

ДОПУЩЕНО МИНИСТЕРСТВОМ ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР В КАЧЕСТВЕ УЧЕБНОГО ПОСОБИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

МОСКВА «ВЫСШАЯ ШКОЛА» 1977

А.И.АНДРЮЩЕНКО

основы термодинамики циклов теплоэнергетических установок



ВТОРОЕ ИЗДАНИЕ ПЕРЕРАБОТАННОЕ И ДОПОЛНЕННОЕ

Рецензенты:

Кафедра теоретических основ теплотехники Ленинградского политехнического института

Проф. Д. Д. Калафати (Московский энергетический институт)

Анатолий Иванович Андрющенко

ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ ЦИКЛОВ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

И. Б. № 690

Редактор О. М. Смирницкая. Худож. редактор Н. К. Гуторов. Техн. редактор Н. Н. Баранова. Корректор Р. К. Косинова.

Т-03101. Сдано в набор 9/VIII — 76 г. Подп. к печати 5/I—77 г. Формат 84×108¹/₃₂. Объем 8,75 печ. л. Бум. тип. № 2. (Усл. п. л. 14,70). Уч.-изд. л. 13,16. Изд. № СТД—258. Тираж 10000 экз. Цена 82 коп. Зак. 684.

План выпуска литературы издательства «Высшая школа» (вузы и техникумы) на 1977 г. Позиция № 92. Москва, К-51, Неглинная ул., д. 29/14, издательство «Высшая школа»

Ярославский полиграфкомбинат Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 150014, Ярославль, ул. Свободы, 97.

Андрющенко А. И.

А 65 Основы термодинамики циклов теплоэнергетических установок. Учеб. пособие для втузов. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., «Высш. школа», 1977.

280 с. с ил.

Книга является продолжением выпущенного в 1975 г. издательством «Высщая школа» второго издания учебного пособия «Основы технической термодинамики реальных процессов». В ней подробно излагаются (первое издание вышло в 1968 г.) реальные циклы теплоэнергетических установок на органическом и ядерном топливах, методы их термодинамических однализа, методика выбора оптимальной конфигурации термодинамических циклов теплоэнергетических установок и их наивыгоднейших параметров, описываются циклы установок и я непосредственного превращения тепловой энерган в электрическую, реактивных двигателей и термотрансформаторов.

По сравнению с первым изданием многие разделы переработаны и дополнены, в частности циклы атомных электростанций и различных преобразователей.

$$A \frac{30302 - 125}{001(01) - 77} 92 - 77$$

6П2.2

(C) Издательство «Высшая школа», 1977.

В решениях XXV съезда КПСС намечена грандиозная программа развития народного хозяйства страны, решающая роль в которой отводится советской энергетике.

Суммарная мощность электростанций к 1980 г. должна возрасти до 290 млн. кВт. При этом большую часть вводимой мощности составят тепловые электрические станции с паротурбинными блоками на 500—1200 МВт. Будет построен ряд атомных электростанций с блоками по 1000-1500 МВт. В перспективе получат широкое применение ядерные установки с реакторами на быстрых нейтронах, комбинированные установки. Все это определяет необходимость дальнейшего развития теории теплоэнергетических установок и в частности технической термодинамики, на базе которой можно создавать самые экономичные тепловые электростанции. Ибо только на основе термодинамики могут быть найдены оптимальные циклы, наиболее рациональные тепловые схемы и наивыгоднейшие их параметры, обеспечивающие паименьшие удельные расходы топлива. В этой связи программа второй части курса технической термодинамики в последние годы значительно расширилась. Главным ее содержанием стало исследование реальных (необратимых) циклов теплоэнергетических установок и нахождение способов повышения их экономичности.

Данное учебное пособие освещает наиболее важные вопросы термодинамики циклов современных тепловых двигателей и теплоэнергетических установок. Оно написано па основе курсов лекций, читаемых в течение многих лет автором в Саратовском политехническом институте.

Выбор материала, последовательность изложения и объем отдельных частей в основном определяла действующая программа курса технической термодинамики для теплоэнергетических специальностей втузов. При этом автор считал необходимым в соответствии с современным развитием теплоэнергетики ввести новые разделы и более широкое изложение отдельных вопросов курса. В частности, введены способы расчета наивыгоднейших параметров цикла, определение образцовых циклов для различных установок, методы повышения эффективности реальных, необратимых циклов.

Изложенные в книге материалы курса, включающие самые последние достижения науки, по мнению автора, помогут студентам и аспирантам-теплоэнергетикам более глубоко и полно изучить важнейший для них курс технической термодинамики.

Автор выражает благодарность рецензентам докт. техн. наук проф. Д. Д. Калафати и коллективу кафедры теоретических основ теплотехники ЛПИ (зав. кафедрой докт. техн. наук, проф. В. А. Зысин), а также всем принявшим участие в обсуждении первого издания книги на страницах печати за их весьма ценные замечания, которые автор старался учесть в настоящем издании.

Все замечания и пожелания просим направлять по адресу: Москва, К-51, Неглинная ул., 29/14, издательство «Высшая школа».

Автор

Термодинамическими циклами называют такие замкнутые процессы изменения состояния рабочего тела, посредством которых тепловая энергия превращается в механическую или, наоборот, механическая — в тепловую заданного потенциала. При этом рабочее тело постоянно возвращается в свое первоначальное состояние. На всех диаграммах состояния циклы изображают замкнутыми линиями, так как суммарное изменение любого термодинамического параметра рабочего тела в цикле равно нулю, т. е. $\oint dp = 0, \ \oint dv = 0, \ \oint dT = 0, \ \oint di = 0, \ \oint ds = 0, \ \oint du = 0.$ На каждом участке цикла эти параметры состояния изменяются по своим законам, возрастая или понижаясь. Но чтобы тело могло вернуться в свое исходное состояние, каждый параметр в цикле должен иметь и положительное и отрицательное приращения. Так, в цикле должны быть процессы, где dp > 0 и dp < 0, dv > 0 и dv < 0, dT > 0 и dT < 0 и т. д. В отдельных процессах один или даже два параметра одновременно могут оставаться постоянными, изменяясь в других процессах. Указанные свойства циклов приводят к тому, что обязательно в них должны быть процессы сжатия рабочего тела, где затрачивается работа сжатия len, и процессы расширения, где вырабатывается работа l_{nac} . Также обязательными являются процессы, где тепло подводится (dq > 0) и отводится (dq < 0). Здесь и далее q и l относятся к 1 кг массы рабочего тела.

Источник, от которого отбирается тепло, называют *теплоотдатичком*. Источник, которому отдается отводимое в цикле тепло, называют *теплоприемником*. Для совершения цикла применяют оба этих источника. При наличии только одного источника тепла, как это обусловливается вторым законом термодинамики, термодинамические циклы совершаться не могут. Один из этих источников, имеющий более высокую температуру, называют горячим, а имеющий более низкую температуру, *схолодным*. В качестве холодного источника для циклов теплоэнергетических установок при-



меняют окружающий атмосферный воздух или воду из рек, озер и других водоемов.

Циклы, как и их процессы, бывают прямыми и обратными. Так, если подвод тепла рабочему телу в цикле осуществляют от горячего источника, то принято считать такой процесс *прямым*. Если же горячему источнику отдается тепло от рабочего тела, то такой процесс считается обратным.

Все процессы прямых циклов на p - v- и T - s- диаграммах происходят по часовой стрелке (рис. 0.1). Как видно из рисунка, процесс расширения 1a2 прямогоцикла происходит при более высоком среднем давлении, чем процесс сжатия 2b1. В результате этого во всех прямых циклах работа расширения оказывается больше работы сжатия: $l_{\rm pac} > l_{\rm cж}$. Полезная работа цикла представляет собой разность между ними, т. е.

$$l_{\mu} = l_{\text{pac}} - l_{\text{cw}}. \tag{0.1}$$

Полезная работа цикла согласно первому закону термодинамики также равна разности между подведенной *q*₁ и отведенной *q*₂ теплотой:

$$l_{\rm u} = q_1 - q_2. \tag{0.2}$$

Следовательно, для прямых циклов, где $q_1 > q_2$, всегда $l_{\rm H} > 0$. С помощью прямых циклов за счет расходуемого тепла вырабатывается полезная работа $l_{\rm H}$. Поэтому все тепловые энергетические установки работают по прямым циклам. Обратные циклы осуществляются в холодильных установках, тепловых насосах и прочих термотрансформаторах, имеющих задачу выработать тепло определенного потенчиала. Все процессы в обратных циклах в p - v- и T - s-координатах происходят против часовой стрелки (рис. 0.2). Здесь процесс сжатия (1a2) осуществляется при более высоком среднем давлении, чем процесс расширения (2b1), и работа расширения всегда оказывается меньше работы сжатия, т. е.

$$l_{\rm pac} < l_{\rm cw}; \ l_{\rm u} = l_{\rm cw} - l_{\rm pac}.$$
 (0.3)

Но поскольку и для обратных циклов справедливо равенство (0.2), а

$$q_1 < q_2,$$
 (0.4)

то для них $l_{\rm II} < 0$, т. е. работа обратных циклов всегда отрицательна. При этом тепло подводится при более низкой, а отводится при более высокой температуре. Таким образом, с помощью обратного цикла происходит переход тепла от тел более холодных к телам более горячим. В соответствии со вторым законом термодинамики такой противоестественный процесс сопровождается затратой работы.

Прямые и обратные циклы могут быть как обратимыми, так и необратимыми.

Обратимыми называют такие идеальные, гипотетические циклы, все процессы которых происходят обратимо, т. е. без всяких потерь возможной работы. Суммарное приращение энтропии системы, состоящей из рабочих тел, горячих и холодных источников тепла, при обратимых циклах равно нулю:

$$\Delta S_{\mathbf{c}} = \Delta S_{\mathbf{r}} + \Delta S_{\mathrm{p.r}} + \Delta S_{\mathrm{x}} = 0,$$

или относя к 1 кг массы рабочего тела

$$\Delta s_{\rm c} = \Delta s_{\rm r} + \Delta s_{\rm p.r} + \Delta s_{\rm x} = 0, \qquad (0.5)$$

где индексы г, х, р.т означают соответственно горячий, холодный источник и рабочее тело.

Поскольку круговой интеграл энтропии рабочего тела, как его параметра состояния, в любых циклах всегда равен нулю, то $\Delta S_{p.\tau} = 0$. Тогда для обратимых циклов

$$\Delta s_{\rm c} = \Delta s_{\rm r} + \Delta s_{\rm x} = 0 \tag{0.6}$$

и по абсолютному значению

$$\Delta s_{\mathbf{F}} = \Delta s_{\mathbf{x}},$$

9



т. е. для обратимых циклов суммарное *уменьшение* энтропни горячего источника всегда равно суммарному *увеличению* энтропии холодного источника.

Главными условиями полной обратимости термодинамических циклов является отсутствие конечных разностей температур ($\Delta T = 0$) в процессах теплообмена как внутри рабочего тела, так и между рабочим телом и источником, а также отсутствие трения в процессах расширения и сжатия. Если же хотя бы какой-нибудь один процесс или один участок цикла будет необратимым, то весь цикл окажется необратимым. Соответственно, если будет допущен теплообмен между рабочим телом и каким-либо источником тепла при конечной разности температур, то такой цикл становится внешне необратимым. Если же появится разность температур или разность давлений внутри рабочего тела, то цикл становится внутренне необратимым. Примером полностью обратимого цикла при наличии

Примером полностью обратимого цикла при наличии источников тепла постоянной температуры является идеальный цикл Карно, состоящий из двух изотерм и двух адиабат.

Прямой обратимый цикл Карно изображен в *p* — *v*координатах на рис. 0.3 и в *T* — s-координатах на рис. 0.4. Как видно из рисунков, в нем соблюдается равенство температур рабочего тела и источников как в процессе подвода, так и в процессе отвода тепла. Переход от одной изотермы к другой осуществляется по соответствующим обратимым адиабатам сжатия и расширения рабочего тела. В обеих диаграммах площади циклов представляют собой полезную



работу. Отношение полезной работы обратимого цикла к подведенному теплу называют термическим коэффициентом полезного действия данного цикла:

$$\eta_t = l_{\mathrm{it}t}/q_{\mathrm{t}t}.\tag{0.7}$$

Термический к.п.д. обратимого цикла Карно, как известно,

$$\eta_{t\kappa} = 1 - T_2 / T_1 = 1 - T_{\chi} / T_{\Gamma},$$
 (0.8)

где $T_2 = T_x$ — абсолютная температура холодного источника, К; $T_1 = T_r$ — абсолютная температура горячего источника, К.

Из (0.8) видно, что термический к.п.д. в условиях реальной окружающей среды ($T_{\rm x}>0$) всегда значительно меньше единицы и тем меньше, чем ниже температура подвода тепла $T_{\rm 1}$.

Обратный цикл Карно (также полностью обратимый) изображен в *Т* — *s*-диаграмме на рис. 0.5. Здесь процесс *12* — аднабатное сжатие, а процесс *34* — адиабатное расширение. Площадь цикла (пл. *1234*) представляет собой затрачиваемую на его осуществление работу

$$l_{\rm H} = l_{\rm cm} - l_{\rm pac}. \tag{0.9}$$

Тепло в цикле подводится при самой низкой температуре T_x и часто называется холодом q_x . Тепло отводится при высокой температуре T_r и представляет собой вырабатываемое

$$q_{\mathbf{r}} = q_{\mathbf{x}} + l_{\mathbf{u}}.\tag{0.10}$$

Отношение вырабатываемого холода q_x к затрачиваемой работе l₁ называют холодильным коэффициентом:

$$K_{\rm x} = q_{\rm x}/l_{\rm \mu}.\tag{0.11}$$

Для идеальных (внутренне обратимых) циклов Карно

$$K_{\rm x} = T_{\rm x}/(T_{\rm r} - T_{\rm x}).$$
 (0.12)

Отношение вырабатываемого тепла q_r к затрачиваемой работе $l_{\mathbf{u}}$ называют коэффициентом трансформации тепла:

$$K_{\mathrm{T}} = q_{\mathrm{F}}/l_{\mathrm{u}}.\tag{0.13}$$

Для обратного цикла Карно

$$K_{\rm T} = T_{\rm F} / (T_{\rm F} - T_{\rm x}).$$
 (0.14)

Разделив обе части уравнения (0.10) на l_{II} , найдем

$$q_{\mathbf{r}}/l_{\mathbf{u}}=q_{\mathbf{x}}/l_{\mathbf{u}}+1,$$

т. е. для всех обратных циклов (в том числе необратимых) $K_{\tau} = K_{\rm x} + 1.$ (0.15)

Из уравнения (0.12) видно, что значение холодильного коэффициента (представляющего собой удельную выработку холода, приходящуюся на единицу израсходованной работы) всегда тем меньше, чем ниже температура отводимого тепла, т. е. чем более глубокий холод вырабатывается.

