, прессов), нагретая вода после технологического оборудования, производственный конденсат, газы температурой до 500 К после технологических агрегатов, воздух, удаляемый из промышленных зданий, где имеют место значительные тепlopоступления от технологического оборудования, а также промышленные стоки (сточные воды).

Отработавший производственный пар используют на технологические нужды, для теплоснабжения, выработки электроэнергии, а также комбинированно для теплоснабжения, выработки электроэнергии и получения холода.

Использование отработавшего пара для технологических целей весьма разнообразно и решается в каждом конкретном случае индивидуально с учетом особенностей и режимов работы технологического оборудования.

В паровых системах теплоснабжения (рис. 16.2) отработавший пар после технологической установки очищают от механических примесей, агрессивных веществ, масел в фильтре и транспортируют к тепловому потребителю. При несоответствии режимов поступления теплоты от технологической установки с режимами теплoпотребления в схему включают тепловой аккумулятор, в котором за счет избытка поступающей теплоты нагревается теплоаккумулирующее тело.

В водяных системах теплоснабжения отработавший пар используют для нагрева сетевой воды в контактных или поверхностных подогревателях.

В связи с возрастающим потреблением искусственного холода одним из перспективных путей является комплексное использование отработавшего пара для теплохладоснабжения. Пар после технологического агрегата транспортируется через фильтр по паропроводу. В летний период пар направляется в абсорбционную холодильную машину, обеспечивающую холодом потребителя. Зимой пар поступает в теплообменник и нагревает сетевую воду для теплоснабжения потребителя. Такая схема позволяет использовать отработавший пар круглогодично.

Нагретая вода после технологического оборудования и производственный конденсат используются для отопления, горячей водоснабжения, технологических нужд (рис. 16.3). Нагретую воду или производственный конденсат по трубопроводу транспортируют в сборную емкость, откуда подают в теплообменник для подогрева водопроводной воды. После теплообменника греющий теплоноситель возвращают к технологическому оборудованию (нагретая вода) или к источнику теплоты (промышленный конденсат). Воду из водопровода насосом подают в теплообменник. После

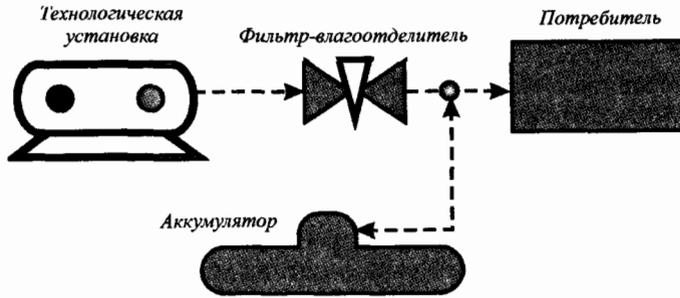


Рис. 16.2. Схема использования отработавшего пара для теплоснабжения

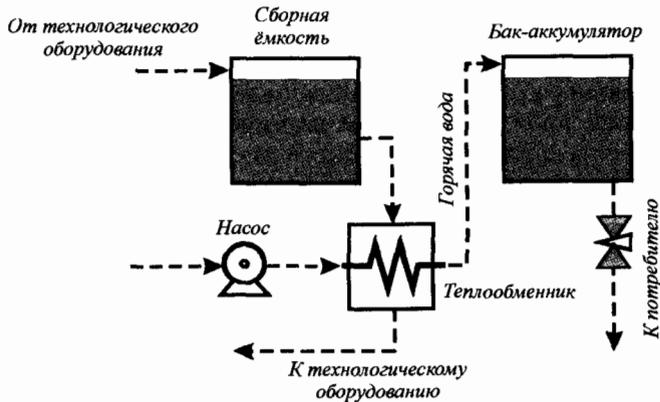


Рис. 16.3. Схема отбора тепловой энергии от технологического оборудования для горячего водоснабжения

теплообменника горячая вода по трубопроводу поступает в бак-аккумулятор, а оттуда на водоразборную арматуру.

По аналогичным схемам может быть организовано использование теплоты нагретой воды и промышленного конденсата для отопления и технологических нужд.

Тепловая энергия газов температурой до 500 К от технологических агрегатов может быть использована для нужд отопления, горячего водоснабжения и технологии. В установках, работающих на природном газе, в продуктах горения которого отсутствуют сернистые соединения и твердые частицы, утилизация теплоты может быть реализована в контактных теплообменниках. Эти теплообменники более дешевые и менее металлоемкие по сравнению с поверхностными теплообменниками. Они дают возможность осуществить охлаждение газов до температуры ниже точки росы. При этом обеспечивается утилизация не только физической теплоты газов, но и теплоты парообразования содержащихся в них водяных паров.

В промышленных зданиях с большими теплопоступлениями от технологического оборудования целесообразно организовать утилизацию теплоты удаляемого воздуха. Эту теплоту можно использовать для подогрева приточного воздуха в системах зданий, где теплопоступлений нет. Разность

температур между удаляемым и приточным воздухом невелика, вследствие чего площадь поверхности и металлоемкость теплообменников-утилизаторов получаются большими. Вместе с тем, утилизационные устройства окупаются за 2...3 года. Для утилизации теплоты могут быть использованы рекуперативные пластинчатые теплообменники, регенеративные вращающиеся теплообменники, теплопередающие трубы, а также устройства с промежуточным теплоносителем. Теплопередающие трубы изготавливают в приточно-конструктивном исполнении. Их размещают в кондиционерах, приточно-вытяжных агрегатах, воздуховодах.

Утилизационное устройство с промежуточным теплоносителем состоит из теплообменников, автоматического регулятора, системы трубопроводов, циркуляционного насоса, перепускной линии. В холодный период года в теплообменнике, размещенном в потоке удаляемого из помещения теплого воздуха, промежуточный теплоноситель подогревается. По трубопроводам циркуляционным насосом промежуточный теплоноситель транспортируется в теплообменник, где нагревает приточный воздух. Режимы работы устройства регулируют перепуском части теплоносителя с помощью автоматического регулятора. В этом устройстве теплообменники могут быть размещены как в непосредственной близости, так и на значительном расстоянии друг от друга, что упрощает конфигурацию воздухопроводов. В качестве промежуточного теплоносителя могут быть использованы водные растворы солей натрия, магния, кальция или вода.

Сточные воды промышленных предприятий наряду с низкой температурой характеризуются высокой коррозионной активностью, что затрудняет их использование. Вместе с тем перспективным является использование этого теплоносителя для обогрева грунта и воздуха в парниках. Для систем отопления парников используют асбоцементные или пластмассовые трубы, не подвергающиеся коррозии.

Из числа других источников наиболее мощной является солнечная энергия. Энергия солнечного света, падающего на земную поверхность в течение одного дня, может удовлетворить годовую потребность человечества в энергии. Пути преобразования солнечной энергии разнообразны.

16.3. МЕТОДЫ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Солнечная энергия может быть преобразована в механическую по циклу Ренкина (парогенератор — турбина — электрогенератор). Энергию солнца используют для получения электричества в полупроводниковых термоэлектрических генераторах или с помощью фотопреобразователей.

В настоящее время солнечную энергию широко используют для получения теплоты, расходуемой на нужды теплоснабжения зданий и сооружений и на технологические цели. Применение солнечной энергии для этих целей в южных районах страны позволит на 30...50% сократить расход органического топлива. В России разработано более 200 проектов комбинированного солнечно-котельного теплоснабжения зданий. Прошло

практическую апробацию использование солнечной энергии для технологических целей.

В строительстве — это водовоздушные гелиосистемы, а также гелиоформы для тепловой обработки железобетонных изделий.

Гелиосистемы теплоснабжения, в отличие от традиционных на органическом топливе, дополнительно содержат гелиоприемник (коллектор), аккумулятор теплоты, циркуляционные насосы, а в некоторых случаях — теплонасосные установки. Гелиоприемники могут быть выполнены с концентраторами солнечной энергии в виде вогнутых отражателей различной формы или плоскими без концентраторов. Теплоносителем в гелиоприемнике служит вода, водные растворы солей, органические соединения или воздух.

Широко в системах теплоснабжения зданий и технологических установок используются плоские коллекторы, состоящие из плоских стальных штампованных панелей, одинарного остекления и теплоизоляции. При интенсивном солнечном облучении мощность коллектора составляет $0.4 \dots 0.45 \text{ кВт/м}^2$, а максимальная температура нагреваемого теплоносителя 373 К .

Интенсивность солнечной энергии в течение суток неравномерна. Для выравнивания суточных нагрузок и приведения в соответствие теплоступлений от Солнца с теплопотреблением абонентов используют аккумуляторы теплоты. Теплоаккумулирующими веществами могут служить вода, органические соединения и легкоплавкие вещества, имеющие температуру плавления в диапазоне температур нагрева теплоносителя в гелиоприемнике.

Для получения теплоты повышенного потенциала в гелиосистемах используют тепловые насосы. В зависимости от источника тепловой энергии и вида теплоносителя в системе теплоснабжения различают следующие типы тепловых насосов: воздух — воздух; воздух — вода; вода — вода.

В водовоздушной гелиосистеме теплоснабжения технологической установки для прогрева строительных изделий (рис. 16.4) горячую воду из теплового аккумулятора насосом подают в контактный теплообменник. Туда же вентилятором направляют охлажденный после камеры воздух. После подогрева и увлажнения воздух поступает в камеру для прогрева изделий, а охлажденная вода — насосом в аккумулятор теплоты. Подогрев воды в аккумуляторе теплоты обеспечивается гелиоконтуром, включающим коллектор, насос и нагревательный элемент, а также резервным нагревателем.

16.4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ ГЕОТЕРМАЛЬНЫХ ВОД

Толщина горных пород отделяет поверхность Земли от горячего подземного океана, тем не менее он выбивается наружу — теплыми минеральными источниками, гейзерами, паровыми струями. Наиболее сильно потоки изливаются на земную поверхность при вулканической деятельности. Теплые,

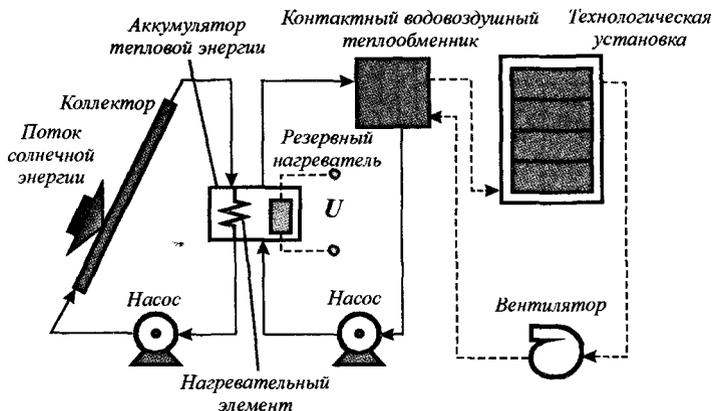


Рис. 16.4. Схема водовоздушной гелиосистемы теплоснабжения технологической установки

или термальные, воды есть везде, только залегают они на разной глубине. Количество тепловой энергии, которое человечество в состоянии извлечь из недр Земли, совершенно ничтожно по сравнению с его запасами, однако специалисты считают: использование энергии термальных вод может заменить невосполняемые энергоресурсы.

По современным данным, тепловая энергия в Земле выделяется преимущественно в результате процесса радиоактивного распада. Потoki тепловой энергии, поступающие из глубоких недр к поверхности Земли, распределяются неравномерно. Температура грунтовых вод зависит от глубины залегания, а также от того, перекрываются ли водоносные пласты непроницаемыми слоями глин, солей и других плотных горных пород.

Температура подземных вод и вмещающих их горных пород возрастает от поверхности вглубь Земли в среднем на 1 градус с углублением на каждые 33 метра. Последняя величина называется *средней геотермической ступенью*. Следовательно, если на поверхности Земли средняя годовая температура равна, скажем 10°C , то на глубине 100 метров она будет составлять 13°C ; на глубине 1 километр — 40°C ; на глубине 5 километров — 160°C и так далее.

Подземные горячие воды в качестве источника тепловой энергии используются относительно недавно. Хотя применение геотермальной энергии весьма заманчиво, но воспользоваться такими источниками можно далеко не везде.