В общем случае величина K_x может быть и больше и меньше единицы. Вместе с тем величина K_{τ} , как это видно из (0.15), всегда больше единицы, т. е. в обратном цикле количество вырабатываемого тепла всегда больше расходуемой работы. Очевидно, что в этом нет ничего необычного, поскольку затрачивается энергия более высокого качества (полностью превращаемая в любой другой вид энергии), а вырабатывается энергия хаотического теплового движения, только частично превращаемая в энергию направленного движения.

Полностью обратимыми могут быть любые прямые и обратные циклы, не похожие на цикл Карно. Важно, чтобы все процессы этих циклов были и внешне и внутренне обратимыми. Так, если имеется горячий источник тепла ограниченной емкости, изменяющий свою температуру в процессе отвода от него тепла q₁ по кривой *АВ* (рис. 0.6), то в обра-

тимом прямом цикле, использующем это тепло (q_1), подвод тепла должен осуществляться по кривой 41, точно повторяющей кривую AB в обратном порядке. Только в этом случае на всем участке подвода тепла $\Delta T = 0$. Аналогично, при отводе тепла q_2 холодному источнику переменной температуры (кривая CD) процесс отвода тепла в цикле 23 также должен осуществляться при переменной температуре, сохраняя равенство $T_2 - T_x = \Delta T_2 = 0$.

Полученный обратимый цикл 1234 называют циклом Лоренца. Очевидно он будет также давать максимальную работу, поскольку все процессы цикла полностью обратимы. Уменьшение энтропии горячего и увеличение энтропии холодного источника в точности равны друг другу, а приращение энтропии системы

$$\Delta S_{\rm c} = \Delta S_{\rm r} + \Delta S_{\rm x} = 0, \qquad (0.16)$$

откуда в соответствии со вторым законом термодинамики $l_{\rm m} = l_{\rm max}$.

Термический к.п.д. рассматриваемого обратимого цикла, как и для цикла Карно,

$$\eta_t = l_{\mathrm{u}t} / q_{\mathrm{1}t}. \tag{0.17}$$

Если же повернуть все процессы этого цикла в обратном направлении (см. рис. 0.7), то получим также полностью обратимый, но уже обратный цикл, для которого согласно (0.11, 0.13, 0.15).

$$K_{x} = q_{x}/l_{u}; K_{\tau} = q_{\tau}/l_{u}; K_{\tau} = K_{x} + 1.$$

Среднетермодинамическая температура. Формулу термического к.п.д. цикла Лоренца, как и любого обратимого цикла, можно привести к очень простому виду, подобному формуле (0.8) для цикла Карно, если выразить подводимое и отводимое тепло в цикле через соответствующие средние температуры. Для этого обозначим:

$$q_{\mathbf{i}}/\Delta s_{\mathbf{i}} = T_{\mathbf{i}cp}, \qquad (0.18)$$

$$q_2 / \Delta s_2 = T_{2cp},$$
 (0.19)

тогда для обратимых циклов, поскольку $\Delta s_1 = \Delta s_2 = \Delta s$, получим $q_1 = T_{1cp}\Delta s$; $q_2 = T_{2cp}\Delta s$; $l_u = (T_{1cp} - T_{2cp})\Delta s$; $\eta_t = l_u/q_1 = (T_{1cp} - T_{2cp})\Delta s/(T_{1cp}\Delta s)$ или

$$\eta_{t} = 1 - T_{2cp}/T_{icp} \tag{0.20}$$

Как видно из рис. 0.6, величина T_{1cp} представляет собой среднюю абсолютную температуру рабочего тела на участке 41 подвода тепла q_1 и равна средней высоте пл. 1654, представляющей собой это тепло. Аналогично величина T_{2cp}^+ представляет собой среднюю абсолютную температуру тела на участке 23 отвода тепла q_2 и равна средней высоте пл. 2653, представляющей собой тепло q_2 . Величины T_{1cp} н T_{2cp} соответственно называют среднетермодинамичес-кими температирами подвода и отвода тепла в цикле.

Понятие среднетермодинамической температуры можно применить и к источникам тепла: среднетермодинамическая температура горячего источника

$$T_{\mathbf{r},\mathbf{cp}} = q_{\mathbf{p}} / \Delta s_{\mathbf{r}}, \qquad (0.21)$$

среднетермодинамическая температура холодного источника

$$T_{\mathbf{x}.\mathbf{cp}} = q_{\mathbf{x}} / \Delta s_{\mathbf{x}}. \tag{0.22}$$

В тех случаях, когда подводится или отводится тепло *q* по изобарам,

$$q = \Delta i; \ T_{c_0} = \Delta i / \Delta s. \tag{0.23}$$

Понятие среднетермодинамической температуры позволяет как бы заменить исследуемый цикл на соответствующий ему по эффективности цикл Карно, имеющий постоянную температуру подвода тепла, равную T_{1cp} , и постоянную температуру отвода тепла, равную T_{2cp} . Этот цикл на рис. 0.6 изображается прямоугольником *acdb*, площадь которого равна произведению ($T_{1cp} - T_{2cp}$) Δs , представляющему собой работу обратимого цикла 1234, т. е. пл. *acdb* = пл. 1234 = $l_{\mathbf{u}}$. Полученный таким образом цикл Карно называют эквивалентным циклом Карно.

Понятие среднетермодинамической температуры также удобно применять и для анализа обратных циклов. Рассматривая для этого произвольный обратный идеальный цикл (рис. 0.7), также можно записать:

$$q_{\mathbf{r}} = T_{\mathbf{r}, \mathbf{cp}} \Delta s; q_{\mathbf{x}} = T_{\mathbf{x}, \mathbf{cp}} \Delta s; l_{\mathbf{u}} = (T_{\mathbf{r}, \mathbf{cp}} - T_{\mathbf{x}, \mathbf{cp}}) \Delta s (0.24)$$

и соответственно

 $K_{\rm x} = T_{\rm x.cp} / (T_{\rm r.cp} - T_{\rm x.cp}); K_{\rm r} = T_{\rm r.cp} / (T_{\rm r.cp} - T_{\rm x.cp}).$ (0.25) Здесь $T_{\rm r.cp}$ — среднетермодинамическая температура подвода тепла к теплоприемнику, а $T_{\rm x.cp}$ — среднетермодинамическая температура отвода тепла от теплоотдатчика. Эквивалентным обратным циклом Карно в данном случае



будет прямоугольник abdc, для которого значения коэффициентов K_x н K_T в точности такие же, как и для обратимого цикла 1234.

Реальные циклы. В технической термодинамике реальными принято называть действительно осуществляемые циклы, в которых все процессы являются необратимыми. Различают внешнюю и внутреннюю необратимость. Под внешней необратимостью понимают наличие конечных разностей температур между теплоотдатчиком и рабочим телом в процессе подвода ему тепла и между теплоприемником и рабочим телом в процессе отвода от него тепла. Под внутренней необратимостью цикла понимают наличия трения, разности давлений внутри рабочего тела, разностей температур между отдельными частями тела в его массе и пр.

Строго говоря, нельзя графически изображать реальные циклы в термодинамических диаграммах, поскольку не существует единых значений параметров рабочего тела в каждом его фиксированном состоянии. Однако с полным основанием в этих диаграммах (p - v, T - s, i - s и др.) можно изображать циклы внешне необратимые, т. е. такие, у которых вся необратимость заключается только в наличии конечных разностей температур между источниками тепла и рабочим телом в процессах теплообмена. Такие внутренне обратимые циклы часто называют идеальными.

Наличие любой необратимости процессов цикла всегда приводит к определенной потере работы. Если это прямой цикл, то уменьшается полезная работа $l_{\rm q}$ и увеличивается отводимое к холодному источнику тепло q_2 ; если это обратный цикл, то увеличивается затрачиваемая работа $l_{\rm q}$ и уменьшается отнимаемое от холодного источника тепло $q_{\rm x}$.

Влияние необратимости отдельных процессов рассмотрим на примере цикла Карно (рис. 0.8). В случае полной обратимости всех процессов цикла он соответствует прямоугольнику 1'2'3'4'. Подводимое тепло в цикле q_{1t} будет представлять пл. 54'1'6. Наличие термического сопротивления при подводе тепла в цикле, соответствующего температурной разности ΔT_1 , понижает среднюю температуру подвода тепла до $T_1 = T_r - \Delta T_1$, где T_r — температура горячего источника.

Аналогично, наличие термического сопротивления при отводе тепла повышает величину T_2 на величину ΔT_2 по сравнению с температурой холодного источника T_x . Если представить себе, что процессы сжатия и расширения останутся обратимыми, то указанная термическая необратимость сократит цикл до пл. 1234. Величина q_1 уменьшится на пл. 1'144', а q_2 увеличится на пл. 22'3'3. Как видно из рисунка, такой внешне необратимый цикл подобен обратимому циклу Карно с более низкой температурой горячего источника $T_1 = (T_r - \Delta T_1)$ и более высокой температурой холодного источника $T_2 = T_x + \Delta T_2$, а его работа равна пл. 1234. Термический к.п.д. этого цикла Карно, равный отношению работы внешне необратимого цикла $l_{\rm m}$ к подводимому в нем теплу q_1 , выразится формулой

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1, \qquad (0.26)$$

т. е. такой же, как и для обратимого цикла с температурами источников тепла T_1 и T_2 . Этим самым как бы автоматически учитывается указанная внешняя необратимость цикла, если его строить по параметрам рабочего тела (а не источников тепла). Это обстоятельство позволяет исключить детальное рассмотрение реальной внешней необратимости, заменив внешне необратимый цикл внешие обратимым при действительных температурах рабочего тела T_1 и T_2 в процессах подвода и отвода тепла.

Более сложным оказывается учет внутренней необратимости циклов, в которой главное, решающее значение составляет необратимость процессов сжатия и расширения.

На рис. 0.9 изображен идеальный (внутренне обратимый) цикл Карно 12,34, и его изменение, вызванное необрати-



мостью процессов сжатия 34 и расширения 12. Как видно, появление трения в процессе реального аднабатного сжатия вызвало не только приращение энтропни рабочего тела на величину $\Delta s_{c,k}$, сместив точку конца сжатия вправо (от 4_s до 4), но и уменьшение подводимого в цикле тепла q₁ на величину, равную пл. 4_s465.

Появление трения в адиабатном процессе расширения сместило точку 2 также вправо на величину Δs_{pac} , что привело к дополнительному отводу тепла q_2 к холодному источнику на величину Δq_2 (см. рисунок), равную пл. 22,78. Теперь работа сжатия становится

$$l_{cw} = l_{cwt} \ (1/\eta_{0icw}), \tag{0.27}$$

где η_{0ісж} — внутренний относительный к.п.д. процесса сжатия (адиабатический к.п.д. компрессора).

Работа расширения в результате трения уменьшится до

$$l_{\text{pac}} = l_{\text{pac}t} \eta_{0i \text{ pac}}, \qquad (0.28)$$

где $\eta_{0\,ipac}$ — внутренний относительный к.п.д. процесса расширения (турбины).

Соответственно полезная работа цикла уменьшится от $l_{u,t}$ до величины l_u , равной разности между действительными работами расширения и сжатия:

$$l_{\mu} = l_{pac} - l_{cw}.$$
 (0.29)

Одновременно, согласно закону сохранения и превращения энергии, полученная работа останется равной разности между действительно подведенным и отведенным теплом, т.е.

$$l_{\rm e} = q_1 - q_2. \tag{0.30}$$

Показателем совершенства рассматриваемого реального цикла, очевидно, служит отношение действительных значений работы $l_{\rm R}$ и затраченного тепла q_1 , называемое внутренним к.п.д. цикла:

$$\eta_i = l_{\rm u}/q_{\rm i}.\tag{0.31}$$

Заметим, что пл. 1234 реального цикла, как это видно из рис. 0.9, не равна действительной работе $l_{\mathfrak{q}}$. Определять работу цикла по его площади можно только идеального, внутрение обратимого цикла.

Осуществление указанного необратимого цикла Карно, как показывает опыт, в реальных условиях не позволяет достичь высокого значения внутреннего к.п.д. τ_{ii} . Поэтому существует проблема нахождения для каждой проектируемой теплоэнергетической установки такого идеального термодинамического цикла, который в реальных условиях его осуществления позволил бы достигнуть наиболее высокой экономичности установки.

Глава 1 ОБЩАЯ МЕТОДИКА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ЦИКЛОВ

§ 1.1. Показатели термодинамической эффективности прямых циклов

Одноцелевые циклы. В качестве показателя эффективности прямого термодинамического цикла, предназначенного только для выработки механической (электрической) энергин, выбирают такой коэффициент, максимум которого обеспечивает достижение наибольшей полезной работы цикла, отнесенной к единице расходуемого тепла.

Для полностью обратимых, идеальных циклов таким показателем является термический к.п.д.

$$\gamma_{it} = l_{ut}/q_{1t} = 1 - T_{2cp}/T_{1cp}, \qquad (1.1)$$

где l_{ut} — величина полезной работы идеального цикла, называемая *теоретической работой цикла*, приходящаяся на 1 кг рабочего тела, кДж/кг; q_{1t} — теоретически подводимое тепло, соответствующее полной обратимости всех процессов цикла, кДж/кг.