Подача воды в системы отопления и горячего водоснабжения при геотермальном теплоснабжении могут осуществляться как параллельно, так и последовательно. Параллельная подача геотермальной воды (рис. 16.5) реализуется в районах со значительными ресурсами геотермальных вод и небольшими нагрузками потребителей. Геотермальная вода транспортируется от скважины в систему отопления через бак-аккумулятор — в систему горячего водоснабжения. Регулирование температуры воды, поступающей в систему отопления, осуществляется за счет подмешивания обратной воды насосом. После отопительной системы геотермальная вода сбрасывается в

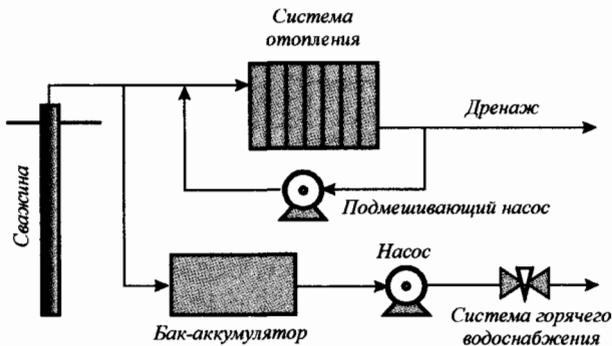


Рис. 16.5. Схема параллельной подачи геотермальной воды на отопление и горячее водоснабжение

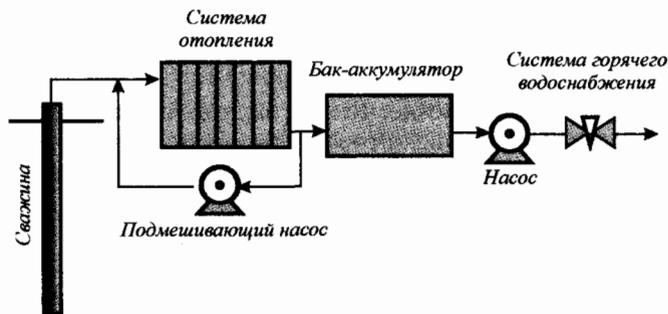


Рис. 16.6. Схема последовательной подачи геотермальной воды на отопление и горячее водоснабжение

канализацию. Сброс геотермальной воды должен осуществляться в соответствии с требованиями правил охраны поверхностных вод загрязненными сточными водами. В районах, где теплотребление превышает тепловой потенциал скважин, целесообразно использовать системы с последовательной подачей геотермальной воды на отопление и горячее водоснабжение (рис. 16.6).

Для технологических целей в строительстве геотермальная вода может применяться для подогрева и увлажнения воздуха, используемого для тепловой обработки строительных изделий или для фоновой обогрета технологических установок.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Основные проблемы современной теплоэнергетики.
2. Вторичные энергетические ресурсы. Приведите примеры ВЭР.
3. Использование энергии отработавших в ДВС газов.
4. Использование энергии солнечной радиации.
5. Ветроэнергетика.
6. Использование энергии геотермальных вод.

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ О ЗАЩИТЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ

17.1. ВРЕДНЫЕ ВЕЩЕСТВА В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ И ИХ ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫЕ КОНЦЕНТРАЦИИ

Идея о том, что человеческая деятельность может изменить состав атмосферы, и, следовательно, земной климат, в настоящее время уже кажется правдоподобной, хотя высказывалась много веков назад. Возрастание содержания диоксида углерода (CO_2) и других второстепенных газов может привести к явлению, называемому парниковым эффектом (потеплением): эти газы пропускают солнечные лучи, нагревающие земную поверхность, но задерживают значительную часть тепловой энергии, отражаемой земной поверхностью в открытый космос. Ниже приведена динамика изменения глобальных выбросов диоксида углерода.

Регион	Годы:	
	1950	1980
Западная Европа	23%	17%
Северная Америка	45%	27%
Азия	1%	9%
СССР, Восточная Европа	18%	24%
Япония и Австралия	3%	6%
Развивающиеся страны	6%	12%
Итого (млн. т):	1618	5170

При сжигании газообразных топлив в атмосферу поступают, кроме оксидов углерода и азота, и продукты неполного сгорания (метан, соединения, содержащие свинец, ванадий). Сжигание мазута сопровождается выбросом оксида азота, диоксида и триоксида серы (особенно при сгорании сернистых мазутов), соединений ванадия и продуктов неполного сгорания. Иногда в атмосферу выбрасывается некоторое количество копоти. При сжигании твердого топлива выбросы представляют собой смесь оксидов азота, углерода, диоксида и триоксида серы, газов фтористых соединений и продуктов неполного сгорания топлива. Кроме того, в атмосферу поступает значительное количество летучей золы с частицами несгоревшего топлива. При сгорании практически всех топлив в атмосферу поступает некоторое (обычно малое) количество формальдегида и бензопирена.

Практически все упомянутые вещества являются токсичными. Многие из них даже в сравнительно малых концентрациях оказывают вредное

воздействие на растительные и животные организмы, в том числе и на человека.

Помимо вредного воздействия на живые организмы, золотые частицы загрязняют атмосферу, что приводит к снижению видимости и солнечной освещенности, загрязнению поверхности строений и к их разрушению, к уменьшению интенсивности фотосинтеза, осуществляемого растениями.

При переводе котельных с твердого топлива на газообразное уровень токсичности выбросов значительно понижается.

Диоксид серы выбрасывают электростанции и котельные при использовании всех видов топлива, не очищенного от соединений серы. Ежегодный выброс серы в атмосферу Земли составляет величину, превышающую 150 млн. т. Из этого количества 50...60% приходится на выбросы продуктов сгорания различных печей и теплогенерирующих установок.

Диоксид серы губительно воздействует на зеленые насаждения, особенно на плодовые и хвойные деревья, а также на посевы. Кроме вредного воздействия на все живое, диоксид серы вызывает усиленную коррозию металлических поверхностей и порчу различных веществ и материалов. При наличии диоксида серы снижается также прозрачность атмосферы.

Высокотоксичными соединениями, возникающими при работе котельных установок, являются оксиды азота, образующиеся в результате прямого окисления азота в ядре факела при горении всех видов топлива. Количество выбрасываемых оксидов азота по массе примерно равно выбросу золы и составляет величину в 3...5 раз меньшую, чем количество диоксида серы. Общее количество выбросов оксидов азота в атмосферу в мире составляет величину порядка 51 млн. тонн в год. При этом 95% от общих выбросов поступает в атмосферу вместе с продуктами сгорания топлив.

Главный фактор, от которого зависит количество возникающих в топке оксидов азота, — температура в ядре факела. При температурах 2073...2173 К и наличии свободного кислорода количество оксидов азота, образующихся в факеле, таково, что их концентрация превышает допустимую концентрацию в свежем воздухе в 1000...20 000 раз. Это может быть опасным с точки зрения заражения окружающего пространства. Очистка продуктов сгорания топлив от оксидов азота посредством их улавливания технически сложна и в большинстве случаев экономически нерентабельна.

Одним из основных вредных веществ, выбрасываемых в атмосферу вместе с продуктами сгорания в котельных, является оксид углерода (II). Теплогенераторы выбрасывают оксид углерода (CO) 10...25% от общей суммы этого вещества, выбрасываемого в атмосферу в результате хозяйственной деятельности. При сжигании твердых топлив количество оксида углерода может составлять до 2% от массы сжигаемого топлива. При сжигании газа и мазута эти величины не превышают 0.05%, а при тщательной регулировке процесса горения эту цифру можно понизить до 0.01%.

Оксид углерода (II) не имеет запаха и цвета, что затрудняет его обнаружение; плотность почти равна плотности воздуха, в результате чего газ равномерно распределяется в атмосфере. Он легче соединяется с гемоглобином крови, чем кислород. При этом в крови образуются устойчивые соединения карбоксигемоглобина, которые исключают возможность присоединения кислорода. В тяжелых случаях наступает удушье.

Кроме оксида углерода, в дымовых газах могут присутствовать и другие продукты неполного сгорания, например, формальдегид — газ с резким неприятным запахом, обладающий высокой токсичностью. В продуктах, выбрасываемых в атмосферу теплогенерирующими установками, имеются также канцерогенные вещества. Наиболее распространенным и сильнодействующим из них является так называемый 3,4-бензопирен ($C_{20}H_{12}$). Это соединение представляет собой твердое вещество в виде желтоватых игольчатых кристаллов, образующееся при сжигании топлива. Как правило, повышенное количество канцерогенов в продуктах сгорания наблюдается при слоевом сжигании твердых топлив.

Окружающая нас природная среда в определенных пределах может самоочищаться в результате естественных процессов. Однако возможности природы ограничены. Постоянные выбросы вредных токсичных газов в больших количествах приводят к постепенному загрязнению и отравлению среды, подавляя ее способность к самоочищению.

Одним из основных способов борьбы с загрязнением воздуха канцерогенными веществами является обеспечение максимальной полноты сгорания топлива. Степень вредного влияния основных токсичных веществ на человеческий организм демонстрируется данными, приведенными в таблице.

Длительность и характер действия	Содержание в воздухе, %		
	SO ₂	NO _x	CO
Несколько часов без защитного действия	0.0025	0.0008	0.01
Признаки легкого отравления	0.005	0.001	0.01...0.05
Серьезное отравление через 30 минут	0.008...0.0005	0.005	0.2...0.3
Опасно для жизни при кратковременном действии	0.06	0.015	0.5...0.8

Критериями санитарного состояния среды и качества атмосферного воздуха в стране являются предельно допустимые концентрации (ПДК) вредных веществ в воздухе (или в воде водоемов). ПДК в воздухе определяют на высоте 1.5 метра от Земли, т. е. на уровне зоны дыхания человека. Различают *среднесуточные* ПДК, назначение которых заключается в том, чтобы исключить возможность воздействия вредных веществ на организм человека в течение длительного времени. Для веществ, обладающих раздражающим воздействием или резкими запахами, в дополнение к среднесуточным устанавливаются максимально разовые ПДК.

17.2. МЕТОДЫ УМЕНЬШЕНИЯ КОЛИЧЕСТВА ВЫБРОСОВ ВРЕДНЫХ ВЕЩЕСТВ ТЕПЛОГЕНЕРИРУЮЩИМИ УСТАНОВКАМИ

В настоящее время наиболее актуальной является проблема обеспечения малых концентраций токсичных веществ и загрязнений в районе расположения источников вредных выбросов.

Радикальным способом уменьшения выброса вредных веществ является переход на газообразное топливо там, где это возможно.

Проблему уменьшения вредных выбросов можно решить различными способами, главными из которых являются:

1. Уменьшение содержания вредных веществ в топливе.
2. Снижение количества вредных веществ, образующихся в ходе горения.
3. Очистка продуктов сгорания от вредных примесей перед выбросом в атмосферу посредством установки различных уловителей и фильтров.
4. Рассеивание вредных веществ в атмосфере на большие площади с тем, чтобы создать малые концентрации вредных веществ в районе расположения теплогенерирующего предприятия.

Уменьшение содержания вредных веществ в топливе сопряжено со значительными трудностями. Очистка твердых топлив практически неосуществима, очистка жидких и газообразных топлив (очистка мазута от серы на нефтеперерабатывающих заводах и получение малосернистого природного газа) требует существенных затрат. Уменьшение содержания серы в мазуте на 0,5% увеличивает стоимость топлива, а снижение содержания серы в мазуте с 2,5 до 0,5% удваивает его стоимость. В связи с этим очистка топлив от вредных веществ в настоящее время ограничена.

На практике применяют очистку продуктов сгорания перед их выбросом в атмосферу, а также принимают меры к уменьшению количества вредных веществ, возникающих в процессе горения.

Основным методом борьбы с выбросом золы и сажи при сжигании твердых и жидких топлив является применение золоуловителей. Золоуловители бывают *механические* (сухие и мокрые) и *электрические*. В механических отделение частиц золы от дымовых газов происходит либо за счет изменения направления и скорости потока, либо за счет центробежных сил, возникающих при закрутке потока в специальных устройствах (циклонах). Для повышения эффективности инерционные золоуловители объединяют в группы (батареи). Степень золоулавливания батарейных циклонов достигает 82...90%.

В электрических золоуловителях частицы золы и пыли приобретают заряд в электрическом поле и улавливаются электродами. Степень очистки газов в электрических фильтрах может достигать 99...99,5%.

Очистка продуктов сгорания топлив от сернистых соединений выполняется с учетом того, что при полном сжигании топлива практически вся сера сгорает и в продуктах сгорания находится, в основном, малореакционный диоксид серы (99%) и лишь 1% триоксида серы. Вода может улавливать существенную часть триоксида серы, а диоксид серы поглощается водой в очень малой степени. Для увеличения доли улавливания необходимо применять поглотители. Приемлемыми являются простейшие с точки зрения технологии и применяемой аппаратуры методы, предусматривающие использование наиболее доступных и дешевых реагентов. Одним из таких методов является метод известкования, основанный на нейтрализации сернистой кислоты, полученной в результате растворения диоксида серы дымовых газов щелочными реагентами. Применяя известковое молоко для орошения потока дымовых газов, можно добиться улавливания до 90% диоксида серы.

Основными недостатками метода является образование в газоочистной аппаратуре трудно смываемых карбонатных отложений, а также то, что применение известковых суспензий затрудняет работу распылителей и жидкостных трактов системы газоочистки. С целью устранения этих недостатков применяется известково-щелочной способ улавливания диоксида серы, при котором улавливание оксидов серы осуществляют с помощью щелочного раствора, а известь используют для подщелачивания жидкости. Описание способа очистки, технологических схем и оборудования приводится в специальной литературе.

При сжигании газообразных топлив основная составляющая вредных выбросов — это оксиды азота. Очистка продуктов сгорания от оксидов азота технически сложна и в большинстве случаев экономически нерентабельна. Необходимо принимать все меры к снижению образования оксидов азота в топках за счет внедрения наиболее рациональных режимов горения, а также применения различных мероприятий конструктивного характера. Для осуществления этих мер необходимо знать наиболее существенные факторы, влияющие на образование оксидов азота.

Решающее влияние на образование оксидов азота при горении оказывает температура. Чем выше значение температуры, тем больше образуется оксидов азота.

Большая часть оксидов азота возникает за счет реакций с азотом воздуха. По длине факела концентрация оксидов азота почти не изменяется и остается близкой к равновесной, соответствующей температуре газов на выходе из топки. За топочным объемом оксиды азота почти не образуются. В газоходах котлов только 1...5% общего количества оксида азота доокисляется до диоксида.

Кроме температуры в ядре факела, концентрация оксидов азота зависит от величины избытка воздуха, теплового напряжения топочного объема и эквивалентного диаметра топки.

Для уменьшения выхода оксидов азота следует стремиться к уменьшению значений всех этих величин в ходе эксплуатации котельного агрегата. Однако это требование находится в противоречии с основными тенденциями проектирования котлов. Уменьшение теплового напряжения приводит к увеличению габаритов топки и удорожанию котельного агрегата, уменьшение эквивалентного диаметра топочного объема снижает теплопроизводительность.

Избыток воздуха в топке, при котором получается наибольший выход оксидов азота, зависит от максимальной температуры горения данного топлива. В среднем значение этих температур тем выше, чем большей теплотой сгорания обладает топливо. В соответствии с этим максимальное количество оксидов азота образуется при значении коэффициента избытка воздуха для газа, мазута и высококалорийных углей — 1.16, для бурых углей — 1.13. При наличии подогрева воздуха выход оксидов азота увеличивается, так как повышается температура в ядре факела. Так, нагрев воздуха до 300°С повышает выход оксидов азота в 2 раза.

Существенное влияние на выход оксидов азота оказывают условия смешивания топлива с воздухом и условия подачи смеси в топку, т. е. тип и устройство горелки. Выход оксидов азота всегда повышается при

увеличении размеров горелки и турбулентности факела пламени. При наличии турбулентного факела выход оксидов азота менее зависит от коэффициента избытка воздуха, чем в ламинарном факеле. В вихревых горелках с повышенной интенсивностью закрутки развиваются более высокие температуры, и получается больший выход оксидов азота, чем в прямоточных горелках.

Как правило, мероприятия по уменьшению выбросов оксидов азота приводят к усложнению и удорожанию всей установки. Среди основных мероприятий можно указать организацию рециркуляции в топку продуктов сгорания топлива, а также подачу в топку некоторого количества пара. Существуют и другие мероприятия, описанные в специальной литературе.

Кроме газообразных вредных выбросов теплогенерирующие и технологические установки являются источниками сбрасывания загрязненных солями, остатками топлива и различными органическими соединениями вод. Для очистки сточных вод необходимо применять специальные мероприятия, описание которых выходит за рамки данного пособия.

В XX веке появился новый и опасный источник загрязнения окружающей среды — тепловой двигатель. Начиная с 1970 года, годовой прирост автомобильного парка составляет в среднем 4.7% по легковым автомобилям и 5.1% по автобусам и грузовым автомобилям. Если эта тенденция сохранится, то в 2030 году по дорогам земного шара будет бегать 1 миллиард автомобилей.

Автомобильные выхлопы обостряют глобальные экологические проблемы. При выработке одного бензобака образуется до 180 кг диоксида углерода — основного парникового газа, несущего угрозу глобального потепления. В целом в мире автомобильный транспорт выделяет примерно 14% (1990 г.) от всего диоксида углерода.

17.3. ВРЕДНЫЕ ВЕЩЕСТВА, ВЫБРАСЫВАЕМЫЕ ПРИ РАБОТЕ ДВС

Принцип работы ДВС основан на превращении химической энергии различного топлива органического происхождения в тепловую энергию и далее в механическую в рабочей полости двигателя. В настоящее время для питания ДВС наиболее широко используют жидкое и газообразное топливо, основными составляющими которых являются углеводороды. При окислении их кислородом воздуха, поступающего в двигатель, образуются нетоксичные (водяной пар, углекислый газ) и токсичные вещества. Последние являются продуктами неполного сгорания топлива или побочных реакций, протекающих при высоких температурах. Кроме того, некоторые вредные вещества содержатся в топливе и при работе двигателя выбрасываются в окружающую среду. Так как применяемый в ДВС способ смесеобразования и воспламенения топливовоздушной смеси значительно влияет на количество и состав вредных выбросов, целесообразно отдельно рассмотреть вредные вещества, выбрасываемые различными типами ДВС.

В бензиновых двигателях с искровым зажиганием источниками вредных выбросов являются отработавшие и картерные газы, испарения топлива

из системы питания. Бензин состоит из углерода и водорода с массовыми долями соответственно 0.855 и 0.145. Теоретически для сгорания 1 кг бензина необходимо 14.95 кг воздуха (стехиометрический состав топливоздушной смеси, коэффициент избытка воздуха $\alpha = 1$). Однако регулировка карбюратора на такой состав смеси во всех режимах работы двигателя без сложных систем регулирования практически невозможна, кроме того, стехиометрический состав смеси часто приводит к неустойчивой работе двигателя в режимах малых нагрузок и холостого хода, в режимах разгона, не обеспечивает наивысших энергетических показателей двигателя при полных нагрузках. Все это обуславливает использование обогащенных топливоздушных смесей. Недостаток кислорода является основной причиной повышенных выбросов с отработавшими газами бензиновых двигателей продуктов неполного сгорания, в первую очередь окиси углерода (СО), которая входит в состав отработавших газов в относительно больших количествах (до 1.0...1.5%) при работе бензинового двигателя на стехиометрической ($\alpha = 1$) и даже обедненной смеси ($\alpha > 1$). Это объясняется неравномерным распределением состава смеси по цилиндрам и наличием обогащенной в отдельных цилиндрах при стехиометрической и обедненной смеси в целом для двигателя. Содержание СО в отработавших газах бензинового двигателя, в частности при неправильной регулировке системы питания, может составлять 10%. Масса выбрасываемой в окружающую среду СО в этом случае превышает массу потребляемого двигателем бензина.

Окись углерода и углеводороды являются продуктами несовершенного процесса сгорания бензина в цилиндрах двигателя. Основные направления снижения выбросов этих веществ — обеднение смеси и стабилизация ее воспламенения. В этих условиях в отработавших газах двигателя резко увеличивается содержание окислов азота в виде окиси NO и частично двуокиси NO₂. Рост выбросов этого токсичного вещества объясняется повышением температуры в зоне реакции и наличием избыточного кислорода, который вступает в реакцию с азотом, входящим в состав воздуха и являющимся инертным газом в атмосфере. Окисление азота начинается при температуре, превышающей 1600 К, с повышением ее время реакции сокращается и при 2300 К составляет 10^{-2} – 10^{-6} с. Поэтому в режимах частичных нагрузок и холостого хода вследствие снижения температуры в зоне реакций количество окислов азота резко снижается.

Таким образом, в бензиновом двигателе при регулировке системы питания, направленной на снижение выбросов окиси углерода и углеводородов, увеличиваются выбросы окислов азота. Это представляет одну из основных трудностей решения задачи комплексного снижения загрязнения окружающей среды вредными выбросами бензиновых двигателей.

Рассмотренные вредные вещества — продукты реакций углеводородов топлива и составляющих воздуха. Наряду с этими веществами в отработавших газах содержатся вредные вещества, образовавшиеся из входящих в бензин примесей. К таким веществам принадлежит двуокись серы. Сера, как примесь, входит в состав бензина, ее содержание в нем незначительно и не превышает 0.15%. В цилиндре двигателя сера окисляется и в виде двуокиси выбрасывается в окружающую среду. Концентрация двуокиси

серы в отработавших газах при работе двигателя на номинальном режиме составляет 0.008%.

Одно из основных направлений улучшения показателей бензиновых двигателей — повышение степени сжатия. Для обеспечения работы двигателя без детонации при повышении степени сжатия необходимо увеличивать октановое число бензина. Наиболее распространенным в настоящее время веществом, обеспечивающим повышение октанового числа бензина, является этиловая жидкость, состоящая из тетраэтилсвинца-антидетонатора и выносителя (хлорнафталин, дибромэтен и др.), который предотвращает отложение свинца на деталях двигателя. Количество этиловой жидкости, добавляемой в 1 кг бензина, составляет 0.5... 1.0 см³. Около 70% соединений свинца при работе двигателя выбрасывается в атмосферу.

Концентрация продуктов неполного сгорания в отработавших газах дизельного двигателя значительно ниже, чем в газах бензинового двигателя. Избыток кислорода в цилиндрах дизельного двигателя, а также высокая температура в процессе сгорания способствует образованию в цилиндрах окислов азота, которые являются одним из основных вредных веществ, выбрасываемых с отработавшими газами дизеля. Концентрация окислов азота в отработавших газах по мере увеличения нагрузки возрастает, хотя при приближении к полной нагрузке интенсивность роста снижается.

Широкое использование ДВС в различных сферах деятельности человека предопределяет значительные выбросы вредных веществ выделяемых при работе этих двигателей в окружающую среду. Следует учесть, что вредные вещества, выбрасываемые ДВС, особенно автомобильными, распределяются неравномерно в окружающей среде. Основная их масса выделяется в населенных пунктах, городах, вдоль автомобильных дорог, что приводит к повышенному загрязнению и вредному воздействию этих веществ на человека и окружающую среду. При современной структуре парка ДВС среди вредных веществ, выбрасываемых автомобилями в окружающую среду, наибольшее количество составляет окись углерода (СО) — газ без цвета и запаха. Молекулярная масса его равна 28, то есть незначительно ниже массы воздуха. Поэтому СО легко распространяется в атмосфере, попадает в жилые помещения, находящиеся на значительных расстояниях от мест работы ДВС. Окись углерода в атмосфере сохраняется от 2 до 4 месяцев.

ДВС — один из основных источников выброса в окружающую среду сажи. Подсчеты показывают, что частицы сажи размером до 0.15 мкм могут находиться в воздухе во взвешенном состоянии около 8 суток. Сажа вредно воздействует на окружающую среду и человека в трех аспектах. Как и любое твердое тело, она при попадании в организм человека, вызывает раздражение дыхательных путей. Наличие взвешенных частиц сажи ухудшает видимость на автомобильных дорогах. Основная же опасность сажи заключается в том, что на поверхности ее частиц могут адсорбироваться канцерогенные углеводороды.

Двуокись серы, выбрасываемая с отработавшими газами ДВС, составляет незначительное количество общего выброса этого вещества искусственными источниками загрязнения. Тем не менее, в местах, где широко используют ДВС, отмечается повышенное загрязнение воздуха двуокисью серы.

В воздухе она переходит в ангидрид SO_3 , который с парами воды образует серную кислоту, наносящую вред растениям, вызывающую заболевания дыхательных путей у людей и животных, и усиливающую процесс коррозии металлов. Имеются данные, что 40% черных металлов израсходуется на покрытие ущерба, наносимого коррозией вследствие наличия в атмосфере сернистых соединений.

Свинец, входящий в состав тетраэтилсвинца, добавляемого к бензину в качестве антидетонатора, выбрасывается в окружающую среду в виде аэрозолей неорганических солей и окислов, в основном в форме частиц размером 1 мкм. Соединения свинца попадают в овощи и фрукты, растущие вдоль автомобильных дорог, в листья сельскохозяйственных культур.

Альдегиды выбрасываются с отработавшими газами ДВС в основном в виде формальдегида и акролеина.

Формальдегид — бесцветный газ с резким и неприятным запахом. Концентрация его в воздухе 0.007% приводит к раздражению дыхательных путей и слизистых оболочек носа и глаз человека.

Акролеин — прозрачная с желтоватым оттенком жидкость, обладающая резким запахом подгоревших жиров и масла. Опыты, проведенные на животных, показывают, что повышенная концентрация акролеина приводит к снижению массы животных, изменению состава крови. Для человека концентрация 0.0005% трудно переносима, 0.002 — непереносима.

При оценке воздействия вредных выбросов ДВС на окружающую среду и человека необходимо учитывать, что те вредные вещества, которые выбрасываются в атмосферу с осадками, попадают в почву и водоемы и загрязняют их, вследствие чего снижается урожайность и качество сельскохозяйственной продукции, наносится ущерб рыбному хозяйству.

Предельно допустимые концентрации (ПДК) примесей в атмосфере, а среди этих примесей и основные вредные вещества ДВС устанавливаются исходя из уровня вредного воздействия вещества на окружающую среду и человека. Ниже приведены значения ПДК вредных веществ, выбрасываемых ДВС, для атмосферного воздуха населенных пунктов.