Термический к.п.д., записанный для внутренне обратимых циклов, внешняя необратимость которых учитывается соответствующим изменением температур рабочего тела, также достаточно полно отражает их термодинамическую эффективность. Однако в ряде случаев, когда величина q_{1t} зависит от выбранных параметров или конфигурации цикла, термический к.п.д. не отвечает требованиям основного показателя эффективности термодинамических циклов. Действительно, если увеличивая, например, температуриую разность ΔT_1 , увеличивают q_1 , то может оказаться, что достигаемая при этом работа $l_{\mathfrak{n}}$, несмотря на ухудшение \mathfrak{n}_t , тоже возрастает. В этих случаях для поиска оптимальных условий построения цикла надо находить новый, более пригодный для этой цели показатель. Примером этого могут

служить циклы утилизационных установок, в которых количество отбросного тепла какой-либо технологической установки, используемого в цикле, прямо зависит как от выбранных параметров, так и от конфигурации цикла.

Термический к.п.д. не может отразить, в частности, механических потерь в процессах сжатия и расширения, гидравлических потерь в теплообменных аппаратах и потерь на необратимость внутреннего теплообмена. Для реальных теплоэнергетических установок одноцелевого назначения нанболее полным показателем, учитывающим все потери работы, является электрический к.п.д. всей установки в целом, равный отношению отданной в сеть (потребителям) энергии $\mathcal{P}_{отп}$ к теплотворной способности израсходованного топлива BQ_p :

$$\eta_{\mathfrak{s}} = \mathcal{P}_{\mathrm{otn}} / BQ_{\mathrm{p}}, \qquad (1.2)$$

где $\mathcal{P}_{\text{отп}} = \mathcal{P}_{\text{в}} - \Delta \mathcal{P}_{\text{с.н}}$ — разность между выработанной в установке и израсходованной на ее собственные нужды электрической энергией; B — фактический расход топлива с теплотворной способностью Q_{p} .

Очевидно, что, с точки зрения инжепера-теплоэнергетика, выбираемый термодинамический цикл теплоэнергетической установки будет наилучшим в том случае, если его осуществление в реальных условиях обеспечит достижение максимума η_a .

Если учесть, что удельные расходы и потери энергии, пропорциональные числителю или знаменателю дроби (1.2), не влияют на положение максимума $\eta_{,}$ хотя и меняют его абсолютную величину, то можно доказать, что термодинамический цикл, имеющий в заданных условиях его осуществления наибольший внутренний к.п.д. η_i (равный отношению полезной работы цикла к действительно подведенному в нем теплу), обеспечивает и наибольший электрический к.п.д. установки $\eta_{,}$. Это позволяет в качестве главного показателя термодинамической эффективности реальных внутренне необратимых циклов принимать величину η_i , определяемую формулой

$$\eta_i = l_i/q_1, \tag{1.3}$$

где «внутренняя работа» цикла l_i и фактически подводимое в цикле тепло q_1 определяются относительно 1 кг рабочего тела.

Применимость η_i в качестве главного показателя эффективности циклов обычных теплоэнергетических уста-

новок, работающих на органических топливах, обусловливается и тем, что с достаточной для термодинамических расчетов точностью можно считать тепло, полученное от сжигания 1 кг топлива, независимым от выбранного цикла. II хотя величина q₁ может меняться, максимум отношения l_i/q_1 всегда приведет к максимуму полезной работы L_i , приходящейся на 1 кг топлива. Следовательно, перед техинческой термодинамикой как наукой, представляющей собой теоретические основы теплоэнергетики, стоит задача выбора определенных образцов идеальных термодинамических циклов, стремление к которым в реальных условиях их осуществления обеспечивало бы достижение максимума н. А поскольку совершенство идеального цикла оценивают величиной термического к.п.д. η_t , то необходимо прежде всего четко установить зависимость между ним и внутренним к.п.д. η_i и главные факторы, ее определяющие. Заменяя в (1.3) значение l_i через разность действитель-

ных работ расширения $l_{\text{рас}}$ и сжатия $l_{\text{еж}}$, имеем

$$r_{li} = (l_{pac} - l_{cm})/q_{1}.$$
 (1.4)

Выразим теперь каждую из работ через ее значения в идеальном цикле ($l_{\text{pac}\ t}$ и $l_{\text{cж}\ t}$) и соответствующие относительные внутренние к.п.д. процессов, тогда

$$\eta_i = [l_{\text{pact}} \ \eta_{\text{oipac}} - l_{\text{cw}} \ (1/\eta_{\text{oicw}})]/q_1. \tag{1.5}$$

Если действительное значение q₁ выразить через произведение $q_1\psi$, то после несложных преобразований получим

$$\gamma_{ii} = \frac{\gamma_{0ipac}}{\psi} \left[\frac{l_{pac} t - l_{cw} t}{q_{1t}} - \frac{l_{cw} t}{q_{1t}} \left(\frac{1}{\gamma_{0} i_{pac} \gamma_{0} i_{cw}} - 1 \right) \right], \quad (1.6)$$

где ψ — коэффициент, учитывающий уменьшение q₁ по сравнению с теоретическим вследствие необратимости процессов цикла.

Сравнивая полученную зависимость с (1.1) и обозначая

$$l_{\rm cw} q_{\rm lt} = \varphi_{\rm cw}, \qquad (1.7)$$

окончательно находим

$$\eta_{\iota} = \frac{\eta_{0\,i\,\,\text{pac}}}{\psi} \left[\eta_{\ell} - \varphi_{\text{cw}} \left(\frac{1}{\eta_{0\,i\,\,\text{pac}} \eta_{0\,i\,\,\text{cw}}} - 1 \right) \right]. \tag{1.8}$$

Величина ф., представляет собой удельную работу сжатия теоретического, идеального цикла и так же, как и η_i , характеризует его эффективность. Поскольку значения относительных внутренних к.п.д. процессов сжатия и расширения определяются главным образом совершенством изготовления компрессоров (насосов) и турбин, из (1.8) можно сделать вывод, что главными показателями идеального термодинамического цикла, обеспечивающими достижение наибольшей работы при реальном его осуществлении, являются термический к.п.д. η_t и удельная работа сжатия $\varphi_{cж}$. Максимум η_i можно достичь только в том случае, если одновременно будут достигаться максимум η_t и минимум $\varphi_{cж}^{\circ}$.

Очевидно, что лучшим с точки зрения достижения наименьших расходов тепла в реальных условиях может оказаться вовсе не цикл с большим термическим к.п.д, а цикл, хотя и с меньшим термическим к.п.д., но имеющим малую величину $\phi_{\rm cw}$.

В качестве примера справедливости этой закономерности можно привести тот факт, что современные газотурбинные установки с более высоким термическим к.п.д. цикла, чем паровые, как правило, имеют большие удельные расходы топлива, чем паротурбинные. Причиной этому и является большая работа сжатия в циклах газотурбинных установок (ГТУ).

В ряде практических расчетов теплоэнергетических установок удобно выражать абсолютный внутренний к.п.д. цикла η_i через произведение термического к.п.д. η_t на относительный внутренний к.п.д. цикла η_{oin}, т. е.

$$\eta_i = \eta_t \eta_{0 in}, \tag{1.9}$$

Используя зависимость (1.7) и учитывая, что отношение $\varphi_{c \kappa} / \eta_t$ равно отношению теоретической работы сжатия в цикле $l_{c \kappa t}$ к его теоретической работе $l_{\mu t}$, получим

$$\eta_{0i\,\mu} = \frac{\eta_{0\,i\,\text{pac}}}{\psi} \left[1 - \frac{l_{c\kappa\,t}}{l_{\mu\,t}} \left(\frac{1}{\eta_{0\,i\,\text{pac}}\eta_{0\,ic\kappa}} - 1 \right) \right]. \quad (1.10)$$

Для паротурбинных установок, в которых работа сжатия воды пренебрежимо мала и $\psi \approx 1$, оказывается $\eta_{oin} \approx$ $\approx \eta_{oipac}$. В газотурбинных установках η_{oin} резко отличается от η_{oipac} и его следует определять по (1.10). Необходимость в таком относительном показателе диктуется тем, что термический к.п.д. часто характеризует по существу не столько совершенство цикла, сколько потепциальные возможности источников тепла или качество металла, ограничивающего максимальную температуру цикла.

Как видно из (1.10), при тех же самых значениях внутрешних относительных к.п.д. процессов сжатия и расширения величина поли оказывается тем большей, чем меньше отношение l_{cwt}/l_{ut} , целиком зависящее от отношения leжи lpact. Отсюда следует важный вывод: чем меньше отношение теоретической работы сжатия к теоретической работе расширения в идеальном цикле, тем более совершенен цикл с точки зрения его пригодности для использования в реальных установках. Так, наименьшее значение феж может быть достигнуто в паровых циклах, где в насосе сжимается жидкость и работа сжатия оказывается незначительной. В газовых циклах, поскольку удельные объемы сжимаемых газов в сотии раз превышают объемы жидкостей, работа сжатия становится во много раз больше. Как видно из (1.9), относительный внутренний к.п.д. газовых циклов по этой причине оказывается значительно ниже, чем паровых. Однако это еще не доказывает, что η, всех газовых циклов будет обязательно ниже, чем паровых. В газовых циклах имеется большая возможность повысить термический к.п.д. путем увеличения температуры рабочего тела до величины, не достижимой в паровом цикле. Дело в том, что в парогенераторах, где вырабатываемый нар обязательно отделен от горячих продуктов сгорания топлива металлической стенкой, температура пара не может быть выше допустимой температуры металла $t_{\rm M}$, т. е. всегда $t_1 < t_{\rm M}$.

В газотурбинных же установках, где рабочим телом являются сами продукты сгорания топлива, которые при соответствующем охлаждении металла турбинных лопаток могут иметь более высокую температуру, чем $t_{\rm M}$, легко достигается $t_1 > t_{\rm M}$. В результате этого почти всегда $\eta_{tras} > \eta_{tn}$ и $\eta_{0i}_{as} < \eta_{0in}$. Все это убеждает нас в том, что термодинамическое совершенство идеальных циклов теплоэнергетических установок в общем случае нельзя оценивать одной величиной термического к.п.д. Надо учитывать его относительную величину теоретической работы сжатия, от которой зависит действительная эффективность установки.

Теплофикационные циклы. В последние десятилетия широкое распространение получили теплофикационные теплоэнергетические установки, задачей которых является пе только выработка механической (электрической) энергии, но и отпуск потребителям тепла $Q_{\rm T}$.

Идеальный цикл Карно для такой установки изображен на рис. 1.1. Здесь обратимый подвод тепла осуществляется



по изотерме T_1 , соответствующей температуре горячего источника T_r , а отвод тепла в цикле — по изотерме T_2 , соответствующей температуре теплопотребления T_T . Последняя задается технологическими условиями теплового потребителя и от цикла не зависит. T_T всегда больше температуры окружающей среды T_0 . Здесь все отводимое тепло $q_2 = q_T$ не является потерей, а представляет собой полезно использованную энергию у теплового потребителя.

Если сравнивать между собой рассматриваемый цикл с обратимым циклом Карно без отдачи тепла q_{τ} (пл. 1564), то термический к.п.д. теплофикационного цикла окажется более низким. Однако никаких потерь в последнем цикле не было допущено. Отсюда следует, что термический к.п.д. обратимого теплофикационного цикла

$$\eta_{t r} = 1 - T_r / T_r,$$
 (1.11)

не отражающий использование отводимого тепла тепловыми потребителями, не может служить показателем для сравнения эффективности этого цикла с другими.

Аналогично и внутренний к.п.д. соответствующего необратимого теплофикационного цикла η_i также не может служить для сравнительной оценки его эффективности с другими циклами. В свое время предлагалось при оценке эффективности теплофикационного цикла в числителе учитывать полезно использованное тепло $q_{\rm T}$, т. е. пользоваться величиной к.п.д.

$$\eta_{\rm r} = (l_{\rm u} + q_{\rm r})/q_{\rm i}.$$

Однако легко убедиться по рис. 1.1, что для обратимых теплофикационных циклов $\eta_{\tau} = 1$, поскольку всегда $l_{\mu} + q_{\tau} = q_1$. Следовательно, такой к.п.д. будет всегда равен единице, независимо от значений температур подвода и отвода тепла, и не может применяться для сравнения между собой различных циклов.

Такое же положение оказывается и с внутренним к.п.д. теплофикационного цикла η_i . Ведь для любого необратимого цикла действительная полезная работа l_{π} всегда равна разности действительно подведенного и отведенного тепла $(q_1 - q_2)$. Если ввести в числитель η_i используемое тепло $q_{\tau} = q_2$, т. е. принять

$$\eta_i = (l_{\rm u} + q_{\rm r})/q_{\rm i},$$

то, поскольку $l_{\pi} + q_{\tau} = q_1$, такой к.п.д. также всегда будет равен единице и не сможет отражать потерь работы от необратимости процессов цикла.

Для оценки эффективности теплофикационных циклов в ряде случаев оказывается практически удобной величина удельной выработки энергии на тепловом потреблении у, равная отношению полезной работы цикла $l_{\rm ц}$ к отведенному тепловому потребителю теплу $q_{\rm r}$:

$$y = l_{\rm u}/q_{\rm r}.$$
 (1.12)

Так как общее количество тепла, используемое потребителем, определяется его технологическими нуждами и от характера цикла не зависит, то достижение максимума *у* всегда соответствует максимуму выработанной электроэнергии по теплофикационному циклу. А поскольку такая выработка является самой экономичной (отсутствует отвод тепла в окружающую среду), то всегда оказывается выгодным увеличивать величину *у*. Недостатком *у* является то обстоятельство, что он может быть и больше и меньше единицы как для полностью обратимых, так и для необратимых циклов.

Для теплофикационных циклов, в которых все отводимое тепло отдается тепловым потребнтелям ($q_2 = q_T$), между y и величиной термического к.п.д. существует определенная зависимость.

Подставим в (1.12) вместо $l_{\rm II}$ равное ему произведение $q_{\rm I}\eta_t$ и, учитывая, что в данном случае $q_{\rm I}=q_{\rm I}-l_{\rm II}$, получим

$$y = \eta_t q_1 / (q_1 - l_n) = \eta_t / (1 - \eta_t).$$
(1.13)

25

Следовательно, чем выше термический к.п.д. теплофикационного цикла, тем больше величина у.

§ 1.2. Эксергетический к.п.д. цикла

Оценка термодинамического совершенства циклов с помощью термического и внутреннего к.п.д., как уже указывалось в § 1.1, не всегда оказывается достаточной или даже правомочной. В частности, эти показатели неприемлемы для оценки теплофикационных циклов, где полезной энергией является не только работа, но и отводимое тепло. Недостаточны они и для утилизационных установок, где количество используемого тепла зависит от параметров цикла и его конфигурации.

В общем же случае можно утверждать, что наиболее совершенным в заданных условиях является такой цикл, который позволяет более полно использовать работоспособность отводимого от горячего источника тепла.

Из первой части курса [1] известно, что максимально возможная рабога, которую в пределе можно получить в самой идеальной машине, использующей тепло Q_r , равна эксергии этого тепла, т. е.

$$L_{\max} = \mathbf{E}_Q = Q_{\mathbf{r}} - T_0 \Delta S_{\mathbf{r}}, \qquad (1.14)$$

где T_0 — абсолютная температура окружающей среды, как бесконечно емкого холодного источника, К; ΔS_r — умельшение энтропии горячего источника, вызванное отводом тепла Q_r .

Формула (1.14) справедлива независимо от того, меняется или не меняется с отводом тепла температура горячего источника.

Выражая ΔS_r через отношение Q_r к среднетермодинамической температуре горячего источника $T_{r.cp}$, формула (1.14) преобразуется к виду

$$L_{\text{max}} = E_Q = Q_{\mathbf{r}} \ (1 - T_0 / T_{r. cp}).$$
 (1.15)

Для случая, когда эксергия подводится или отводится в потоке вещества,

$$L_{\max} = \Delta E_x = G \ [i_1 - i_2 - T_0 \ (s_1 - s_2)], \qquad (1.16)$$

где индексами 1 отмечается начальное и 2 — конечное состояния вещества, *G* — масса рабочего тела.

В том случае, когда в каком-либо процессе цикла отводится тепло для его полезного использования у потребителя (при $T_{\rm T} > T_0$), эксергия этого тепла находится по формуле, подобной (1.15), т. е.

$$\Delta \mathbf{E}_{\mathrm{T}} = Q_{\mathrm{T}} - T_0 \Delta S_{\mathrm{T}}, \qquad (1.17)$$

где $Q_{\rm T}$ — отводимое потребителю тепло; $\Delta S_{\rm T}$ — уменьшение энтропии тела, вызванное отводом тепла $Q_{\rm T}$.

Соответственно баланс эксергии реального теплофикационного цикла

$$\mathbf{E}_{Q_{i}} = L_{ii} + \Delta \mathbf{E}_{i} + \Delta \mathbf{E}_{not}, \qquad (1.18)$$

где E_{Q1} — эксергия, отведенная от горячего источника тепла; ΔE_{nor} — суммарные потери эксергии, вызванные необратимостью всех процессов.

Для полностью обратимых циклов $\Delta E_{\text{пот}} = 0$. Разность между подведенной и отведенной эксергией представляет собой количество израсходованной на производство работы эксергии $\Delta E_{\text{нзр}}$. В обратимых циклах всегда $\Delta E_{\text{пзр}} = L_{\text{ц}}$. Отношение же этих величин для реальных циклов служит показателем их совершенства и называется эксергетическим к.п.д. цикла

$$\eta_{\rm ex} = L_{\mu} / \Delta E_{\mu \rm op}, \qquad (1.19)$$

где L_{μ} — полезная работа реального необратимого цикла; $\Delta E_{взр}$ — израсходованная в цикле эксергия подведенного тепла Q_1 .

Для циклов энергетических установок, предназначенных только для выработки электрической (механической) энергии, израсходованной эксергией будет эксергия подведенного тепла Q_1 , т. е.

$$\Delta \mathbf{E}_{usp} = Q_{i} - T_{0} \Delta S_{r}. \tag{1.20}$$

Соответственно эксергетический к.п.д. цикла

$$\eta_{\rm ex} = L_{\rm g}/(Q_{\rm i} - T_{\rm o} \Delta S_{\rm r}) = l_{\rm g}/(q_{\rm i} - T_{\rm o} \Delta s_{\rm r}). \qquad (1.21)$$

Для полностью обратимых циклов, величина η_{ех} всегда оказывается равной единице, для необратимых — меньше единицы.

Для примера рассмотрим одноцелевой цикл 1234, изображенный на рис. 1.2 для 1 кг рабочего тела. Здесь процесс подвода тепла q_1 проходит обратимо при отсутствии конечной разности температур между рабочим телом и горячим источником, т. е. при $T_1 = T_r = var$. Отвод тепла осуществляется по изотерме T_0 , характеризующей состояние окру-



жающей среды, как бесконечно емкого холодного источника. Как видно из рисунка, произведение $T_{0}\Delta s_{r}$ в данном случае равно наименьшей величине отводимого тепла $q_{2\min}$. Кроме того, разность между q_1 и $q_{2\min}$ всегда равна максимальной полезной работе цикла l_{ut} . В результате этого

$$\eta_{\rm ex} = l_{\rm u} / \Delta E_{\rm H3p} = 1. \tag{1.22}$$

Пусть, например, в результате трения станет необратимым адиабатный процесс расширения. В результате приращения энтропии ($\Delta s_{\rm Tp}$) конечная точка расширения переместится вправо и тогда в окружающую среду придется отвести дополнительное количество тепла Δq_2 , выражаемое дважды заштрихованной пл. 22'76,

$$\Delta q_2 = T_0 \Delta s_{\rm rp}, \qquad (1.23)$$

где∆*s*_{тр} — приращение энтропии рабочего тела, вызванное наличнем трения в процессе адиабатного расширения.

Поскольку подводимое тепло q_1 осталось неизменным, то действительная полезная работа цикла уменьшится на эту же величину

$$l_{\rm II} = l_{\rm III} - \Delta q_2. \tag{1.24}$$

Эксергетический к.п.д. такого необратимого цикла станет меньше единицы:

$$\eta_{\mathbf{ex}} = l_{\mathbf{u}} / \Delta \mathbf{E}_{\mathbf{H} \mathbf{p}} = (l_{\mathbf{u}} - \Delta q_2) / (q_1 - T_0 \Delta s_r) < 1. \quad (1.25)$$

Соответствующее уменьшение эксергетического к.п.д. произойдет при появлении любой другой необратимости: трения в процессе сжатия, температурной разности в процессе подвода ($T_r - T_1 = \Delta T_1$) или отвода ($T_2 - T_0 = \Delta T_2$) тепла. Следовательно, эксергетический к.п.д. — относительная величина, показывающая, насколько совершенным является реальный цикл по сравнению с полностью обратимым.

Эксергетический к.п.д. полностью оказывается пригодным и для оценки совершенства теплофикационных циклов, в которых отводимое в цикле тепло $q_{\rm T}$ затем используется у теплового потребителя. Простейший идеальный цикл теплофикационной газотурбинной установки показан на рис. 1.3. Здесь $q_2 = q_{\rm T}$ и $q_{\rm T} + l_{\rm H} = q_1$.

Эксергетический к.п.д. такого цикла, как и других теплофикационных, выразится формулой

$$\eta_{\rm ex} = l_{\rm \mu} / (\Delta E_{\rm H3p} - \Delta E_{\rm T}), \qquad (1.26)$$

где $l_{\rm n}$ — действительная полезная работа реального цикла; $\Delta E_{\rm изр} = q_{\rm 1} - T_{\rm 0}\Delta s_{\rm r}$ — эксергия тепла $q_{\rm 1}$, подведенного в цикле от горячего источника; $\Delta E_{\rm T} = q_{\rm T} - T_{\rm 0}\Delta s_{\rm T}$ — эксергия тепла, отданного тепловым потребителям; $\Delta s_{\rm T}$ — приращение энтропии теплоносителя, вызванное подводом к нему тепла $q_{\rm T}$.

Разность $\Delta E_{\mu sp} - \Delta E_{\tau}$ представляет собой израсходованную эксергию тепла в цикле

$$\Delta E_{\mu 3p} - \Delta E_{T} = q_{1} - q_{T} - T_{0} (\Delta s_{r} - \Delta s_{T}). \quad (1.27)$$

Подставляя теперь значения ($\Delta E_{usp} - \Delta E_{T}$) из (1.27) в (1.26) с учетом того, что $\Delta s_{T} > \Delta s_{r}$, получим

$$\eta_{\rm ex} = l_{\rm u} / [q_{\rm i} - q_{\rm r} + T_{\rm 0} (\Delta s_{\rm r} - \Delta s_{\rm r})]. \qquad (1.28)$$

Отсюда легко убедиться в том, что для полностью обратимого цикла при $\Delta s_r = \Delta s_r$ и $q_1 - q_r = l_{\mu}$ будет $\eta_{ex} = 1$. При появлении необратимости Δs_r становится больше Δs_r и η_{ex} — меньше единицы.

Для утилизационных циклов величина эксергетического к.п.д. определяется через отношение действительной работы цикла l_{μ} к эксергии утилизируемых газов. При эксергии 1 кг газов

$$\mathbf{E}_{\mathbf{r}as} = i_{\mathbf{r}as} - T_0 s_{\mathbf{r}as}$$

и относительном количестве утилизируемых газов, приходящихся на 1 кг рабочего тела цикла, равном g, эксергетический к.п.д. цикла составит

$$\eta_{\rm ex} = l_{\rm u}/[g \ (i_2 - T_0 s_{{\rm ras}})],$$
 (1.29)

где *i* _{газ}, *s* _{газ} — соответственно энтальпия и энтропия 1 кг утилизируемых газов.

Эксергетический к.п.д. любого цикла может быть выражен также через эксергетические потери ΔE_{nor} в его отдельных процессах. Так, согласно балансу эксергии

$$l_{\rm II} = \Delta \, \mathrm{E}_{\mathrm{H3p}} - \Delta \, \mathrm{E}_{\mathrm{H0r}}. \tag{1.30}$$

При этом из формулы (1.19)

$$\eta_{\text{ex}} = (\Delta E_{\text{H3p}} - \Delta E_{\text{not}}) / \Delta E_{\text{H3p}} = 1 - \Delta E_{\text{not}} / \Delta E_{\text{H3p}}, (1.31)$$

или с учетом равенства $\Delta E_{\text{пот}} = T_0 \Delta S_c$

$$\gamma_{\rm ex} = 1 - T_0 \, (\Delta S_{\rm c} / \Delta E_{\rm usp}),$$
 (1.32)

где $\Delta S_{\rm c}$ — суммарное приращение энтропии системы (горячий источник + рабочее тело + окружающая среда), вызванное необратимостью процессов цикла.

Учитывая аддитивность энтропии, величину ΔS_c можно представить как сумму приращений энтропии δS_i , вызванных каждой потерей в отдельности и взаимодействием этих потерь, $\Delta S_c = \Sigma \delta S_i$.

Отношение произведения $T_0 \delta S_i$ к $\Delta E_{\mu_{3}p}$ представляет собой относительную потерю эксергии, вызванную необратимостью *i*-го процесса,

$$\xi_i = T_0 \ (\delta S_i / \Delta E_{\mu 3 p}). \tag{1.33}$$

Соответственно этому формула (1.32) примет вид:

$$\eta_{\rm ex} = 1 - \Sigma \,\xi_i. \tag{1.34}$$

Очевидно, что для каждого обратимого процесса $\xi = 0$.

§ 1.3. Образцовые циклы теплоэнергетических установок

Образцовым будем называть такой идеальный, внутренне обратимый цикл, который в данных конкретных условиях проектируемой теплоэнергетической установки обеспечит достижение максимума электрического к.п.д. установки.

Как было показано в § 1.2, для установок, где общее количество подводимого тепла Q_1 не зависит от выбранного



ного цикла aAd. Но для получения наименьшей удельной работы сжатия нужно, чтобы процесс отвода тепла осуществлялся по изотерме T_0 при конденсации насыщенного пара. Следовательно, образцовым циклом в данном случае, обеснечивающим наибольшее η_i , может служить треугольный цикл aAd, не имеющий никакой регенерации.

Габаритная характеристика циклов. Рассмотренные здесь образцовые циклы теплоэнергетических установок, обеспечивающие одновременное достижение максимума термического к.п.д. (равного к.п.д. цикла Карно при тех же T_{\max} и T_{\min}) и наибольшего значения абсолютного внутреннего к.п.д. η_i , в заданных условиях могут давать различные значения работы в зависимости от принятой ширины цикла.

Как видно из рис. 1.7, при абсолютно одинаковых значениях T_1 и T_2 работа 1 кг газа $l_{\rm H}$ и количество подводимого тепла q_1 в цикле зависят от его ширины, определяемой отношением давления конца сжатия $p_{\rm свк}$ к давлению конца расширения, т. е. общей величины степени повышения давления в цикле $\sigma = p_{\rm свк}/p_2$. При этом работа цикла измеряется ил. 1'2'34 или 1''2''34.

Для современных газовых и паровых турбин, мощность которых стремятся довести до максимально возможной по условиям общей экономичности электростанций, удельная работа 1 кг рабочего тела приобретает чрезвычайно важное значение. Особое значение имеет удельная работа цикла l_v , отнесенная к единице объема рабочего тела на выходе

2.



из последней ступени турбины. При ограничении, по конструктивным возможностям, максимального объема выхлопа тем большую мощность установки можно получить, чем выше будет величина l_p .

Очевидно, что значение удельного объема выхлопного газа $v_{\text{вых}}$ зависит от природы этого газа, температуры выхлона и принятого давления p_2 . В свою очередь величина работы цикла $l_{\text{п}}$ зависит также от природы рабочего тела, конфигурации цикла и выбранного соотношения $\sigma = p_{\text{ск}}/p_2$. При изменении p_2 одновременно меняются и $l_{\text{п}}$ и $v_{\text{ных}}$ таким образом, что величина l_v проходит через максимум. Для каждого рабочего тела и каждых условий имеется свое оптимальное значение σ , при котором обеспечивается максимум удельной объемной работы. Эта величина (l_v max), таким образом, служит габаритной характеристикой цикла, ибо чем больше l_{vmax} , тем меньше будут габариты проектируемой установки. Понятие габаритной характеристики было введено В. С. Мартыновским в 1939 г.