Вещество	Предельно допустимые концентрации, мг/м ³	
	максимально разовая	среднесуточная
Окись углерода	5.0	3.0
Углеводороды (в пересчете на С)	5.0	1.5
Окислы азота (в пересчете на NO ₂)	0.085	0.04
Формальдегид	0.035	0.035
Акролеин	0.03	0.03
Двуокись серы	0.5	0.05
Свинец	—	0.003
Сажа	0.15	0.05
Бензопирен	—	1 · 10 ⁻⁶

Количество выбрасываемых ДВС основных токсичных компонентов в значительной степени зависит от процесса сгорания топлива в цилиндрах.

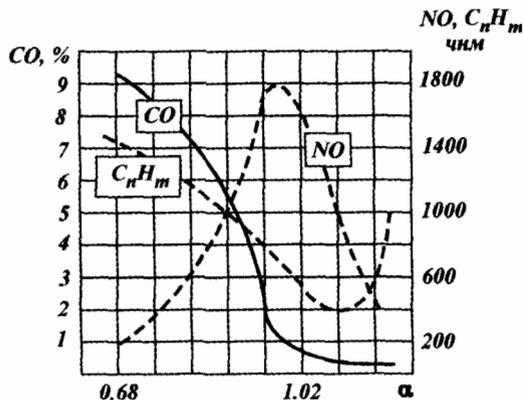


Рис. 17.1. Зависимость состава отработавших газов двигателя от коэффициента избытка воздуха (чмн — частей на миллион)

Протекание и эффективность процесса сгорания обусловлены главным образом составом и однородностью топливно-воздушной смеси, углом опережения зажигания, затуханием пламени в пристеночном слое смеси, конструкцией камеры сгорания, степенью сжатия, равномерностью распределения топлива, техническим состоянием и режимом работы двигателя.

Состав рабочей смеси, оцениваемый коэффициентом избытка воздуха, оказывает значительное влияние на уровень токсичных выбросов. Концентрация CO в отработавших газах двигателей с принудительным зажиганием горючей смеси достигает минимума при составе смеси, близком к стехиометрическому и обедненному, а концентрация C_nH_m при $\alpha > 1.0 \dots 1.1$ сначала падает, а затем резко возрастает (рис. 17.1).

Увеличение количества углеводородов в отработавших газах при работе на обедненных смесях объясняется малой скоростью их сгорания и значительной неравномерностью циклов сгорания. Кроме того, при работе на бедной смеси в результате неравномерного ее распределения происходит выключение отдельных цилиндров и несгоревшие углеводороды выбрасываются в выпускной трубопровод.

Максимальная концентрация окислов азота в отработавших газах бензиновых и дизельных двигателей соответствует наиболее экономичным режимам работы, а затем понижается, несмотря на возрастание количества кислорода в смеси. Это свидетельствует о влиянии температуры пламени на процесс образования окислов азота. На режимах работы двигателя, соответствующих наибольшему КПД, процесс сгорания смеси имеет наименьшую продолжительность, что при прочих равных условиях способствует повышению температуры сгорания до максимальной величины.

Практические выводы, основанные на результатах экспериментальных исследований, указывают на необходимость проведения более точной регулировки системы питания топливом с учетом режимов работы двигателя. Качество регулировки состава смеси имеет важное значение в отношении защиты окружающей среды и с экономической точки зрения. Даже незначительное по сравнению с оптимальным составом обогащение смеси ведет к возрастанию расхода топлива и увеличению выброса окислов азота.

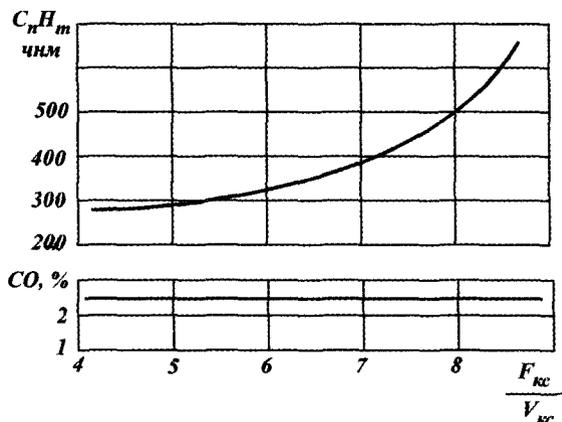


Рис. 17.2. Зависимость выброса CO и $C_n H_m$ от отношения площади поверхности камеры сгорания к ее объему

На количество токсичных компонентов в отработавших газах также влияет нагрузка на двигатель. При работе на частичных нагрузках дроссельная заслонка карбюратора двигателя прикрывается, в результате чего ухудшается процесс газообмена. В этом случае в цилиндре двигателя увеличивается доля остаточных газов от предыдущего цикла. Это оказывает отрицательное влияние на состав смеси и процесс ее сгорания, а следовательно, и на концентрацию токсичных компонентов в отработавших газах.

Частота вращения коленчатого вала определяет скорость движения поршня в цилиндре двигателя, который в свою очередь оказывает непосредственное влияние на условия движения заряда в системе впуска и на завихрение его в цилиндре, а тем самым и на условия испарения топлива и смесеобразования. Это относится в равной мере, как к бензиновым, так и к дизельным двигателям. Чем больше частота вращения коленчатого вала, тем больше скорость движения поршня, что приводит к существенному росту скорости движения горючей смеси (воздуха) во впускной системе и в цилиндре двигателя. Смесеобразование в этом случае улучшается, а поэтому уменьшается количество вредных выбросов в продуктах сгорания топлива (отработавших газов).

На количество выбрасываемых двигателем вредных веществ в окружающую среду влияют также его конструктивные параметры (форма камеры сгорания; фазы газораспределения; отношение площади поверхности камеры сгорания к ее объему; отношение хода поршня к диаметру цилиндра). На рис. 17.2 показана зависимость выбросов CO и $C_n H_m$ от отношения площади поверхности камеры сгорания к ее объему.

От профессионального мастерства водителя автомобиля и других транспортных средств в значительной степени зависит расход топлива в эксплуатационных условиях. Так как выбросы вредных веществ зависят от количества расходуемого топлива можно предположить, что приемы, используемые водителем при управлении транспортным средством, влияют и на их количество.

В эксплуатационных условиях движение автомобиля включает разгоны, движение с постоянной или близкой к ней скоростью, замедления, которые могут осуществляться с включенной передачей или отъединенным от трансмиссии двигателем, а также с использованием тормозов. Для экономного расходования топлива и снижения суммарных вредных выбросов при движении в населенных пунктах при подъезде к светофору водитель должен наиболее широко использовать движение с отъединенным двигателем (свободное качение) и избегать интенсивных торможений. Однако возможность использовать свободное качение в значительной степени зависит от дорожной обстановки и в условиях интенсивного дорожного движения часто бывает невозможным. Поэтому водитель в первую очередь должен выбирать оптимальные режимы при разгонах и движении с постоянной скоростью, на которых выбрасывается основная масса вредных веществ и расходуется большее количество топлива.

В этих режимах водитель управляет такими параметрами, как величина и скорость перемещения органа управления топливоподачей, используемая при движении передача, время переключения передач и конечная частота вращения двигателя на каждой передаче при разгоне автомобиля. Эти параметры, за исключением передачи, принадлежат к процессу разгона автомобиля, который является основным с точки зрения выбросов вредных веществ и расхода топлива в условиях дорожного движения.

Основными среди названных параметров являются положение рычага управления топливоподачей и частота вращения в моменты переключения передач.

Таким образом, задача оптимизации управления автомобилем в процессе разгона является многокритериальной, при этом не существует количественного соотношения между различными параметрами эффективности использования подвижного состава.

Так как зависимости составов топливовоздушной смеси и отработавших газов от положения дроссельных заслонок и частоты вращения для бензиновых двигателей различных моделей аналогичны, а мощности двигателей, отнесенные к массе автомобилей, близки, то при разгоне других легковых автомобилей целесообразно открывать дроссельную заслонку на 50%, а переключать передачи при частотах, составляющих 0.5...0.6 номинальной.

Исследования по разгону грузовых автомобилей с бензиновыми двигателями показывают, что с целью экономии топлива и снижения вредных выбросов с учетом производительности автомобилей дроссельные заслонки карбюратора целесообразно открывать на 60...80% их полного открытия и переключать передачи при частотах вращения 2300...2500 мин⁻¹.

Показатели разгона автомобиля с дизельным двигателем в значительной степени зависят от применяемого на топливном насосе высокого давления типа регулятора. В настоящее время на транспортных дизелях используют всережимные и двухрежимные регуляторы. В первом случае, водитель, перемещая рычаг управления топливоподачей, задает скоростной режим дизеля, при котором регулятор уменьшает подачу топлива. Разгон автомобиля при любом положении рычага управления происходит при работе дизеля по внешней характеристике, что в значительной степени уменьшает возможности водителя в зависимости от окружающей обста-

новки выбирать оптимальную интенсивность разгона с целью экономии топлива и снижения выбросов вредных веществ. На грузовых автомобилях с дизельными двигателями при всережимном регулировании во время разгона целесообразно устанавливать рычаг управления топливоподачей в положение, близкое к 80% полного, и переключать передачи, когда скорость на включенной передаче перестает увеличиваться.

На новых моделях грузовых автомобилей с дизелями будут применять двухрежимные регуляторы, при которых водитель может устанавливать величину подачи топлива в процессе разгона. Как показывают исследования, в этом случае для снижения вредных выбросов и расхода топлива с учетом производительности автомобиля положение рычага управления топливоподачей при разгоне необходимо выдерживать до 90% полного и переключать передачи при частотах вращения 0.7...0.9 номинальной.

Другие параметры, которыми управляет водитель, влияют на количество вредных выбросов и расход топлива значительно меньше по сравнению с положением рычага управления топливоподачей и частотой вращения в моменты переключения передач.

Для грузового автомобиля с бензиновым двигателем в процессе разгона до 60 км/ч увеличение скорости открытия дроссельных заслонок с 70 до 300% приводит к повышению расхода топлива на 1%, увеличению выбросов CO и C_nH_m на 1...2% при одинаковом выбросе окислов азота. При этом скорость в процессе разгона увеличивается на 1...2%.

Увеличение скорости перемещения рычага управления топливоподачей автомобиля с дизелем приводит к незначительному росту средней скорости в процессе разгона и аналогичному увеличению расхода топлива при фактически неизменных выбросах вредных веществ. Поэтому целесообразнее перемещать орган управления топливоподачей плавно, особенно это относится к автомобилям с бензиновыми двигателями, где при резком открытии дроссельных заслонок наблюдается значительное обогащение топливовоздушной смеси в начале разгона и повышенные выбросы CO и C_nH_m .

В процессе разгона автомобиля при переключении передач двигатель работает в режиме принудительного холостого хода, а автомобиль движется накатом. Экономичность и токсичность двигателя в этот период отличаются от таковой в нагрузочном режиме, поэтому на общие показатели разгона будет влиять и время переключения передач.

Основным направлением совершенствования бензиновых двигателей в настоящее время является разработка мероприятий по обеспечению их устойчивой работы на обедненных топливовоздушных смесях. Намечились два пути решения этой задачи. Первый — создание в камере сгорания неравномерного состава топливовоздушной смеси с обеспечением обогащенной смеси в зоне свечи или, как обычно называют этот путь, — создание расслоения топливовоздушной смеси. Такое ее распределение создает устойчивый начальный очаг пламени, способный к распространению в обедненной смеси, находящейся в остальном объеме камеры. Расслоить смесь можно в разделенных и неразделенных камерах сгорания. Первая камера состоит из основной и дополнительной, составляющей 3...12% основной. В основную камеру сгорания поступает обедненная смесь, а в дополнительную, где

находится свеча зажигания, — обогащенная. Последняя легко воспламеняется, и факел горящих газов выбрасывается через соединительные каналы в основную камеру, обеспечивая надежное воспламенение обедненной смеси.

В неразделенных камерах расслоение смеси происходит при направленном движении воздуха и впрыскивании в него бензина так, чтобы к моменту проскакивания искры в зоне свечи находилась обогащенная смесь. Расслоение смеси в неразделенных камерах можно получить и при карбюраторном смесеобразовании путем направленного движения топливовоздушной смеси.

Такой же принцип расслоения смеси происходит и в газовых двигателях, поскольку плотность сжатого природного газа меньше, чем воздуха. Поэтому при направленном движении топливовоздушной смеси более богатая газозвушная смесь образуется в центральной части камеры сгорания, где располагается свеча зажигания.