Чтобы определить условня достижения l_{vmax} , необходимо выразить ее через варьнруемый параметр x и взятием производной dl_v/dx найти экстремальное значение этой функции. Рассмотрим решение этой задачи на примере простейшего цикла поршневого двигателя внутреннего сгорания (рис. 1.8), состоящего из двух изохор и двух аднабат (сжатия 12 и расширения 34).

Как видно из рисуька, меняя степень сжатия в процессе 12, можно изменять температуру конца сжатия T_2 и поло-

жение точек 3 и 4. Так, переходя от точки 2 к точке 2', точки 3 и 4 переместятся соответствению в 3' и 4'. При этом количество подводимого тепла в цикле q_1 (равное ил. 5236) возрастет до площади 52'3'6', а работа цикла увеличится от пл. 1234 до пл. 12'3'4'. Соответственно термический к.н.д. цикла, хотя верхияя ($T_{\rm max}$) и нижняя (T_0) температуры остаются неизменными, несколько снизится. Объем газа в точке выхлопа (точка 4) возрастет до объема точки 4'. Следовательно, при изменении температуры сжатия T_2 до T_2' изменится и отношение межу работой цикла и объемом выхлопа.

При заданной мощности двигателя N, рабочий объем его цилиндра V_p оказывается связанным с температурой сжатия зависимостью [2]

$$V_{\rm p} = N v_4 / [n c_v \ (T_{\rm max} - T_2) \ (1 - T_0 / T_2)],$$
 (1.37)

где v_4 — удельный объем газа в точке конца расширения; n — число оборотов двухтактного двигателя; c_v — тенлоемкость рабочего газа.

Отсюда можно найти такое значение T_2 , при котором объем цилиндра будет наименьшим, а работа цикла, приходящаяся на единицу объема цилиндра (l_v) , наибольшей. Беря производную dV_p/dT_2 по уравнению (1.37) и приравнивая ее пулю, найдем оптимальное значение T_2 , обеспечивающее мниимум V_p . Пренебрегая изменением величины v_4 , после несложных преобразований, находят [2]

$$T_{2007} = \sqrt{T_{max} T_0}$$
. (1.38)

Рассматриваемый цикл, осуществляемый при степени сжатия, обеспечивающей температуру сжатия T_{2007} , называют габаритным.

Аналогично находятся условия достижения l_{emax} и для других циклов. Например, для газотурбниного цикла, состоящего из двух изсбар и двух адиабат (цикл Брайтона), максимальная удельная объемная работа достигается при температуре конца сжатия

$$T_{2 \text{ out}} = (T_{\text{max}} + T_0)/2,$$
 (1.39)

т. е. наименьшие габариты газотурбинной установки будут при температуре конца аднабатного сжатия, равной среднему арифметическому температур $T_{\rm max}$ и T_{6} .

§ 1.4. Общие методы повышения термического к.п.д. Карнотизация циклов

Изложенное ранее показывает, что высокая термодинамическая эффективность реальных циклов обеспечивается путем повышения термического к.п.д. η_t и уменьшения удельной теоретической работы сжатия $\varphi_{\rm сж}$. Рассмотрим здесь наиболее общие пути повышения η_t .

Для произвольного идеального цикла, выражая подведенное тепло q_{1t} через среднетермодинамическую температуру T_{1cp} , а отведенное тепло q_{2t} через T_{2cp} , можно записать:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{2t}}{q_{1t}} = 1 - \frac{T_{2cp}}{T_{1cp}}.$$
 (1.40)

Наибольшее значение термического к.п.д., достигаемое при $T_{2cp} = T_{min} \rightarrow T_0$ и $T_{1cp} = T_1 \rightarrow T_{max}$, составит

$$\eta_{t \max} = 1 - T_{\min}/T_{\max} = \eta_{t \kappa}.$$

На этом основании все способы повышения термического к.п.д. цикла, связанные с приближением $T_{1cp} \kappa T_{max}$ и $T_{2cp} \kappa T_{min}$, называют карнопизацией циклов. Однако ни в коем случае нельзя понимать это как необходимость приближения формы исследуемого цикла к прямоугольнику, представляющему идеальный цикл Карно, поскольку по причине очень большой величины работы адиабатного сжатия его внутренний к.п.д. η_i окажется весьма низким. Поэтому при карнотизации циклов необходимо обязательно стремиться к достижению минимума $\varphi_{cж}$, что достигается не только путем уменьшения теоретической работы сжатия l_{cwt} , но и увеличением q_{1t} . В реальных условиях осуществления идеального цикла имеется оптимальное сочетание между T_{1cp} , T_{2cp} , q_{1t} и l_{cwt} , обеспечивающее максимум η_i .

Наиболее широко применяемыми методами кариотизации циклов являются: регенерация, ступенчатый подвод тепла, ступенчатый отвод тепла.

Рассмотрим кратко каждый из этих способов.

Регенерация. Регенерацией тепла называют внутрепний теплообмен между двумя различными участками цикла, предназначенный для повышения средней температуры подвода и снижения средней температуры отвода тепла.

Регенерация может осуществляться двумя способами: предварительным подогревом сжатого рабочего тела отработавщими выхлопными газами или за счет частичного охлаждения рабочего тела в процессе его расширения.



Первый способ регенерации показан на примере простейшего газового цикла 1234 (рис. 1.9). Там же показана принципиальная схема установки. Осуществляя противоток в регенеративном газовом подогревателе (регенераторе P), сжатый газ после компрессора K подогревается от состояния точки 4 до точки y, а выхлопные газы после турбины T охлаждаются от точки 2 до точки x. Заинтрихованная площадка под кривой 2x представит использованное тепло q_{per} . Очевидно, что отдаваемое холодному источнику тепло q_2 и подводимое тепло q_1 от горячего источника уменьшаются на такую же величину. Работа цикла и общая его конфигурация останутся неизменными.

Термический к.п.д. регенеративного цикла станет

$$\eta_{t \text{ per}} = 1 - (q_{2t} - q_{\text{per}})/(q_{1t} - q_{\text{per}}),$$
 (1.41)

а поскольку $q_{2t} < q_{1t}$, то полученное значение к.п.д. регенеративного цикла $\eta_{t per}$ будет больше, чем η_t цикла без регенерации. Соответственно меняются и среднетермодинамические температуры T_{1cp} н T_{2cp} . Так, в результате более высокого положения точки y по сравнению с точкой 4 величина T_{1cp} возрастет, а по причине более инзкого положения точки 2, T_{2cp} уменьшится. Очевидно, что такой способ регенерации применим

Очевидно, что такой способ регенерации применим только при наличии перавенства $T_2 > T_4$. Чем больше разность между ними, тем больше $q_{\text{рег}}$ и ее эффективность.

В торой способ регенерации заключается в нагреве сжатого рабочего тела за счет охлаждения того же



рабочего тела в процессе совершения им работы (а не после совершения работы, как это было в первом способе). При этом температура тела в конце расширения может быть значительно ниже температуры начала его регенеративного подогрева.

Рассмотрим этот способ регенерации на примере простейнего цикла насыценного пара (рис. 1.10). Здесь температура рабочего тела в процессе отвода тепла к холодному источнику равна T_0 , а температура тела на участке 51 подвода тепла T_{1cp} — температуре горячего источника T_r . В процессе 34 насосом H сжимается жидкость, представляющая собой конденсат отработанного пара. В процессе 45 жидкость нагревается за счет охлаждения рабочего пара во время его расширения. Если указанный теплообмен провести обратимо, то процесс расширения пойдет по кривой 1e2', эквидистантной линии 543.

Пл. *Idce*, соответствующая отведенному теплу q_{per} , в точности равна *5ba4*, соответствующей теплоте подогрева воды от состояния точки 4 до состояния точки 5.

Подвод тепла от горячего источника рабочему телу происходит только в процессе 51 при равенстве температур $T_{1cp} = T_{51} = T_{r}$, т. е. обратимо. Если регенерацию исключить, то процесс расширения пойдет по адиабате 12, а тепло от горячего источника должно подводиться не только в процессе 51, но и в процессе 45 при конечной разности температур, т. е. необратимо. При этом среднстермодинамическая температура подвода тепла упадет и термический к.п.д. цикла уменьшится, а температура отвода тепла T_2 не изме-
интся. Следовательно, рассмотренная регенерация новышает термический к.п.д. цикла, хотя и уменьшает полезную работу 1 кг рабочего тела. В данном случае термический к.п.д. регенеративного цикла

$$\eta_{t \, \text{per}} = 1 - T_2 / T_1 \tag{1.42}$$

в точности совпадает с термическими к.п.д. идеального цикла Карио (123'5), построенного в том же интервале температур T_0 и T_r (при сжатии пара по аднабате 3'5 и расширении его по адиабате 12). Вместе с тем полученный регенеративный цикл оказывается более эффективным, чем цикл Карио, так как при том же η_t имеет в десятки раз меньшую удельную работу сжатия $\phi_{\rm св}$.

На основании рассмотренного можно вывести весьма важное положение: в реальном цикле теплоэнергетической установки с помощью регенерации может быть достигнуто значительное повышение T_{1cp} и приближение его термического к.п.д. к циклу Карио при меньшей удельной работе сжатия.

Оптимальная и предельная температуры регенерации сследования регенерации показывают, что в реальных циклах имсется такое значение температуры регенеративного подогрева рабочего тела $T_{\rm per}$, при котором достигается нанбольшая экономия топлива в установке. При учете других экономических факторов, в частности капитальных вложений, минимум всех расходов оказывается при несколько меньшем ее значении ($T_{\rm s}'$), которое будем называть оптимальным. Чем меньше размеры капитальных вложений, тем ближе оказывается $T_{\rm s}' \kappa T_{\rm per}$. На этом основании величину $T_{\rm per}$ называют предельной температурой регенеративного подогрева рабочего тела ($T_{\rm пред}$).

Очевидно, что для цикла, изображенного на рис. 1.9, величина T_{npe1} равна температуре T_2 . В паровых же циклах (рис. 1.10) предельной температурой регенерации будет $T_5 = T_1$. Однако в реальных необратимых циклах величина T_{npea} , всегда оказывается значительно меньшей. Рассмотрим для этой цели произвольный внешие необратимый цикл 1234 (рис. 1.11). При наличии регенерации процесс расширения идет по кривой *Iabc*. Отвод тепла на регенерацию осуществляется на участке *ab*. Это же тепло подводится на участке 4e. В результате необратимого теплообмена

$$T_e = T_a - \Lambda T,$$



где $\Delta T > 0$.

Термический к.п.д. регенеративного цикла при этом

$$\eta_t = 1 - T_{c3}/T_{e1}$$

где T_{c^3} — средняя температура отвода тепла q_2 на участке c3; T_{e1} — средняя температура подвода тепла q_1 от горячего источника на участке e1.

Для повышения температуры в точке е на величину dT_e требуется дополнительно подвести тепло регенерации $dq_e = dq_{per}$ (см. заштрихованную вертикальную площадку при точке е), что может быть сделано путем повышения температуры начала отвода тепла T_a на величину dT_a .

В результате дополнительного отвода тепла dq_{per} в процессе расширения теоретическая работа цикла уменьшится на величину

$$dl_{\mu} = (1 - T_c/T_a) dq_{per}.$$
 (1.43)

Одновременно в связи с повышением температуры в точке *е* отвод тепла от горячего источника q_1 уменьшится на $dq_1 = dq_{per}$. Чтобы отнять от горячего источника такое же тепло q_1 , как и раньше, необходимо теперь увеличить расход рабочего тела D_1 на величину dD_1 . Полученное дополнительное количество рабочего тела с параметрами точки 1 совершит весь цикл и выработает дополнительную теоретическую работу цикла

$$dl_{\mu} = (1 - T_{c3}/T_{e2}) \ dq_{per} \qquad (1.44)$$

До тех пор, пока $dl_{u} > dl_{u}$ с повышением температуры в точке *е* будет увеличиваться термический к.п.д. цикла. Предельное значение температуры точки *е*, а следовательно, и точки *а* определится из условия $dl_{u'} = dl_{u''}$. Подставляя сюда значения этих работ из (1.43) и (1.44), получим

$$T_{a \, \mathrm{np}} = T_{e1} \, (T_c/T_{c3}), \qquad (1.45)$$

а так как $T_{c} = T_{c3} = T_{2cp}$ и $T_{e1} = T_{1cp}$ всего регенеративного цикла, то

$$T_{a \operatorname{np}} = T_{1 \operatorname{cp}}.$$
 (1.46)

Соответственно предельное значение температуры регенеративного подогрева рабочего тела при наличии необратимого теплообмена в системе регенерации

$$T_{e\,\mathrm{np}} = T_{\mathrm{icp}} - \Delta T_{\mathrm{n}}, \qquad (1.47)$$

где $\Delta T_{\rm m}$ — температурный напор в верхнем регенеративном нодогревателе.

Наличие других необратимостей в цикле также приводит к уменьшению $T_{e^{\mu_{\rm P}}}$, что позволяет в общем случае заинсать

$$T_{e up} = T_{tep} - \Sigma \Delta T_{u}, \qquad (1.48)$$

где Σ<u>Δ</u> *T*_п — сумма поправок на необратимость процессов цикла.

Отсюда следует, что величина среднетермодинамической температуры подвода тепла в регенеративном цикле $T_{\rm 1cp}$ определяет значение предельной температуры регенеративного подогрева рабочего тела. Регенеративный подогрев рабочего тела до температуры более высокой, чем $T_{\rm 1cp}$, обязательно приведет к синжению термического к.п.д. цикла.

Ступенчатый подвод тепла в цикле. Повышение термического и внутрениего абсолютного к.п.д. цикла может быть достигнуто также применением многоступенчатого подвода тепла путем чередования процессов расширения и подвода тепла от горячего источника.