Расслоение смеси создает устойчивую работу бензинового двигателя в широком диапазоне изменения состава смеси. Такая работа двигателя обеспечивается при $\alpha = 1.4$, о чем свидетельствует минимальное содержание углеводородов. При этом составе смеси наблюдается минимальный удельный индикаторный расход топлива. Обеднение смеси до $\alpha = 1.6$ практически не ухудшает экономичности, концентрация углеводородов возрастает незначительно, а окислов азота существенно снижается. При таких составах смеси выбросов CO почти не наблюдается. Камеры сгорания с расслоением смеси имеют и следующие недостатки: трудность обеспечения оптимального состава смеси в различных режимах работы двигателя, некоторое снижение мощности при работе на полных нагрузках, усложнение конструкции. Поэтому наряду с расслоением смеси все более широкое распространение получает второй путь — сжигание в камере сгорания однородной сильно турбулизированной обедненной смеси. Для стабильного воспламенения такой смеси в начале сгорания необходимо интенсифицировать процесс поджигания. Это достигается следующим путем. Турбулизация смеси происходит при закручивании потока различными устройствами. Для этого используют винтовые впускные каналы, заслонки, устанавливаемые во впускном трубопроводе, радиальные ширмы на впускных клапанах, впускные клапана, один из которых при малых частотах вращения двигателя отключается, а при помощи второго сильно закручивается поток. В ряде камер сгорания турбулизация смеси происходит при помощи специальных вытеснителей.

Воспламенение обедненных топливовоздушных смесей обеспечивается установкой в цилиндре двух свечей зажигания, применением многоэлектродных свечей и свечей с повышенной энергией и увеличенной продолжительностью разряда.

Перспективными системами зажигания являются плазменные. Принцип работы таких систем заключается в следующем. В свече имеется полость для накопления плазмы. В эту полость выходят два электрода, при проскакивании искры между ними ионизируется газ, находящийся в полости. В электрическую схему системы зажигания включен конденсатор. Ионизация газа между электродами приводит к разряду конденсатора и образованию высокотемпературной плазмы, которая выбрасывается с вы-

сокой скоростью в камеру сгорания, обеспечивая стабильное воспламенение обедненных топливовоздушных смесей.

Турбулилизацию топливовоздушной смеси и интенсификацию процесса воспламенения применяют и в газовых двигателях, что обеспечивает устойчивую работу этих двигателей на сильно обедненных смесях.

Использование таких смесей в бензиновых и газовых двигателях способствует снижению выбросов не только окиси углерода и углеводородов, но в ряде режимов работы и окислов азота.

Как отмечалось ранее, на экономичность и токсичность отработавших газов дизелей наиболее влияет тип камеры сгорания. На дизельных двигателях устанавливают *разделенные* и *неразделенные* камеры сгорания. Первые состоят из двух полостей, образующих основную и дополнительную камеры сгорания, сообщенные между собой каналом. Топливо впрыскивается через форсунку в дополнительную камеру, частично самовоспламеняется в ней и продукты сгорания вместе с оставшимся топливом с высокой скоростью выбрасываются через соединительный канал в основную камеру. Наибольшее распространение получили разделенные камеры предкамерного и вихревого типов.

Неразделенные камеры состоят из одной полости, расположенной между днищем поршня и головкой цилиндра. Для улучшения завихрения воздуха и повышения качества смесеобразования в днище поршня делают углубления различной формы: полусферическое, эллипсное, тороидальное и т. д. Топливо из форсунки впрыскивается в камеру сгорания и самовоспламеняется в ней. Хорошее смесеобразование обеспечивается применением многодырчатых распылителей, впрыском топлива под высоким давлением, интенсивным завихрением воздуха.

Условия смесеобразования в разделенных камерах лучше, так как на этот процесс расходуется часть энергии сгоревшего в дополнительной камере топлива. Поэтому у дизельных двигателей с такими камерами токсичность и дымность отработавших газов ниже. Исследования показывают, что дизельные двигатели с предкамерой по сравнению с неразделенной камерой выбрасывают меньше окиси углерода в 2.5...3.0 раза, окислов азота — на 20...30%, углеводородов — в 2.0...2.5 раза и имеют меньшую дымность отработавших газов. Кроме того, дизельные двигатели с предкамерами могут работать на более высоких частотах вращения. Еще одним из преимуществ является более низкая шумность работы дизеля. Но из-за потерь энергии на перетекание газов между камерами, большой поверхности камер экономичность таких дизелей на 10...15% ниже, чем дизельных двигателей с неразделенными камерами сгорания. По этим причинам в настоящее время более перспективными для мощных транспортных, сельскохозяйственных, строительных и других машин считаются дизельные двигатели с неразделенными камерами. В дизельных двигателях малой мощности, особенно в тех, что предназначены для установки на легковые и грузовые автомобили малой грузоподъемности, широко используемые в населенных пунктах и городах, целесообразнее применять разделенные камеры.

Для расширения диапазона сортов топлива, которые можно применять для дизелей, совершенствуется пленочное смесеобразование в дизелях. При

таким смесеобразованием основная часть топлива подается на нагретые стенки камеры сгорания и постепенно сгорает по мере испарения. В результате понижаются требования к детановому числу топлива, дизель работает мягче. Уменьшаются токсичность и дымность. Но на дизелях с такими камерами следует предусматривать дополнительные меры для облегчения пуска холодного двигателя.

Применение сильно обедненных топливовоздушных смесей ($\alpha = 1.4 \dots 1.6$) обеспечивает снижение концентрации окислов азота в отработавших газах по сравнению с умеренно обедненными смесями ($\alpha = 1.1 \dots 1.2$), однако ее величина остается довольно высокой. Наиболее эффективным методом снижения выбросов NO_x с отработавшими газами бензиновых, газовых двигателей и дизелей является рециркуляция отработавших газов. Сущность рециркуляции заключается в том, что часть отработавших газов отбирается из выпускной трубы и подается во впускную трубу. Отработавшие газы, поступившие при рециркуляции в цилиндр, снижают температуру смеси, так как увеличивается общая теплоемкость заряда, т. е. это влияние рециркуляции аналогично обеднению смеси. Однако в отличие от обеднения смеси рециркуляция уменьшает концентрацию кислорода в цилиндре, что приводит к значительному снижению интенсивности образования окислов азота. Раньше считали, что добавление отработавших газов к свежей смеси ухудшает процесс ее сгорания и экономичность. Исследования показывают, что в бензиновых двигателях с интенсивной турбулизацией заряда добавление определенного количества отработавших газов к свежей смеси не ухудшает экономичности, а в некоторых случаях может даже снизить расход топлива.

В бензиновых двигателях мощность регулируется путем дросселирования поступающей в цилиндры топливовоздушной смеси. Известно, что по мере дросселирования, т. е. в режимах, наиболее часто используемых в эксплуатационных условиях, экономичность бензинового двигателя ухудшается.

Анализ исследований по влиянию дросселирования на протекание рабочего процесса и экономичность бензиновых двигателей показывает, что основными причинами ухудшения экономических показателей являются: уменьшение индикаторного КПД действительного цикла вследствие вынужденного обогащения смеси и ухудшения процесса сгорания из-за увеличения относительного количества отработавших газов, увеличение относительных потерь теплоотводом в стенки и возрастание относительной доли насосных потерь.

Обогащение топливовоздушной смеси по мере дросселирования способствует увеличению содержания продуктов неполного сгорания в отработавших газах бензинового двигателя.

Улучшить экономические и токсические показатели бензиновых двигателей в низких нагрузочных режимах и холостом ходу можно заменой метода регулирования мощности. Одним из таких методов является метод отключения части цилиндров двигателя.

Экономические и токсические показатели бензинового двигателя при регулировании мощности в значительной степени зависят от способа отключения цилиндров.

Наиболее простым является способ отключения цилиндров путем прекращения подачи топлива без изменения системы впуска воздуха. Такой способ, как показывает анализ экономических показателей, не наилучший, однако может быть применен без изменения конструкции двигателя.

В дизельных двигателях регулирование мощности осуществляется путем изменения количества топлива, подаваемого в цилиндры насосом высокого давления. Характер изменения цикловой подачи топлива в неустановившемся режиме при одинаковом управлении ей стороны водителя транспортной машины в значительной степени зависит от типа регулятора топливного насоса высокого давления.

В настоящее время на тракторах, комбайнах и других сельскохозяйственных и строительных машинах применяют всережимные регуляторы. Это необходимо для поддержания постоянной скорости движения машины при выполнении ряда операций независимо от встречающихся сопротивлений.

На автомобильных дизельных двигателях применяют двух- и всережимные регуляторы. Двухрежимный регулятор ограничивает максимальную частоту вращения дизеля и обеспечивает устойчивую работу на минимальном холостом ходу. В остальном диапазоне частот вращения подачи топлива управляет водитель. Всережимный регулятор автоматически поддерживает заданные частоты вращения на протяжении всего рабочего периода. Для изменения скоростного режима водитель воздействует на пружину регулятора. Что касается автомобилей, то применение на них всережимных регуляторов нельзя считать достаточно обоснованным, так как автомобильные дизели большую часть времени работают при неустановившихся режимах в результате изменения нагрузки и воздействия водителя на регулятор. В этих условиях под действием всережимного регулятора рейка топливного насоса совершает колебательные движения, в результате чего в дизельный двигатель поступает излишнее количество топлива. Это приводит к повышению расхода топлива и дымности отработавших газов, особенно при трогании автомобиля с места.

Как показывают исследования, при движении автомобиля с дизелем в городских условиях применение двухрежимного регулятора вместо всережимного обуславливает снижение эксплуатационного расхода топлива до 5...6%. Работу двухрежимного регулятора можно улучшить, если на частичных нагрузках придать кривым крутящего момента пологий наклон в сторону повышения частоты вращения. В этом случае регулятор может работать как одnoreжимный.

Таким образом, совершенствование системы регулирования дизельных двигателей транспортных машин является существенным резервом снижения вредных выбросов дизелями в окружающую среду.

Одним из условий экономного расходования топлива и минимального выброса вредных веществ в окружающую среду двигателями различных типов и назначения — точное выдерживание во всех возможных режимах работы оптимальных параметров систем двигателя, определяющих его токсичность и экономичность. Для бензиновых двигателей такими системами в первую очередь являются системы питания и зажигания. Поэтому первые электронные системы, применяемые в двигателях, использовали для управ-

ления составом смеси и углом опережения зажигания. Управление составом смеси при использовании электронных систем более легко осуществить при применении систем впрыска бензина. Поэтому эти системы начали широко применять на бензиновых двигателях. Системы впрыска бензина с электронным управлением по сравнению с карбюратором имеют ряд преимуществ, к основным из которых относятся:

- равномерное распределение смеси по цилиндрам двигателя;
- более точное дозирование топлива; возможность автоматизации процессов пуска и прогрева;
- отключение подачи топлива в режиме принудительного холостого хода двигателя;
- коррекции подачи топлива в зависимости от параметров окружающей среды.

Эти преимущества дают возможность повысить энергетические показатели двигателя, улучшить его топливную экономичность и пусковые качества, снизить токсичность отработавших газов по некоторым вредным веществам. Причинами, препятствующими повсеместному применению систем электронного впрыска, являются сложность конструкции, более высокая стоимость и в ряде случаев меньшая надежность в эксплуатации. На первом этапе своего развития системы впрыска бензина с электронным управлением обеспечивали точное дозирование топлива в различных режимах работы двигателя. Затем разработали более сложные системы. Особый интерес представляют системы питания с обратной связью, т. е. изменения состава смеси с учетом состава отработавших газов. Такие системы широко используют для поддержания состава смеси, близкого к стехиометрическому, что необходимо для последующей эффективной нейтрализации вредных веществ в отработавших газах, а также поддержания состава смеси на пределе эффективного обеднения в двигателях, работающих на сильнообедненных топливовоздушных смесях. Электронные системы с обратной связью широко используют и в карбюраторных двигателях в связи с основным преимуществом карбюраторных систем — их дешевизной по сравнению с системами впрыска.

Электронные системы зажигания на первом этапе применения в двигателях обеспечивали более мощную энергию разряда на свече зажигания. В последующем их стали широко применять для получения оптимальных значений угла опережения зажигания в зависимости от режима работы двигателя, изменения этого режима во времени, состава смеси и других параметров.

В последнее время начинают получать распространение комплексные системы регулирования бензиновых двигателей с использованием мини-ЭВМ, которые управляют составом смеси, углом опережения зажигания, интенсивностью рециркуляции отработавших газов, показателями работы двигателя в режиме холостого хода, в зависимости от различных параметров, характеризующих работу и техническое состояние двигателя, состояние окружающей среды. Наряду с обеспечением оптимальных параметров управления двигателями в ряде электронных систем предусмотрено диагностирование технического состояния основных систем двигателя и

выдача сигналов об отклонении параметров от нормы. Такие системы дают возможность снизить количество выбросов и расхода топлива не только за счет обеспечения оптимальных параметров систем двигателя, но и в результате своевременного выявления и устранения неисправностей и отклонений регулировок от оптимальных.

Применение дизельных двигателей и жесткие нормы выбросов вредных веществ предопределили интенсивные работы по использованию электронных систем управления в этих двигателях. На первом этапе электронные системы использовали для более точного поддержания частоты вращения и обеспечения оптимальных углов опережения впрыскивания. Особенно широко электронные системы начали применять в стационарных дизелях или дизельгенераторных установках для прецизионного контроля частоты вращения и минимального отклонения от заданной величины при изменении нагрузки.