На рис. 1.12 приведен произвольный цикл 1234 с изобарным подводом и изотермическим отводом тепла. Там же штриховой линией показаны два способа дополнительного подвода тепла: с повышением общей степени сжатия (просесс 4'1') и путем пристройки цикла y1''2''2.



При первом способе сначала тепло горячего источника подводится по кривой 4'1', потом происходит рабочий пронесс расширения газа до точки x, затем снова подводится тепло на участке x1 и осуществляется процесс работы 12. Как видно, при этом процесс отвода тепла (23) остается таким же, как и в исходном цикле 1234. Однако работа цикла $l_{\rm H}$ и подводимое тепло увеличиваются на пл. 44'1'x, равную $\Delta l_{\rm u}'$. При этом повышается $T_{\rm 1ср}$ цикла, а $T_{\rm 2ср}$ остается неизменным. Соответственно повышается термический к.н.д. η_t цикла. Одновременно увеличивается работа сжатия, что снижает прирост виутрениего к.п.д. η_t .

Второй способ введения ступенчатого подвода тепла заключается в дополнительном подводе тепла на участке y1'' без изменения степени сжатия в основном цикле. В этом случае работа цикла увеличивается на пл. y1''2''2, а отводимое тепло на пл. $\Delta q_2''$. Термический к.п.д. цикла возрастает только в том случае, если средняя температура подвода тепла в дополнительном цикле (на участке y1'') будет выше, чем в основном цикле (участок 41). Однако здесь $\varphi_{\rm ex}$ уменьнается, поскольку $l_{\rm ext}$ сохраняется, а q_1 возрастает, что приводит к большему росту η_i , чем η_t .

Ступенчатый отвод тепла. Важным способом снижения средней температуры отвода тепла T_{2cp} и уменьшения φ_{cn} является применение многоступенчатого сжатия с промежуточным охлаждением рабочего тела. На рис. 1.13 приведена схема и цикл такой газотурбинной установки. Точки цикла соответствуют аналогичным точкам на схеме. Здесь



воздух состояния точки 3 спачала сжимается в компрессоре K_1 (до промежуточного давления p_x), затем охлаждается но изобаре x3' (где отводится тепло q_x) и после этого сжимается до начального давления цикла $p_1 = p_4$ в компрессоре K_{\bullet} . Очевидно, что сумма работ компрессоров K_{1} и K_{\bullet} меньше работы одноступенчатого сжатия в процессе 34 на вели-чину $\Delta l_{\rm R}$, равную п.л. 3'4'4х, представляющей собой дополнительную работу цикла. Работа расширения в процессе 12 не изменяется. Количество подведенного тепла больше, чем при одноступенчатом сжатни на величину $q_x \stackrel{l}{\to} \Delta l_y$ равную пл. 54'46. Отведенное тепло цикла также больше на ил. З'х65. Термический к.п.д. цикла оказывается несколько меньшим, поскольку средняя температура подвода тепла в дополнительном цикле (процесс 4'4) ниже, чем в основном. Однако благодаря уменьшению фель внутренний (абсолютный) к.п.д. п, возрастает. Как будет показано далее, одновременное применение регенерации и многоступенчатого сжатия повышает и η, и еще больше η,

Наибольний эффект достигают при одновременном применении многоступенчатого подвода тепла, многоступенчатого сжатия с промежуточным охлаждением и регенерации.

§ 1.5. Особенности анализа обратных циклов

Обратные циклы, по которым работают холодильные машины и другие термотрансформаторы, отличаются от прямых циклов прежде всего тем, что в них мехашическая энергия не вырабатывается, а затрачивается. От горячего источника тепло не отводится, а подводится. Тепло холодного источника q_x отводится к телу при низкой температуре, затем с помощью обратного цикла трансформируется в тепло высокого потенциала $q_{\rm T}$ и подводится к горячему источнику.

Схема и цикл простейшей установки приведены на рис. 1.14. Здесь рабочее тело сжимается в компрессоре K (процесс 12), а расширяется в детандере \mathcal{I} (процесс 34). В процессе 23 тепло отводится в окружающую среду.

Как уже указывалось, здесь $q_x + l_{\mu} = q_{\tau}$ и $q_{\tau} > l_{\mu}$. Чем относительно меньше затрачивается работы l_и на производство «холода» q_x, тем больше термодинамическая эффективность холодильного цикла. Для достижения этого следует определить тот образец цикла, стремление к которому постоянно улучшает его эффективность. Причем в качестве образцового обратного цикла далеко не всегда может служить цикл Карно (состоящий из двух изотерм и двух адиабат), а также и любой другой цикл с изотермическими процессами подвода и отвода тепла. Особенно это проявляется в установках для получения очень низких температур, где изотермический процесс отъема тепла при наиболее низкой постоянной температуре $T_{\mathbf{x} \min}$ приводит к многократному перерасходу энергии по сравнению с процессом при переменной Т_х. Определенный перерасход энергии допускается от применения изотермических процессов цикла и в установках, предназначенных, папример, для охлаждения воздуха при его кондиционировании.

Поскольку процесс охлаждения воздуха почти всегда представляет собой изобару с меняющейся температурой, то для уменьшения потерь от необратимого теплообмена нужно, чтобы рабочее тело цикла в процессе подвода ему тепла охлаждаемого воздуха также меняло свою температуру. В противном случае средняя разность температур между воздухом и рабочим телом холодильной установки в процессе охлаждения (процесс 41) сильно возрастет и соответственно уменьшится холодильный коэффициент.

Такое же явление происходит и с верхним процессом цикла при отводе тепла к ограниченному количеству охлаждающей воды, температура которой в процессе нагрева повышается.

Из приведенного следует, что цикл Карно и другие циклы с постоянными температурами подвода и отвода тепла не всегда могут служить образцом для обратных циклов. Для каждых конкретных условий нужно выбирать свой образцовый цикл.

Рассмотрим теперь основные критерии выбора таких циклов. Главным показателем реальных (необратимых) циклов холодильных установок является действительный холодильный коэффициент

$$K_{\rm x} = q_{\rm x}/(l_{\rm x} - l_{\rm A}), \qquad (1.49)$$

где q_x — действительное количество выработанного «холода», т. е. количество тепла, отводимое в холодильной камере; l_{κ} — действительное количество затраченной работы на привод компрессора; l_{π} — действительное количество работы, возвращаемой детандером.

Если выразить все эти величины через их теоретические значения в соответствующем обратимом цикле и соответствующие коэффициенты: α — уменьшение хладопроизводительности; η_{κ} — к.п.д. компрессора; $\eta_{д}$ — к.п.д. детандера, т. е.

$$q_t := \alpha q_{\mathbf{x}|t}; \ l_{\mathbf{k}} := l_{\mathbf{k}|t} \ (1/\eta_{\mathbf{k}}); \ l_{\mathbf{x}} := l_{\mathbf{k}|t} \ \eta_{\mathbf{k}},$$

то при этом формула (1.49) примет вид

$$K_{\mathrm{x}} = \alpha \, q_{\mathrm{x}t} / (l_{\mathrm{K}t} / \eta_{\mathrm{K}} - l_{\mathrm{Z}t} \, \eta_{\mathrm{t}}). \tag{1.50}$$

Теоретическое значение холодильного коэффициента для соответственного обратимого цикла

$$K_{\rm x\,t} = q_{\rm x\,t} / (l_{\rm \kappa t} - l_{\rm At}). \tag{1.51}$$

Отношение K_x и K_{xt} представляет собой относительный коэффициент полезного действия реального цикла холодильной установки

$$\eta_{\rm x} = K_{\rm x}/K_{\rm xt}.\tag{1.52}$$

Подставим сюда значения K_x из (1.50) и K_{xt} из (1.51) и обозначим отношение теоретической работы расширения (работа в детандере $l_{\pi t}$) к теоретической работе сжатия (работа компрессора $l_{\kappa t}$) через

$$\delta = l_{at}/l_{\kappa t}, \qquad (1.53)$$

тогда

$$\eta_{\mathrm{x}} = (1 - \delta) \, \alpha / (1/\eta_{\mathrm{k}} - \delta \eta_{\mathrm{n}}), \qquad (1.54)$$

откуда

$$K_{\mathrm{x}} = K_{\mathrm{x}\,t} \, (1-\delta) \, \alpha/(1/\eta_{\mathrm{K}}-\delta\,\eta_{\mathrm{g}}). \tag{1.55}$$

47



Рис. 1.15

Из (1.55) видно, что при заданных значениях η_κ, η_π н α действительное значение холодильного коэффициента зависит не только от Кул, но и от величины отношения теоретических работ детандера и компрессора — **б**. Чем больше δ, тем меньше оказывается относительный к.п.д. холодильного цикла η_x , и чем меньше δ , тем больше η_x и соответственно больше K_{*} .

Возьмем два предельных случая, когда 8 стремится к единице и становится равным нулю. Подставляя эти значения 8 в (1.54), получим:

при $\delta \rightarrow 1 \eta_x \rightarrow 0;$

при $\delta \rightarrow 0$ $\eta_x \rightarrow \alpha \eta_\kappa$. Следовательно, в качестве образцового цикла холодильной установки необходимо подбирать обратный цикл, теоретический холодильный коэффициент которого имеет наибольшее, а отношение теоретических работ детандера и компрессора & наименьшее значения. Итак, максимальное значение действительного коэффициента холодильного соответствует одновременному достижению δ_{\min} и $K_{x,tmax}$.

Как и в случае прямых циклов теплоэнергетических установок, улучшение термодинамической эффективности обратных циклов достигают применением регенерации. На рис. 1.15 приведен идеальный цикл газовой холодильной установки с регенерацией. Там же штриховой линией показан цикл 1'21/4' перегенеративной холодильной установки, обеспечивающий достижение тех же температур

 $T_{\rm r}$ и $T_{\rm x}$. Благодаря тому, что в регенераторе сжатый газ перед поступлением в детандер охлаждается в процессе y3шикла, теоретическая работа расширения уменьшается (пропесс y4' заменяется аднабатой 34). Соответственно уменьшается теоретическая работа сжатия (процесс 1'2 заменяется аднабатой 12) и отношение теоретических работ детандера и компрессора δ . Выражая теоретический холодильный коэффициент через средние температуры подвода и отвода тепла, можно записать

$$K_{\mathrm{x}t} = T_{\mathrm{x},\mathrm{cp}} \left((T_{\mathrm{r},\mathrm{cp}} - T_{\mathrm{x},\mathrm{cp}}), \right)$$
(1.56)

а поскольку у обонх циклов (п регенеративного и без регенерации) $T_{x,cp}$ и $T_{r,cp}$ остаются одинаковыми, то K_{xt} для обоих циклов также одинаков. Таким образом, регенерация в цикле газовой холодильной установки (при заданных температурах T_x и T_r) не меняет значение теоретического холодильного коэффициента K_{xt} . Вместе с тем благодаря уменьшению абсолютных величии теоретических работ сжатия и расширения и их отношения δ действительный холодильной усланованся в регенеративном реальном цикле значительно выше, чем в нерегенеративном.

Для оценки термодинамического совершенства обратных циклов кроме приведенных выше коэффициентов K_x , K_{τ} и δ может применяться и эксергетический к.п.д., оцеинвающий потери эксергии как в цикле в целом, так и в отдельных его процессах.

Эксергетический анализ обратных циклов практически инчем не отличается от эксергетического анализа прямых циклов. Здесь также для любых необратимых процессов, в том числе проходящих при температурах ниже окружающей среды, справедлива формула расчета эксергетических потерь

$$\Delta E_{\text{nor}} = T_0 \Delta S_c, \qquad (1.57)$$

где T_0 — абсолютная температура окружающей среды; ΔS_c — суммарное приращение энтропии системы (охлажденное тело — рабочее тело — теплоприемник).

Эксергетический к.п.д. обратного цикла любого термотрансформатора (в том числе холодильной установки) представляет собой отношение выработанной эксергии тепла (холода) $\Delta E_{\rm B}$ к израсходованной работе цикла $l_{\rm u}$, т. е.

$$\eta_{\mathbf{e}x \ ob} = \Lambda F_{\mathbf{B}} / l_{\mu}, \tag{1.58}$$

где $\Delta E_a = q_r - T_0 \Delta S_r$.

В том случае, когда используется и вырабатываемый холод q_x и отдаваемое теплоприемнику тепло q_r , имеем:

$$\Delta \mathbf{E}_{\mathbf{n}} = (q_{\mathbf{r}} - T_0 \Delta S_{\mathbf{r}}) + (q_{\mathbf{x}} - T_0 \Delta S_{\mathbf{x}}).$$

Здесь ΔS_{r} — приращение энтропии теплоприемника; ΔS_{x} — уменьшение энтропии охлаждаемого тела. Для полностью обратимых циклов $\Delta E_{x} = l_{u}$ и $\eta_{ex.of} = 1$.

Для необратимых циклов, поскольку энтропия рабочего тела увеличивается и при сжатии и при расширении, то $\Delta E_{\text{пот}} > 0$ и $l_{\text{ц}} = \Delta E_{\text{в}} + \Delta E_{\text{пот}}$. При этом из (1.57) имеем

$$\eta_{\rm ex \ of} = \Delta E_{\rm B} / (\Delta E_{\rm B} + \Delta E_{\rm not}) < 1.$$

Следовательно, эксергетический к.п.д. обратных циклов характеризует степень обратимости этих циклов.

Любая необратимость любого процесса в цикле приводит к относительному росту ΔE_{nor} или уменьшению ΔE_x , а следовательно, и к снижению эксергетического к.п.д.

Еще раз напомним, что при подсчете и ΔE_x и $\Delta E_{пот}$ под T_0 обязательно следует понимать абсолютную температуру окружающей среды, а не наинизшую температуру цикла, как это ошибочно иногда считают. Такое положение обусловливается тем, что всякая потеря работы приводит к дополнительной отдаче в окружающую среду эквивалентного количества тепла, равного произведению абсолютной температуры окружающей среды T_0 на дополнительное приращение ее энтропии (в данном случае равное дополнительное мака системы ΔS_c .

Можно также показать, что эксергетический к.п.д. обратного цикла $\eta_{ex.o6}$ в сильной степени зависит от величины теоретической работы сжатия и необратимости процессов сжатия и расширения. Выражая действительную работу сжатия l_{κ} через теоретическую $l_{\kappa t}$ и к.п.д. процесса сжатия η_{κ} , а работу расширения l_{μ} — через $l_{\mu t}$ и η_{μ} , можно записать

$$l_{\rm u} = l_{\rm k} - l_{\rm a} = l_{\rm kt} / \eta_{\rm k} - l_{\rm at} \eta_{\rm a}.$$

В соответствии с этим (1.58) примет вид

$$\eta_{\rm ex \ ob} = \Delta E_{\rm x} / (l_{\kappa t} / \eta_{\kappa} - l_{\rm at} \eta_{\rm a}),$$

а так как

$$l_{\kappa t} = l_{\mu t} + l_{\pi t},$$

то после несложных преобразований

$$\eta_{\text{ex ob}} = \frac{\Delta E_{\text{B}}}{l_{\text{ft}} t} \left[\frac{1}{\tau_{\text{ft}} + (l_{\text{R}} t/l_{\text{ft}} t) (1/\eta_{\text{K}} - \eta_{\text{ft}})} \right] \quad (1.59)$$

Из (1.59) видно, что при том же термодинамическом совершенстве цикла, т. е. при том же $\Delta E_{\rm B}/l_{\rm q,t}$, эффективность цикла окажется тем выше, чем меньше относительная теоретическая работа сжатия и чем больше к.п.д. процессов сжатия и расширения.

Следовательно, одной из главных задач термодинамического усовершенствования обратных циклов является уменьшение приведенной работы сжатия $l_{\kappa t}/l_{\alpha t}$. Как показано было ранее, эта задача, в частности, успешно решается с помощью регенерации.

Все сказанное оказывается справедливым и при анализе инклов других типов трансформаторов, в частности тепловых насосов, задача которых заключается в выработке тепла $q_{\rm T}$ заданного потенциала с помощью обратного цикла.

Главным критерием эффективности цикла такой установки является относительная величина затрачиваемой работы на единицу выработанного тепла

$$K_{\rm T} = q_{\rm T}/l_{\rm u}.$$
 (1.60)

Выражая q_{τ} и l_{μ} через среднетермодинамические температуры подвода и отвода тепла для идеального цикла, получим

$$K_{\mathrm{r}\,t} = T_{\mathrm{r},\mathrm{cp}} / (T_{\mathrm{r},\mathrm{cp}} - T_{\mathrm{x}\,\mathrm{cp}}). \tag{1.61}$$

Как уже говорилось, и для идеальных циклов $q_{\rm T} = q_{\rm x} + l_{\rm u}$, тогда для всех обратных циклов

$$K_{\rm T} = K_{\rm x} + 1. \tag{1.62}$$

Отсюда становится очевидным, что все мероприятия, повышающие K_x , также увеличивают и K_{τ} . Следовательно, для повышения K_{τ} также целесообразно применять и регенерацию и уменьшение относительной работы сжатия l_{κ} и другие мероприятия, приводящие к росту действительного значения K_{κ} в реальных необратимых циклах.

Глава 2

ЦИКЛЫ ПАРОВЫХ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

§ 2.1. Типы паровых теплоэнергетических установок и их особенности

В эпергетике Советского Союза ведущее положение занимают тепловые электрические станции, основным типом двигателей которых являются паротурбинные установки. С помощью водяного пара в СССР вырабатывается около 85% всей электрической эпергии. Паротурбинные установки занимают ведущее место также и на атомных электростанциях. В ближайшей перспективе не ожидается замены мощных паровых турбии другими типами двигателей, в том числе и газотурбинными установками, поскольку последние имеют малую предельную мощность и относительно низкий электрический к.п.д. Можно с уверешностью сказать, что паротурбинные установки еще многие годы будут оставаться главным типом двигателей тепловых п атомных электрических станций, что требует дальнейшего их усовершенствования и изучения.

Использование пара для выработки механической, а затем электрической энергии берет свое начало в очень далекие времена. Первые попытки создать наровой двигатель, хотя и для ограниченных целей, относятся еще к концу XVII в. (машины Папина и Севери) и к началу XVIII в. (пароатмосферная машина Ньюкомена). Однако это были малоэкономичные машины узкого назначения (в частности, для откачки воды из шахт), к тому же конструктивно объединяемые с приводными механизмами.

Бурно развивающаяся промышленность нуждалась в двигателях универсального типа, которые могли бы приводить в движение любые присоединяемые к ним механизмы. Первый такой двигатель был создан в начале 60-х годов XVIII в. талантливым русским изобретателем И. И. Ползу-



новым (1730-1766). Прообраз современной паровой машны с конденсатором создал в 1780 г. английский изобретатель Дж. Уатт. После ряда усовершенствований эта машина получила очень широкое применение в самых различных отраслях промышленности, на железподорожном и водном транспортах. Достаточно сказать, что уже в 1840 г. суммарная мощность паровых машин во всем мире составила около 1 650 000 л. с., а через 50 лет в 1890 г. -- более 50 млн. л. с. Многие паровые машины продолжают работать и в настоящее время.

Принципиальная тепловая схема простейшей установки с паровой машиной и ее цикл приведены на рис. 2.1. В котлоагрегате ΠK за счет теплоты сгорания топлива питательная вода превращается в пар, который затем поступает в цилиндр паровой машины ΠM , расширяется в нем и производит полезную работу. Отработавший в машине пар направляется в конденсатор K, где отдает тепло охлаждающей воде и снова превращается в воду, т. е. конденсируется. Охлаждающая (циркуляционная) вода подается в конденсатор из реки или другого источника. Из конденсатора питательным насосом H этот конденсат подается в барабан парового котла ΠK . Таким образом, водяной пар совершает последовательный ряд процессов, представляющих собой термодинамический цикл рассмотренной установки.

Вызвавшая колоссальный рост и концентрацию промышленности паровая машина постепенно перестала удовлетворять ее требованиям. Изобретениая в конце XIX в. паровая турбина оказалась более быстроходным двигателем, вытеснила тихоходную и маломощную паровую машину. Паровая турбина стала главным двигателем круппых электрических



станций. В настоящее время единичная мощность крупных турбин превышает 1 млн. кВт.

Принципиальная схема простейшей паротурбинной установки конденсационного типа и ее цикл в p - v-координатах изображены на рис. 2.2. Здесь T - паровая турбина; остальные обозначения те же, что и на рис. 2.1. Как видно из рисунков, процессы изменения состояния водяного пара и их последовательность следующие: 34 - адиабатное сжатие воды в питательном насосе; 41 - нагрев воды, испарение и перегрев пара в котлоагрегате; 12 - адиабатное расширение пара в паровой турбине; <math>23 - конденсация пара в конденсаторе.

Сравнивая между собой рис. 2.1 и 2.2, можно заметить, что площадь цикла, а следовательно, и полезная работа паромашинной установки при соответственно равных начальных и конечных параметрах пара оказывается всегда меньше вследствие неполноты расширения пара в паровой машине.

По этой причине, а также в связи с ограничением мощности, наличием поступательно-возвратного движения больших масс паровые машины на современных тепловых станциях не применяют. Все паротурбинные тепловые электростанции строят двух типов: конденсационные и теплофикационные. Аналогично называют и соответствующие паровые турбины. В конденсационной установке вырабатывается только электрическая энергия, а тепло конденсации отработавшего пара отдается охлаждающей воде, т. е. выбрасывается в окружающую среду. В теплофикационных установках теплота отработанного пара (или его определенная часть) отдается тепловым потребителям.



Электрические станции с теплофикационными установками называют *теплоэлектроцентралями* (ТЭЦ). Теплофикационные установки, в которых отсутствует конденсатор, а весь отработанный пар направляется тепловым потребителям, называют *противодавленческими*. Такое название объяснястся тем, что требуемое тепловыми потребителями давление пара, как правило, превышает атмосферное. Так, если давление в конденсаторах турбии КЭС обычно составляет 3 \div 5 кПа, то давление пара, отбираемого для целей теплоснабжения, 0,1 \div 1,5 МПа. В результате этого выработка энергии 1 кг пара в теплофикационной турбине всегда оказывается значительно меньше, чем в конденсационной.

Схема простейшей теплофикационной противодавленческой установки и ее цикл изображены па рис. 2.3. Как видно, цикл противодавленческой установки оказывается подобным циклу конденсационной и отличается от него более высоким расположением изобары отвода тепла. Отработанный пар (в точке 2) оказывается, как правило, перегретым.

Заштрихованная площадка (22'3'3) показывает, насколько уменьшилась полезная работа 1 кг пара в результате повышения противодавления. Простейшие циклы копденсационной и теплофикационной установок в T — *s*-диаграмме приведены на рис. 2.4. Здесь процесс 23 — отвод тепла потребителю при давлении пара $p_{\rm T}$, процесс 2'3' — конденсация отработавшего пара в конденсаторе. Термические к.п.д. рассмотренных двух циклов, имеющих одинаковые начальные параметры, но различные температуры отвода тепла, будут, очевидно, также различными.

Действительно, для любых циклов

$$\eta_t = 1 - T_{2cp} / T_{1cp}, \tag{2.1}$$

где T_{2ср} — средняя абсолютная (среднетермодинамическая) температура отвода тепла в цикле, К; T_{1cp} — среднетермодинамическая температура подвода тепла в цикле. К.

Как видно из рисупка, значение Т_{аср} теплофикационной установки будет всегда более высоким, чем в конденсационной. Поэтому термический к.п.д. теплофикационного цик-Ла питан оказывается всегда меньше термического к.п.д. цикла конденсационных установок η_{twoe} , имеющих те же начальные параметры нара. Вместе с тем использование тепла отработанного пара в теплофикационных установках для целей теплоснабжения приводит к определенной экономии топлива в энергосистеме, поскольку на тепловой электростанции тепло отработанного пара не выбрасывается в окружающую среду, а тепловой потребитель не расходует топлива. Широкое развитие теплофикации городов и промышленности в Советском Союзе приводит к ежегодпой экономии миллионов тони топлива. Как видно, применение термического к.п.д.для сравнения между собой циклов теплофикационных и конденсационных установок оказывается пепригодным. Для этой цели применяют эксергетический к.п.д. цикла, равный отношению полученной работы l_и к израсходованной работоспособности (эксергии) подведенного тепла топлива:

$$\eta_{\rm ex} = l_{\rm e} / \Delta E_{\rm map},$$

где $\Delta E_{n,p} = \Delta E_r - \Delta E_\tau$ — разность между подведен-ной работоспособностью продуктов сгорания топлива ΔE_r и работоспособностью тепла, отданного тепловым потребителям ∆Ет. При этом

$$\eta_{\rm ex} = l_{\rm u} / (\Delta E_{\rm r} - \Delta E_{\rm r}). \qquad (2.2)$$

Для циклов конденсационных установок при $\Delta E_{\pi} = 0$

$$\Delta E_{\mu 3p} = \Delta E_{r}; \ \eta_{ex} = l_{\mu} / \Delta E_{r}.$$
 (2.3)

Эксергетический к.п.д. полностью обратимых циклов как конденсационных, так и теплофикационных установок всегда оказывается равным единице. Действительно, при отсутствии потерь от необратимости имеем:

для конденсационных циклов $l_{\rm ft} = \Delta E_{\rm fr};$ для теплофикационных циклов $l_{\rm ft} = \Delta E_{\rm fr} - \Delta E_{\rm fr},$ что приводит, согласно формулам (2.2) н (2.3), в обонх случаях K 1] er - 1.

Изложенное показывает, что теплофикация не приводит к коренному улучшению самого цикла тепловой электростанции. Главный термодинамический эффект от теплофикации заключается в том, что при ней ликвидируются термодинамически несовершенные процессы использования топлива в заменяемых отопительных (или заводских) котельных. Более того, при осуществлении теплофикании общий расход топлива на тепловой электростанции возрастает, носкольку повышение противодавления для возможности отдачи тепла потребителям уменьшает полезную работу пара в турбине.

§ 2.2. Цикл Ренкина

В качестве исходного образцового цикла паротурбинных установок обычно применяют цикл Ренкина, изображенный на рис. 2.2 в p - v- и на рис. 2.4 в T - s-диаграммах.

В общем случае цикл Ренкина состоит из двух изобар и двух адиабат: изобары подвода тепла к воде и водяному нару при наивысшем давлении, изобары отвода тепла отработанного пара (до его полной конденсации), адиабаты сжатия воды в насосе и адиабаты расширения пара в турбине.

Выбор такого цикла объясияется тремя главными обстоятельствами:

1) очень малой работой сжатия (поскольку сжимается жидкость, имеющая наименьший удельный объем, в несколько сот раз меньший объема пара);

2) наибольшей простотой осуществления изобарных пронессов подвода тепла и адиабатных процессов расширения или сжатия. Другие процессы практически осуществлять очень сложно;

3) верхняя температура цикла T_1 при использовании насыщенного водяного пара очень низкая (практически не выше 640 K, но его перегрев позволяет подинмать величину t_1 до 600—650°C и тем самым значительно увеличить и термический и внутренний к.п.д. цикла.

Как видно из рис. 2.4, конфигурация цикла Репкина зависит от принятых начальных параметров пара (p_1, T_1) и состояния отработанного пара (точка 2).

В частности, рис. 2.4, соответствует случаю, когда начальное давление пара инже критического, пар в точках 1 и 2 перегрет, а в точке 2' — влажный. Полезная работа цикла равна пл. 1234. Чем больше превышение точки 2 над изотермой $T_3 = \text{const}$, т. е. чем больше $T_2 - T_3$, тем больше потеряно работы цикла. Эту потерю работы на-



зывают потерей от перегрева отработанного пара (соответствует дважды заштрихованной площадке у точки 2).

Если же точка 2 находится в области влажного пара (точка 2'), то также возникают потери работы, но уже от торможения рабочих лопаток турбины каплями влаги, и чем больше влажность пара, тем больше потери на торможение.