В настоящее время на транспортных дизелях применяют электронные системы, контролирующие работу и обеспечивающие управление большим количеством параметров с использованием микрокомпьютеров. Преимущество таких систем по сравнению с механическими следующие:

- получение скоростных характеристик дизельного двигателя любой формы, оптимальных для данных условий движения;
- снижение вредных выбросов и расхода топлива путем оптимизации угла опережения впрыскивания;
- отключение части цилиндров в режиме холостого хода;
- обеспечение необходимого запаса цикловой подачи топлива при пуске.

Часто такие системы наряду с управлением диагностируют техническое состояние основных систем дизельного двигателя.

Режимы работы ДВС, устанавливаемых на транспортных, сельскохозяйственных, строительных машинах, непрерывно изменяются в эксплуатационных условиях. Однако есть режимы, улучшению показателей которых уделяется особое внимание в связи с широким использованием их в эксплуатационных условиях и значительным ухудшением токсических и экономических показателей двигателей. Например, процессы разгона ДВС, поскольку при этом нарушается оптимальное соотношение топлива и воздуха. В бензиновых карбюраторных двигателях для устранения обеднения смеси в этих режимах используют насосы-ускорители. Подбором производительности насоса-ускорителя можно обеспечить удовлетворительные показатели двигателя в процессе разгона. В дизелях, особенно с трубнонаддувом, при разгонах наблюдается резкое обогащение смеси, что приводит к интенсивному дымлению дизелей и повышенным выбросам продуктов неполного сгорания с отработавшими газами. Для устранения этого явления устанавливают автоматический ограничитель дымления (рис. 17.3). Он состоит из корпуса 1, эластичной диафрагмы 2 и пружины 3. Диафрагма связана с рычагом 4, воздействующим на рейку топливного насоса 5. Положение рычага 4 зависит от натяжения пружины регулятора 6, частоты вращения дизеля, определяющей центробежную силу грузов регулятора 7, и давления наддува p_k , действующим с одной стороны на диафрагму. При снижении давления наддува диафрагма под действием

пружина \mathcal{Z} деформируется, перемещая влево рейку и уменьшая цикловую подачу топлива в процессе разгона.

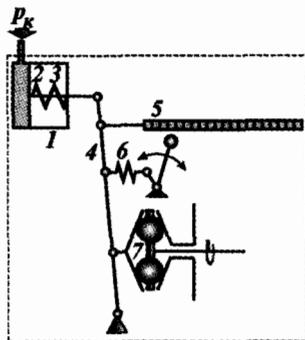


Рис. 17.3. Схема ограничителя дымления дизельного двигателя с турбонаддувом

Испытания ограничителей дымления показывают, что при их использовании дымность отработавших газов снижается на 30...40% при уменьшении расхода топлива на 3...6% и незначительном увеличении времени разгона дизеля.

Известно, что количество воздуха, поступающего в цилиндры дизеля, в зависимости от частоты вращения представляет слегка выпуклую кривую, а цикловая подача топлива насосами высокого давления с широко применяемыми корректорами по мере увеличения частоты вращения — снижающуюся кривую. Это приводит к тому, что дизели при работе по внешней характеристике в зоне низких частот вращения имеют повышенную дымность отработавших газов, увеличенные выбросы окиси углерода и углеводородов и низкую экономичность. Для

устранения этого недостатка в последнее время используют специальные противодымные отрицательные корректоры.

Отрицательные корректоры способствуют снижению дымности отработавших газов в зоне низких частот вращения на 40%, при повышении экономичности транспортной машины на 1...2%.

В эксплуатационных условиях автомобильные двигатели часто работают в режиме принудительного холостого хода, когда индикаторный крутящий момент двигателя меньше момента механических потерь и вращение его осуществляется в результате подвода энергии от трансмиссии автомобиля. Такой режим работы часто наблюдается при движении автомобилей в населенных пунктах и городах, когда при подъезде к перекрестку, светофору или в связи с дорожными условиями водитель полностью отпускает педаль управления топливоподачей, не выключая при этом передачи. В дизельных двигателях при полностью отпущенной педали подача топлива выключается и включается только при снижении частоты вращения до величины, близкой к минимальной частоте вращения холостого хода. Это исключает непроизводительные потери топлива.

В бензиновых двигателях при полностью закрытых дроссельных заслонках и высокой частоте вращения топливо истекает через систему холостого хода примерно в том же количестве, что и в режиме минимальной частоты вращения холостого хода. Работа при высокой частоте вращения и закрытых дроссельных заслонках характеризуется высокими разрежениями во впускном трубопроводе и цилиндрах двигателя, что приводит к срыву топливной пленки со стенок трубопровода, а также к ухудшению или полному прекращению сгорания. В результате наряду с непроизводительной потерей топлива интенсивно загрязняется окружающая среда продуктами неполного сгорания.

Для улучшения показателей работы бензиновых двигателей в режиме принудительного холостого хода выключают подачу топлива через систему

холостого хода или снижают величину разрежения во впускном трубопроводе путем подачи в него дополнительного воздуха. Первый путь, устраняя потерю топлива, не исключает срыв топливной пленки и осушение стенок впускного трубопровода, что при переходе к работе двигателя в активном нагрузочном режиме может вызвать обеднение смеси и работу двигателя с перебоями. Особенно часто это происходит в бензиновых двигателях грузовых автомобилей с относительно большой длиной впускных трубопроводов. Второй путь уменьшает срыв топливной пленки со стенок трубопровода и истечение топлива. Однако наряду с этим уменьшаются насосные потери, что снижает эффект при торможении, двигателем. Кроме того, трудно обеспечить герметичность дополнительного канала и исключить подсос через этот канал воздуха при работе двигателя в других режимах. Поэтому в практике чаще используют первый путь. Для выключения подачи топлива топливный канал системы холостого хода перекрывается игольчатым электромагнитным клапаном, включение которого зависит от положения дроссельных заслонок и частоты вращения двигателя. При закрытых дроссельных заслонках и частоте вращения выше установленной величины электромагнитный клапан перекрывает топливный канал. При снижении частоты вращения ниже заданной величины клапан включает подачу топлива, что исключает остановку двигателя и необходимость повторного пуска. Системы отключения топлива в режиме принудительного холостого хода внедрены на отечественных карбюраторах «Озон», устанавливаемых на двигателях легковых автомобилей.

Токсичные компоненты отработавших газов, такие как окись углерода и углеводороды, могут быть нейтрализованы в выпускной системе двигателя. С целью их окисления до конечных продуктов сгорания в поток горячих отработавших газов непосредственно за выпускной клапан подают воздух. В любой выпускной системе происходит в определенной степени процесс окисления. Этот процесс можно активизировать посредством турбулентного смешивания воздуха с отработавшими газами при высоких температурах.

Для интенсификации процесса пламенного дожигания продуктов неполного сгорания топлива применяют специальные выпускные системы для поддержания более высокой температуры отработавших газов. Наряду с этим увеличивают время прохождения отработавших газов через зону реакции и повышают качество перемешивания отработавших газов с воздухом.

Эффективный процесс дожигания углеводородов начинается при температуре около 400°C , а окиси углерода при температуре не менее 500°C . Чем выше температура смеси отработавших газов с воздухом, тем эффективнее проходит процесс окисления в выпускной системе двигателя.

Для усиления эффективности окислительной реакции при содержании в отработавших газах 2...3% кислорода и среднем времени прохождения отработавших газов через выпускной трубопровод необходимо, чтобы температура в выпускной системе составляла около 620°C . При обычных условиях движения автомобиля в городе температура отработавших газов в выпускной системе является слишком низкой для активного дожигания углеводородов. Повысить температуру отработавших газов можно за счет снижения потерь тепловой энергии в камере сгорания и в выпускной

системе двигателя, путем установки в ней специальных тепловых экранов. На рис. 17.4 показана конструктивная схема выпускного канала с тепловым экраном из жаростойкой стали. Такой экран обеспечивает увеличение температуры отработавших газов примерно на 100°C .

Более эффективными устройствами для дожигания продуктов неполного сгорания топлива и разложения окислов азота являются *каталитические* нейтрализаторы. Сущность каталитической нейтрализации заключается в химических преобразованиях вредных веществ в присутствии катализаторов, ускоряющих протекание химических реакций, вследствие которых эти вещества превращаются в безвредные для человека и окружающей среды вещества. Как отмечалось выше, основными вредными веществами ДВС являются окись углерода, углеводороды и окислы азота. Для превращения их в безвредные вещества CO и C_nH_m следует окислить до продуктов полного окисления CO_2 и H_2O , а NO_x восстановить, выделив чистый азот.

Однако даже если такие среды будут созданы, то за короткий промежуток времени пребывания отработавших газов в выпускной системе, особенно, когда температура их невысокая, указанные реакции не успевают протекать. Для ускорения этих реакций используют катализаторы. Наиболее эффективными являются катализаторы на основе благородных металлов — платины и палладия. Платина — универсальный катализатор, обеспечивающий быстрое протекание реакций окисления и восстановления. Палладий, как правило, используют для ускорения окислительных реакций. Для интенсификации восстановительных реакций применяют радий, рутений, окислы меди, марганца, ванадия, хрома и др. Активность этих катализаторов объясняется низкой прочностью связи кислород — металл. Однако их эффективность значительно ниже по сравнению с платиной и палладием, поэтому, несмотря на высокую стоимость, для нейтрализации вредных веществ ДВС наиболее широко используют каталитические нейтрализаторы на основе благородных металлов. Катализатор наносят на поверхность носителя или пропитывают его. В качестве носителей используют керамические или изготовленные из тугоплавких окислов (например, окислов алюминия Al_2O_3) блоки или гранулы с развитой поверхностью.

Эффективность нейтрализатора зависит от температуры катализатора. Различают низко- и высокотемпературные катализаторы. Первые характеризуются высокой активностью при низких температурах ($100 \dots 300^{\circ}\text{C}$). Это смесь окислов марганца, меди, ванадия, хрома и др. Высокотемпературные катализаторы (платина и палладий) эффективны при высоких температурах (более 300°C). Для эффективной работы нейтрализаторов указанные температурные режимы должны выдерживаться. Достигается это соответствующей конструкцией нейтрализатора и выбором места установки в выпускной системе двигателя.

Поскольку обеспечить в выпускной системе ДВС протекание реакций окисления и восстановления сложно, то в ряде случаев применяют каталитические нейтрализаторы для снижения выбросов только окиси углерода и углеводородов. В бензиновых двигателях в ряде режимов работы (холостой ход, разгон, полные нагрузки) смесь обогащается, что приводит к повышенным выбросам CO и C_nH_m , а также исключает протекание реакций окис-

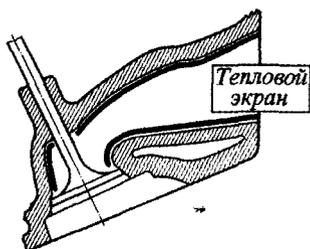


Рис. 17.4. Схема тепловой изоляции выпускного канала

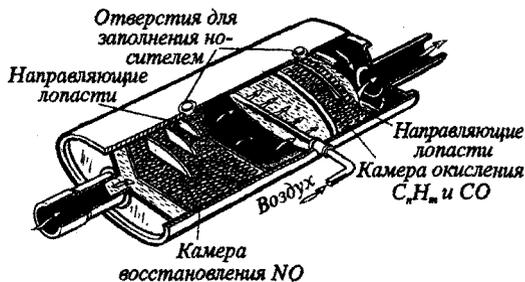


Рис. 17.5. Конструкция двухкамерного каталитического нейтрализатора

ления в процессе выпуска отработавших газов даже в присутствии катализаторов. Поэтому в каталитический нейтрализатор бензинового двигателя необходимо подавать воздух. Для этого можно использовать нагнетатели или эжекторы.

На рис. 17.5 показана конструкция каталитического нейтрализатора, применяемого в современных легковых автомобилях.

Дизельные двигатели во всех режимах работают на обедненных топливоздушных смесях, поэтому в выпускной системе среда является окислительной и дополнительного воздуха не требуется. В нашей стране созданы системы нейтрализации с гранулированными палладиевыми катализаторами практически для всех легковых и грузовых автомобилей и автобусов. Выпускают каталитические нейтрализаторы для дизельных двигателей, используемых в местах с ограниченным воздухообменом. Применение таких нейтрализаторов резко снижает выбросы CO и C_nH_m .

Эффективной принято считать работу нейтрализатора при превращении не менее 80% CO и NO_x . При этом процент окисления C_nH_m составляет еще больше. Для обеспечения такой эффективности состав смеси должен находиться в пределах $\pm 0,7\%$, что значительно меньше пределов, наблюдающихся в эксплуатационных условиях. По мере эксплуатации нейтрализаторов допустимый диапазон изменения состава смеси уменьшается. Например, после пробега автомобиля с нейтрализатором 30 000 километров он составляет $\pm 0,2\%$. Для обеспечения состава смеси, близкого к стехиометрическому, применяют электронные системы регулирования карбюратора или впрыска бензина с обратной связью, когда состав смеси корректируется по составу отработавших газов, который оценивают по концентрации кислорода, измеряемой кислородным датчиком. Наиболее широко используют датчики, работающие по принципу возникновения электродвижущей силы (ЭДС) между платиновыми электродами в твердом электролите, как правило, двуокиси циркония, если эти электроды находятся в средах с различным содержанием кислорода. В качестве таких сред используют окружающий воздух и отработавшие газы. При переходе через стехиометрический состав смеси вследствие резкого изменения содержания кислорода в отработавших газах ЭДС скачкообразно изменяется. Этот сигнал используется для поддержания состава смеси на уровне, близком к стехиометрическому.

Каталитические нейтрализаторы особенно широко используют на легковых автомобилях с бензиновыми двигателями. Как показывает опыт, эти нейтрализаторы имеют ряд недостатков — ухудшение экономичности и снижение мощности ДВС, относительно большая стоимость и недостаточная долговечность (до 80 000 км пробега), не надежны в эксплуатации, то есть эффективность их работы по мере эксплуатации уменьшается. Одной из причин этого является отравление катализатора двуокисью серы (SO_2). Особенно интенсивно протекает этот процесс в нейтрализаторах дизелей, работающих на сернистых топливах. Сущность отравления заключается в образовании сульфата алюминия при реакции между SO_2 и материалом носителя Al_2O_3 . В результате снижаются пористость и газопроницаемость катализаторов.

Указанные недостатки сдерживают повсеместное применение каталитических нейтрализаторов и обуславливают проведение обширных исследований по их совершенствованию и поиску других путей снижения вредных выбросов ДВС в окружающую среду.

Источниками выброса вредных веществ в двигателях наряду с отработавшими газами являются картерные газы и испарения топлива.

Количество и состав вредных веществ этих источников для двигателей различных типов неодинаково, что и учитывается при разработке мероприятий по уменьшению вредных выбросов.

В бензиновых двигателях в тактах сжатия и частично расширения часть топливоздушная смесь прорывается в картер. Поэтому в этих двигателях с картерными газами выбрасывается много углеводородов, больше, чем с отработавшими газами. Особенно много углеводородов выбрасывается в двигателях с изношенной цилиндропоршневой группой. В их составе содержатся полициклические углеводороды, обладающие канцерогенными свойствами. Единственная возможность предотвратить загрязнение окружающей среды вредными веществами картерных газов — использование закрытой системы вентиляции картера, когда прорывающиеся в него из цилиндров газы возвращаются во впускную систему. При подводе картерных газов во впускной канал перед карбюратором топливоздушная смесь обогащается и увеличиваются выбросы окиси углерода. Подвод картерных газов после карбюратора приводит к обеднению топливоздушной смеси, вследствие чего двигатель работает неустойчиво, повышается количество выбросов с отработавшими газами углеводородов и окислов азота. Исследованиями установлено, что наиболее эффективной является комбинированная система вентиляции картера, при которой 40% картерных газов подается до карбюратора и 60% — после карбюратора. При этом закрытая система вентиляции должна обеспечивать очистку картерных газов от капель и паров масла, чтобы предотвратить попадание во впускную систему двигателя полициклических углеводородов.

В настоящее время закрытые системы вентиляции картера используются на всех бензиновых двигателях. При техническом обслуживании необходимо очищать клапаны и промывать фильтры этих систем, так как неисправность закрытой системы вентиляции может привести к увеличению выбросов вредных веществ даже по сравнению с открытой.

При эксплуатации бензиновых двигателей в окружающую среду попадают углеводороды в виде испарений бензина из системы питания, что приводит к ухудшению качества и непроизводительной потере 4...6% бензина. Для устранения этого явления на бензиновых двигателях устанавливают системы улавливания топливных испарений.

В настоящее время разработаны системы для бензиновых двигателей различного назначения. Принцип работы таких систем заключается в улавливании с помощью адсорбента испарений из топливного бака и поплавковой камеры и удалении этих испарений с поступлением их в карбюратор продувкой воздухом адсорбента во время работы двигателя. В качестве адсорбента наиболее часто используют активированный уголь АГ-3. Использование систем улавливания топливных испарений практически полностью исключает загрязнение окружающей среды углеводородами в виде испарений бензина.

Добиться снижения вредных выбросов двигателями можно путем применения новых видов топлива и специальных добавок к традиционному топливу. К новым видам топлива относятся различные горючие газы, получаемые в результате переработки нефти, а также спирт. Самым экологически чистым топливом является водород, в результате сгорания которого образуются только водяные пары, абсолютно безвредные для организма человека и окружающей среды.

ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОКОНТРОЛЯ:

1. Перечислите основные вредные вещества, образующиеся при сгорании различных топлив.
2. Действие на организм человека токсичных веществ, образующихся при сгорании различных топлив.
3. Способы уменьшения выбросов токсичных веществ в окружающую среду.
4. Вредные вещества, выбрасываемые при работе ДВС.
5. Факторы, способствующие образованию токсичных веществ в ДВС.
6. Способы уменьшения вредных выбросов ДВС.
7. Принцип работы каталитического нейтрализатора.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Абрамович Г. Н.* Прикладная газовая динамика. Часть 1. Издание 5. — М.: Наука, 1991. — 600 с.
2. *алабовский А. Н., Недужий А. И.* Техническая термодинамика и теплопередача. — 3-е изд., перераб. и доп. — Киев: Выща школа, 1990. — 255 с.
3. *Александров Н. Е., Богданов С. И., Кукис В. С., Костин К. И., Олонина Л. А., Прокopenко Н. И., Сакович А. И.* Основы теории тепловых процессов и машин. Часть 1. Омск: ГАБТУ, 2000. — 525 с.
4. *Александров Н. Е., Богданов С. И., Кукис В. С., Костин К. И., Олонина Л. А., Прокopenко Н. И., Сакович А. И.* Основы теории тепловых процессов и машин. Часть 2. Омск: ГАБТУ, 2000. — 584 с.
5. *Боголюбов А. Н.* Творения рук человеческих. Естественная история машин. — М.: Знание, 1988. — 176 с.
6. *Браун Т., Лемей Г. Ю.* Химия — в центре наук: В 2-х частях. Пер. с англ. ч.1. — М.: Мир, 1983. — 448 с.
7. *Браун Т., Лемей Г. Ю.* Химия — в центре наук: В 2-х частях. Пер. с англ. ч.2. — М.: Мир, 1983. — 520 с.
8. *Бродянский В. М.* Вечный двигатель прежде и теперь. От утопии — к науке, от науки — к утопии. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 256 с.
9. *Гельфер Я. М.* История и методология термодинамики и статистической физики: В 2-х частях. Часть 1. — М.: Высшая школа, 1969. — 450 с.
10. *Гельфер Я. М.* История и методология термодинамики и статистической физики: В 2-х частях. ч.2. — М.: Высшая школа, 1973. — 460 с.
11. *Джанколи Д.* Физика: В 2-х томах. т. 1: Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. — 656 с.
12. *Джанколи Д.* Физика: В 2-х томах. т. 2: Пер. с англ. — М.: Мир, 1989. — 669 с.
13. *Драгун В. Л., Конев С. В.* В мире тепла. — Минск: Наука и техника, 1991. — 176 с.
14. *Кузовлев В. А.* Техническая термодинамика и основы теплопередачи. /Под ред. Л. Р. Стоцкого. 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Высшая школа, 1983. — 335 с.
15. *Лашутина Н. Г., Макашова О. В., Медведев Р. М.* Техническая термодинамика с основами теплопередачи и гидравлики. — Л.: Машиностроение, 1988. — 336 с.
16. *Ловинский С. И.* Теория авиационных двигателей: учебник для техникумов. — М.: Машиностроение, 1982. — 223 с.
17. *Максимов Н. А., Секистов В. А.* Двигатели самолетов и вертолетов. — М.: Воениздат, 1977, — 343 с.
18. *Мацкерле Ю.* Современный экономичный автомобиль / Пер. с чеш. В. Б. Иванова; Под ред. А. Р. Бенедиктова. — М.: Машиностроение, 1987. — 320 с.
19. *Моравский А. В., Файн М. А.* Огонь в упряжке, или Как изобретают тепловые двигатели. — М.: Знание, 1990. (Жизнь замечательных идей). — 192 с.
20. *Нащokin В. В.* Техническая термодинамика и теплопередача. 3-е изд., испр. и доп. — М.: Высшая школа, 1980. — 469 с.
21. *Никитин Н. Н.* Курс теоретической механики. — М.: Высшая школа, 1990. — 607 с.
22. *Патрунов Ф. Г.* Ниже 120°С по Кельвину. — М.: Знание, 1989. — 176 с.

23. *Селиверстов В. М., Бажан П. И.* Термодинамика, теплопередача и теплообменные аппараты. — М.: Транспорт, 1988. — 287 с.
24. *Сморodinский А. Я.* Температура. 2-е изд., перераб. и дополн. — М.: Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. — 192 с.
25. *Степин Б. Д.* Применение международной системы единиц физических величин в химии. — М.: Высшая школа, 1990. — 96 с.
26. Теплотехника. / А. П. Баскаков и др. 2-е изд., перераб. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 224 с.
27. Теплотехника. Учебник для вузов / В. Н. Луканин, М. Г. Шатров, Г. М. Камфер и др.; Под ред. В. Н. Луканина. — М.: Высшая школа, 1999. — 671 с.
28. *Шапиро Л. С.* Сердце корабля. — Л.: Судостроение, 1990. — 144 с.
29. *Фен Дж.* Машины, энергия, энтропия: Пер. с англ. — М.: Мир, 1986. — 336 с.
30. *Хансуваров К. И., Цейтлин В. Г.* Техника измерения давления, расхода, количества и уровня жидкости, газа и пара. — М.: Изд. стандартов, 1990. — 287 с.
31. *Юдаев Б. Н.* Техническая термодинамика. Теплопередача. — М.: Высшая школа, 1988. — 479 с.
32. Эксергетические расчеты технических систем: Справочное пособие // Бродянский В. М. и др. — Киев: Наукова думка, 1991. — 360 с.
33. *Ястржемский А. С.* Термодинамика и история ее развития. — М.: Энергия, 1965. — 250 с.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 8. Ограничение эффективности тепловых машин. Второй закон термодинамики	3
8.1. Понятие циклического процесса	3
8.2. Ограничение эффективности тепловых машин. Цикл Карно. Второй закон термодинамики	10
8.3. Обратные циклы тепловых машин	33
8.3.1. Цикл холодильной машины Карно. Принцип работы холодильника	33
8.3.2. Цикл воздушной компрессорной холодильной установки	42
8.3.3. Цикл паровой компрессорной холодильной установки	47
8.3.4. Принцип работы теплового насоса	51
8.4. Абсолютная термодинамическая шкала температуры	54
8.5. Энтропия и второе начало термодинамики	56
8.6. Эксергия	62
8.6.1. Энергия и ее превращение в различные формы	62
8.6.2. Эксергия и ее виды	65
8.6.3. Определение эксергии	68
8.7. Третий закон термодинамики	75
8.8. Особенности протекания необратимых циклических процессов	76
8.9. Проблема «тепловой смерти Вселенной»	80
8.10. Вниз по шкале температур. Основы криогенной техники	90
8.11. «Вечные» двигатели второго рода	102
Вопросы для самоконтроля:	108
Глава 9. Идеализированные циклы тепловых двигателей	109
9.1. Схема расширительной машины теплового двигателя	109
9.2. Идеализированные циклы поршневых тепловых двигателей	112
9.2.1. Идеализированный цикл теплового двигателя с изобарным процессом подвода энергии в тепловой форме	112
9.2.2. Идеализированный цикл теплового двигателя с изохорным процессом подвода энергии в тепловой форме	123
9.2.3. Идеализированный цикл теплового двигателя с изохорноизобарным процессом подвода энергии в тепловой форме	130
9.3. Сравнение эффективности идеализированных циклов тепловых двигателей	141
9.4. Идеализированные циклы газотурбинных двигателей	156
9.4.1. Принцип работы газотурбинного двигателя	156
9.4.2. Идеализированный цикл ГТД с подводом тепловой энергии при постоянном давлении рабочего тела	157
9.4.3. Идеализированный цикл ГТД с подводом тепловой энергии при постоянном объеме рабочего тела	160
9.4.4. Сравнение эффективности идеализированных циклов ГТД ..	163

Вопросы для самоконтроля:	164
Глава 10. Действительные циклы тепловых двигателей	165
10.1. Принцип подвода энергии в тепловой форме к рабочему телу	165
10.2. Химический состав и сгорание топлива	170
10.3. Теплота сгорания топлива	184
10.4. Действительный цикл двигателя внутреннего сгорания с быстрым сгоранием топлива (бензинового двигателя)	187
10.4.1. Впуск рабочего тела (горючей смеси)	187
10.4.2. Действительное протекание рабочего цикла четырехтактного бензинового двигателя	194
10.5. Действительный цикл двигателя внутреннего сгорания с самовоспламенением топлива	207
10.5.1. Общая организация цикла дизельного двигателя	207
10.5.2. Действительное протекание рабочего цикла четырехтактного дизельного двигателя	210
10.6. Действительный цикл газотурбинного двигателя	216
10.7. Основные нарушения процесса сгорания топлива в бензиновом двигателе	220
Вопросы для самоконтроля:	225
Глава 11. Циклы паровых теплосиловых установок	226
11.1. Общие сведения	226
11.2. Паросиловая установка, работающая по циклу Карно	230
11.3. Паросиловая установка, работающая по циклу Ренкина на влажном паре	234
11.4. Паросиловая установка, работающая по циклу Ренкина с перегревом пара	237
11.5. Влияние параметров пара на термический КПД цикла Ренкина	242
11.6. Повышение тепловой эффективности паросиловых установок	246
11.6.1. Общие сведения	246
11.6.2. Регенеративный цикл	247
11.6.3. Цикл со вторичным перегревом пара	249
11.6.4. Теплофикационный цикл	250
11.6.5. Бинарный цикл	254
Вопросы для самоконтроля:	256
Глава 12. Установки безмашинного преобразования энергии	257
12.1. Магнитогидродинамический генератор	257
12.2. Термоэлектрический генератор	259
12.3. Топливные элементы	262
Вопросы для самоконтроля:	263
Глава 13. Основы химической термодинамики	264
13.1. Скорость химической реакции	264
13.2. Зависимость скорости протекания реакции от концентраций	268
13.3. Уравнения для определения скорости протекания реакции	270
13.3.1. Реакции первого порядка	270
13.3.2. Реакции второго порядка	272
13.4. Зависимость скорости реакции от температуры	272
13.5. Механизмы реакций	275
13.6. Катализ	276
13.7. Химическое равновесие	279
13.7.1. Константа равновесия	279
13.7.2. Факторы, влияющие на равновесие. Принцип Ле Шателье	284
13.8. Связь между химическим равновесием и химической кинетикой	286

13.9. Свободная энергия, энтропия и равновесие	288
13.9.1. Самопроизвольные процессы	288
13.9.2. Энергетические эффекты в химических реакциях	290
13.9.3. Закон Гесса	296
13.9.4. Тепловой эффект реакции образования химического соединения	296
13.9.5. Самопроизвольные процессы и изменение энтропии	299
13.9.6. Функция свободной энергии	307
Вопросы для самоконтроля:	314
Глава 14. Основы теории теплообмена	315
14.1. Способы передачи энергии в тепловой форме	315
14.2. Теплообмен теплопроводностью	316
14.2.1. Основные понятия и определения	316
14.2.2. Теплопроводность стенок различной формы	319
14.3. Конвективный теплообмен	323
14.3.1. Общие сведения	323
14.3.2. Определение численного значения коэффициента теплоотдачи	325
14.4. Теплообмен излучением	329
14.4.1. Общие понятия	329
14.4.2. Основные законы теплового излучения	331
14.4.3. Лучистый теплообмен между телами	332
14.5. Теплопередача	333
14.5.1. Общие сведения	333
14.5.2. Теплопередача через плоскую стенку	333
14.5.3. Теплопередача через цилиндрическую стенку	335
14.5.4. Теплопередача через оребренную стенку	336
14.6. Основы теплового расчета теплообменных аппаратов	337
Вопросы для самоконтроля:	341
Глава 15. Применение тепловой энергии в отрасли	343
15.1. Топливо. Основы горения и организация сжигания топлива	343
15.1.1. Общие сведения и классификация топлив	343
15.1.2. Элементарный состав и технические характеристики топлива	344
15.1.3. Теплота сгорания топлива. Понятие условного топлива	349
15.1.4. Основы теории горения органических топлив	351
15.2. Горение натурального топлива	356
15.3. Технические расчеты процессов горения топлива	357
15.3.1. Расход воздуха на сжигание одного килограмма топлива	357
15.3.2. Состав и объем продуктов сгорания одного килограмма топлива	360
15.3.3. Энтальпия продуктов сгорания топлива	362
15.4. Теплогенерирующие установки, паровые и водогрейные котельные агрегаты	363
15.4.1. Основные типы теплогенерирующих установок	363
15.4.2. Основные элементы котельной установки	364
15.4.3. Топочные устройства	368
15.4.4. Котельные агрегаты	370
15.5. Тепловые двигатели	377
15.5.1. Паровые двигатели	377
15.5.2. Двигатели внутреннего сгорания	388
15.6. Ядерные энергетические установки	521
Вопросы для самоконтроля:	530
Глава 16. Использование вторичных энергоресурсов и нетрадиционных источников тепловой энергии	532

16.1. Общие сведения	532
16.2. Использование вторичных энергоресурсов в промышленности	534
16.3. Методы преобразования и использования энергии солнечной радиации	537
16.4. Использование тепловой энергии геотермальных вод	538
Вопросы для самоконтроля:	540
Глава 17. Основные понятия о защите окружающей среды	541
17.1. Вредные вещества в продуктах сгорания и их предельно допустимые концентрации	541
17.2. Методы уменьшения количества выбросов вредных веществ теплогенерирующими установками	543
17.3. Вредные вещества, выбрасываемые при работе ДВС	546
Вопросы для самоконтроля:	565
Литература	566

Учебное издание

Александров Н. Е., Богданов А. И., Костин К. И. и др.
ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ И МАШИН
Часть II

Редактор *Т. Б. Кнозорова*
Художник *Н. В. Зотова*
Корректор *Н. Ектова*

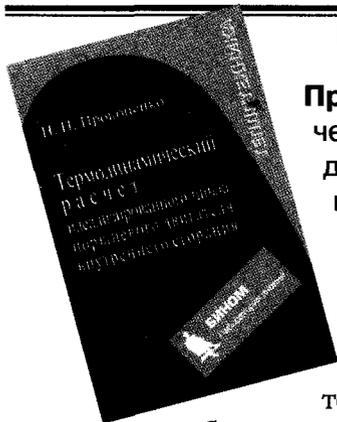
Оригинал-макет подготовлен *В. Н. Цлаф* и *О. Г. Лапко* в пакете \LaTeX 2 ϵ
с использованием кириллических шрифтов LN
семейства Computer Modern

Подписано в печать 10.03.06 г. Формат 70 × 100/16
Гарнитура Computer Modern. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 46,8. Тираж 2000 экз. Заказ 1697

ООО «ВИНОМ. Лаборатория знаний»
Москва, проезд Аэропорта, д. 3
Телефон (495) 157-1902, 157-5272,
e-mail: Lbz@aha.ru, <http://www.Lbz.ru>

При участии ООО «ПФ Сашко»

Отпечатано в ОАО «ИПК «Ульяновский Дом печати»
432980, г. Ульяновск, ул. Гончарова, 14



ИМЕЕТСЯ В ПРОДАЖЕ:

Прокопенко Н. И. Термодинамический расчет идеализированного цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания / Н. И. Прокопенко. — 2005. — 108 с., ил.

В книге приведены краткие теоретические сведения по идеализированным циклам ДВС, даны методические указания по расчету идеализированного цикла поршневого ДВС со смешанным процессом подвода тепловой энергии к рабочему телу. Приводится большое количество вариантов заданий для расчета идеализированных циклов поршневых ДВС. В качестве примера выполнен расчет одного из вариантов идеализированного цикла с использованием математического пакета MathCad-8 (2000).

Книга может использоваться в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки дипломированных инженеров по специальности «Транспортные машины и транспортно-технологические комплексы».



ИЗДАТЕЛЬСТВО

«БИНОМ.

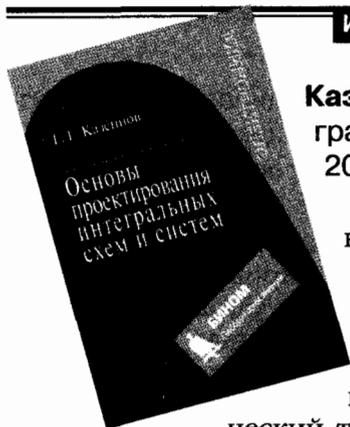
Лаборатория знаний»

119071, Москва, а/я 32

Тел./факс (495) 157-1902

E-mail: Lbz@aha.ru

<http://www.Lbz.ru>



ИМЕЕТСЯ В ПРОДАЖЕ:

Казённов Г. Г. Основы проектирования интегральных схем и систем / Г. Г. Казённов. — 2005. — 295 с.: ил.

В книге рассматриваются вопросы, связанные с методикой проектирования интегральных схем и систем, в том числе СБИС и систем на кристалле (SoC). Акцентируется внимание на основных этапах процесса проектирования (системный, микросхемный, регистровый, логический, схемотехнический, топологический, компонентный).

Приводятся сведения о средствах автоматизированного проектирования, а также о применении для этих целей систем искусственного интеллекта.

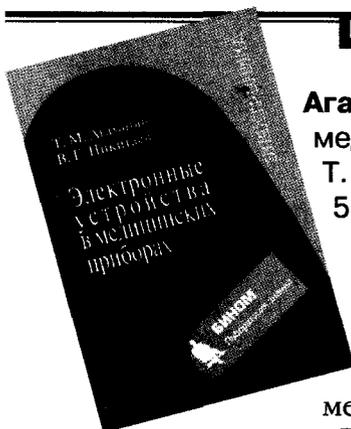
Для студентов вузов, специализирующихся в области электроники и изучающих дисциплины, связанные с проектированием интегральных схем и систем. Книга также может быть полезна разработчикам микроэлектронной аппаратуры.



ИЗДАТЕЛЬСТВО

«БИНОМ.
Лаборатория знаний»

119071, Москва, а/я 32
Тел./факс (495) 157-1902
E-mail: Lbz@aha.ru
<http://www.Lbz.ru>



ИМЕЕТСЯ В ПРОДАЖЕ:

Агаханян Т. М. Электронные устройства в медицинских приборах: Учебное пособие / Т. М. Агаханян, В. Г. Никитаев. — 2005. — 510 с.: ил.

Рассмотрены электронные усилители, источники питания, стабилизаторы и электронные устройства на интегральных компараторах напряжений, триггеры и триггерные системы, а также схемы, применяемые для нелинейного преобразования сигналов. Рассмотрены релаксационные устройства на интегральных микросхемах, формирователи и генераторы линейно-изменяющегося напряжения и тока, в том числе большие интегральные системы и микропроцессоры.

Представлены аппаратурные структуры компьютерных систем медицинской диагностики.

Для студентов специализации «Компьютерные медицинские системы», изучающих курс «Основы электроники». Также может представлять интерес для инженерно-технических работников, занимающихся эксплуатацией электронных приборов медицинской диагностики.



ИЗДАТЕЛЬСТВО

«БИНОМ.

Лаборатория знаний»

119071, Москва, а/я 32

Тел./факс (495) 157-1902

E-mail: Lbz@aha.ru

<http://www.Lbz.ru>



ИМЕЕТСЯ В ПРОДАЖЕ:

Кобаяси Н. Введение в нанотехнологию / Н. Кобаяси; Пер. с японск. — 2005. — 134 с.: ил.

Книга в популярной форме знакомит читателя с достижениями в области нанотехнологии в Японии и других странах в конце XX — начале XXI века. Продемонстрированы поистине фантастические возможности нанотехнологии в таких областях, как электроника, энергетика, биология, медицина и др. Большое внимание уделено экономическим и социальным последствиям внедрения нанотехнологии в жизнь общества.

Для студентов, изучающих дисциплины, связанные в применением нанотехнологии, а также для преподавателей соответствующих специальностей.



ИЗДАТЕЛЬСТВО

«БИНОМ.
Лаборатория знаний»

119071, Москва, а/я 32
Тел./факс (495) 157-1902
E-mail: Lbz@aha.ru
<http://www.Lbz.ru>

Современный инженер должен ощущать, понимать и знать рамки объективных законов природы, чтобы правильно построить свою профессиональную деятельность.

Одна из целей данного учебного пособия состоит именно в том, чтобы осветить основные положения современной науки, в рамках которой возможно верное истолкование наиболее общих закономерностей развития технической мысли, т.е. фундаментальных основ создания машин.

Во второй части рассматривается второй закон термодинамики и его основополагающая роль в теории тепловых машин, включая ДВС.

Значительное внимание уделено циклическим процессам. Приведены основы анализа эффективности работы тепловых машин с помощью эксергетического метода. Особое внимание обращено на идеализированные и действительные циклы ДВС, сгорание топлива в них. Рассматриваются принципы работы компрессоров различных типов и турбин. Изложены основы теории теплообмена и химической термодинамики. Даны описания теплоэнергетических установок, рассмотрены принципы работы поршневых, газотурбинных, реактивных и ракетных двигателей.

Всем интересующимся вопросами становления и развития теории тепловых машин, в том числе и двигателей внутреннего сгорания (поршневых, газотурбинных, реактивных и ракетных).

ISBN 5-94774-448-1



9 785947 744484

интернет-магазин

OZON



3906091