По этим причинам смещение процесса расширения 12 на T — s-диаграмме вправо или влево всегда вызывает изменение указанных потерь. Очевидно, что величины термического и внутреннего к.п.д. цикла Ренкина также зависят от его параметров.

Термический к.п.д. цикла Ренкина при любой его конфигурации всегда

$$\eta_t = l_{\mathrm{u}\,t}/q_{\mathrm{1}t},$$

где $l_{11t} = (i_1 - i_2) - (i_4 - i_3)$ — работа цикла, равная разности теоретических работ расширения пара в турбине и сжатия воды в насосе; $q_{1t} = i_1 - i_4$ — подведенное в идеальном цикле тепло, равное разности энтальпий пара и воды после насоса.

При этом

$$\eta_t = [i_1 - i_2 - (i_4 - i_3)]/(i_1 - i_4). \tag{2.4}$$

Обозначая работу пара в турбине $i_1 - i_2 = h_T$ и $i_4 - i_3 = h_H$ и учитывая, что разность $i_1 - i_4$ представляет подведенное тепло q_{1t} , термический к.п.д. цикла Ренкина запишется в виде

$$\eta_t = (h_{\rm T} - h_{\rm H})/q_{1t}. \tag{2.4a}$$

При низких начальных давлениях (ниже 4,0—5,0 МПа) величина работы насоса *h*_н является незначительной, поэтому

$$\eta_t \approx h_{\rm r}/q_{\rm tt}.\tag{2.5}$$

Следует помнить, что в случае использования (2.5) при сверхкритических давлениях пара может быть допущена значительная ошибка.

Рассмотренные паровые циклы состоят только из внутрение обратимых процессов и поэтому их называют идеальными. В реальных, действительных условиях все процессы цикла оказываются не только внешне, по и внутрение необратимыми. Особенно резко сказывается наличие потерь на трение и потерь от влажности в паровой турбине. Все это приводит к росту энтропии и отклонению вправо адиабатных процессов сжатия и расширения (рис. 2.5).

Как видно из рисунка, при заданных состояниях пара в точке *I* и конденсата в точке *З* из-за потерь работы в турбине энтропия отработанного пара увеличивается на $\Delta s_{\rm T}$, а в результате потерь в насосе энтропия воды на выходе из него возрастает на $\Delta s_{\rm H}$. Последнее приводит к тому, что подведенное в цикле тепло уменьшается и становится равным

$$q_1 = i_1 - i_{4\text{A}} \approx q_{1t} - T_4 \Delta s_{\text{H}}.$$

Количество тепла, отводимое в конденсаторе, увеличится по сравнению с теоретическим на величину суммарных потерь в турбине, т. е.

$$q_2 = q_{2t} + T_2 \Delta s_{\mathrm{T}}.$$

В результате наличия гидравлического сопротивления по тракту котлоагрегата и паропроводов давление в точке $4_{\rm g}$ станет выше начального на величину этих сопротивлений $(\Delta p_{\rm l})$, т. е.

$$p_{\mathbf{4}_{\mathbf{A}}} = p_{\mathbf{1}} + \Delta p_{\mathbf{1}}.$$

Давление отработанного пара в точке 2 возрастет на величину гидравлического сопротивления выхлопных устройств турбины и конденсатора (Δp_2), т. е.

$$p_{2\pi} = p_2 + \Delta p_2.$$

В результате полезная работа цикла станет меньше,

чем $l_{n,t}$, и равной l_i , т. е. внутренней работе реального цикла. Соответственно получим:

внутренний (абсолютный) к.п.д. реального инкла

$$\eta_i = l_i / q_1 = [(i_1 - i_{2n}) - (i_{4d} - i_3)] / (i_1 - i_{4d}); \quad (2.6)$$

относительный внутренний к.п.д турбины

$$\eta_{0 \ it} = l_{\text{pac}} / l_{\text{pac} \ t} = (i_1 - i_{2,i}) / (i_1 - i_2); \qquad (2.7)$$

относительный внутренний к.п.д. насоса

$$\eta_{0\,in} = l_{\mathbf{c},\kappa} \, _{t} / l_{\mathbf{c},\kappa} = (i_{4} - i_{3}) / (i_{4,1} - i_{3}). \tag{2.8}$$

Напоминм, что теоретическую работу пара в турбине определяют по изоэнтропе от состояния p_1 , T_1 до давления p_2 , а действительную по реальной (необратимой) аднабате от тех же p_1 , T_1 до действительного состояния 2_{π} (см. рис. 2.5).

При расчетах по указанным формулам следует помнить, что в идеальном и в реальном циклах параметры точки 3одинаковы, а давление в точке 4 реального цикла значительно (па 20—30%) сыше, чем p_1 . Следовательно, η_{0in} пе равно обычно подсчитываемому аднабатному к.п.д. насоса, а значительно меньше его. Приближенно можно считать

$$\eta_{0in} = \eta_{0d, n} \, (p_i/p_4), \tag{2.9}$$

где _{лал.н} — аднабатный к.п.д. насоса.

§ 2.3. Пути повышения эффективности циклов паротурбинных установок конденсационного типа

Как было показано в гл. 1, основными величинами, определяющими термодинамическую эффективность любого реального цикла, являются средняя температура подвода тепла T_{1cp} , средняя температура отвода тепла в цикле T_{2cp} и удельная работа сжатия

$$\Psi_{\mathbf{C},\mathbf{K}} = I_{\mathbf{C},\mathbf{K},t} q_{1t}.$$

Достижение наименьшего значения отношения T_{200}/T_{100} обеспечивает наибольшую величину термического к.п.д. цикла:

$$\eta_t = 1 - T_{2cp} / T_{4cp}. \tag{2.10}$$

Если при этом будет и наименьшая величина удельной работы ϕ_{em} , то при минимальных потерях от необратимости

процессов обеспечивается достижение и максимума внутреннего к.п.д. цикла. В свою очередь максимум η_i в паротурбниных установках всегда соответствует максимуму эффективного к.п.д. η_a .

Следовательно, любые возможные термодинамические усовершенствования циклов конденсационных паротурбанных установок должны проводиться в направлениях: а) повышения средней температуры подвода тепла в цикле T_{1cp} ; б) понижения средней температуры отвода тепла T_{2cp} ; в) уменьшения величны ϕ_{cw} ; г) уменьшения потерь от необратимости процессов как внутренней, так и внешней.

Рассмотрим теперь в T - s-координатах (рис. 2.6) цикл простейшей конденсационной паротурбинной установки (цикл Ренкина), а также процессы: изобару отвода тепла от горячего источника *BA* и изотерму подвода тепла к окружающей среде $T_0 = \text{const.}$ Очевидно, чем больше температура горячего источника, тем выше можно подиять температуру $T_{1\text{ср}}$; чем инже T_0 , тем меньше $T_{2\text{ср}}$, и термический к.п.д цикла η_1 увеличится.

Применяя регенеративный подогрев воздуха уходящими газами котлоагрегата, можно значительно повысить температуру горения в топке и практически сиять ограничения в повышении температуры подвода тепла в цикле со стороны продуктов сгорания. Температура подвода тепла на любом участке изобары водяного пара 4561 в этом случае может новышаться без роста потерь с уходящими газами.

Единственным фактором, ограничивающим повышение температуры нара в такой установке, является максимально допустимая температура стенок пароперегревателя и лонаток турбнны по условиям прочности металла. Обозначим эту температуру через $T_{\rm tmax}$. Следовательно, если подогревом воздуха и топлива обеспечивается новышение температуры газов на всех участках отвода тепла к водяному пару до более высокой, чем $T_{\rm tmax}$, то всегда является термодишамически оправданным повышение температуры рабочего тела на всех участках цикла Ренкина до $T_{\rm tmax}$.

Самым низкотемпературным участком подвода тепла в рассмотренном цикле является участок изобары воляного пара 45. Применяя паровой регенеративный подогрев антательной воды, можно этот участок частично или полностью от подвода тепла топлива освободить, нагревая здесь воду за счет регенерации.

Температуру подвода тепла на участке кинеция воды 56можно поднять повышением давления пара p_1 , а среднюю



температуру перегрева пара (в процессе 61) — повышением пачальной температуры T_1 при одновременном увеличении начального давления пара p_1 .

Кроме того, повышают T_{1cp} и с помощью многоступенчатого подвода тепла в цикле, как об этом указывалось в гл. 1. Наконец, приближая изобару отвода тепла 23 к изотерме $T_0 = \text{const}$, можно также увеличить полезную работу цикла и повысить его термический к.п.д.

Следовательно, основные пути повышения термического и внутрениего к.п.д. циклов конденсационных паротурбинных установок: повышение начальных параметров пара p_1 , T_1 ; понижение конечного давления цикла p_2 ; регенеративный подогрев питательной воды; промежуточный перегрев пара (многократный подвод тепла топлива в цикле).

Наряду с этим имеется и ряд других возможностей повышения термодинамической эффективности циклов конденсационных установок. Одним из таких способов является замена водяного пара паром других рабочих тел (химических веществ), обладающих определенными желательными для нас свойствами. Однако водяной нар обладает наиболее ценным положительным качеством, заключающимся в возможности достижения весьма пизкой (и очень близкой к температуре окружающей среды) средней температуры отвода тепла в цикле. Кроме того, вода имеет повсеместное распространение и небольшую стоимость подготовки. Водяной пар как рабочее тело теплоэнергетических установок имеет и серьезные недостатки, основные из которых следующие: 1) низкая критическая температура, что лишает возможности достичь изотермического подвода тепла при реально допускаемых высоких температурах (800—900 K); 2) очень пологая правая пограничная кривая, что приводит к высокой конечной влажности пара и большим потерям работы в турбине; 3) большие удельные объемы пара при низких давления х в кондеисаторе.

Определенный интерес в этом направлении представляет ртуть, температура насыщения которой достаточно высока при относительно низких давлениях (например, $T_{\text{нас}} \cong$ \cong 790 К при $p_1 = 1,0$ МПа, $T_{\text{нас}} \approx 820$ К при $p_1 = 1,5$ МПа).

Критическая температура ртути составляет почти 1700 К, а ее теплоемкость в 30 раз меньше теплоемкости воды. Однако ртутный пар не позволяет достичь инзких температур отвода тепла. Даже при глубоком вакууме в ртутном конденсаторе температура пара получается весьма высокой (например, $T_{\kappa} = 468$ К при $p_{\kappa} = 2,0$ кПа).

Многие так называемые низкокипящие вещества, например углекислый газ и различные фреоны, имеют достаточно низкие температуры конденсации при относительно высоких давлениях и малых объемах. Однако их критические температуры очень низкие ($T_{\rm кp} = 385$ К для Φ -12). Весьма интересная идея создания рабочего цикла на низкокипящем веществе была предложена в 1941 г. Д. П. Гохштейном. Сущность этой идеи заключается в следующем. Подбирают такое вещество, чтобы отвод тепла в цикле осуществлялся изотермически путем конденсации его насыщенного пара при давлении, близком к критическому (рис. 2.7). Подвод тепла топлива производится по изобаре 61, а работа по адиабате 12.

С целью уменьшения работы насоса процесс сжатия 45 осуществляется в области жидкого состояния вещества. На участке 56 производится регенеративный подогрев жидкости за счет охлаждения отработавшего пара (по изобаре 2а). Несмотря на заманчивость идеи, реализация этого цикла оказалась практически невозможной. Резкое различие теплоемкости в процессах 56 и 2а приводит к низкой температуре регенеративного подогрева жидкости. Поэтому средняя температура подвода тепла T_{1cp} и к.п.д. цикла оказываются недостаточно высокими. Дальнейшее усовершенствование этого цикла (двухступенчатый подвод тепла,



сложная регенерация) несколько повышает его внутренний к.п.д. Попытка создания углекислотных установок, осуществляющих указанную идею, не привела к нужным результатам, главным образом, из-за конструктивных и технологических трудностей.

§ 2.4. Влияние начальных и конечных параметров пара на термодинамическую эффективность цикла Ренкина

Влияние начального давления пара. Начальную температуру пара и давление в конденсаторе считаем заданными. Рассмотрим, как будет меняться термический к.п.д идеального и внутренний к.п.д реального циклов при варьпровании только беличиной начального давления.

Как видно из T - s-днаграммы (рис. 2.8), новышение начального давления p_1 приводит одновременно к некоторому росту средней температуры подвода тепла в цикле, увеличению работы насоса $(i_4 - i_3)$ и росту конечной влажности пара. При относительно низких начальных давлениях, когда точка конечного состояния огработанного пара (точка 2) находится в области перегретого пара, повышение начального давления уменьшает потери от перегрева отработанного пара.

Как показывают расчеты, с повышением p_1 (при $T_1 = const$) эптальния i_1 и соответственно подводимое к 1 кг пара в цикле тепло монотонно уменьшаются. Работа цикла и аднабатный перепад в турбине увеличиваются, проходят



через максимум и затем несколько уменьшаются. Поэтому термический к.п.д. цикла Ренкина с повышением р1 сначала растет быстро, затем медленнее и при очень высоких давлениях начинает уменьшаться. В результате перемещения процесса расширения на T — s-диаграмме от повышения давления влево, потери от влажности пара в последних ступенях турбины систематически растут. Работа насоса и потери в нем также возрастают. Наступает момент, когда рост термического к.п.д. уже не может компенсировать имеющегося возрастания указанных потерь. Все это приводит к наличию явно выраженного максимума внутреннего к.п.д. цикла η_i и соответствующего ему термодинамически наивыгоднейшего начального давления р_{100 т} (рис. 2.9). Чем выше начальная температура пара и чем больше противодавление р₂, тем более высоким оказывается значение р_{1оит}. Для каждого из значений T₁ и p₂ имеется свое оптимальное начальное давление пара. Последнее объясняется тем, что чем выше T_1 и чем больше p_2 , тем меньше относптельная величина потерь от влажности или тем больше перегрев отработанного пара. Потери от влажности вызывают уменьшение оптимального начального давления, а потери от перегрева повышают его. Чем ниже внутренний относительный к.п.д. насоса поли и чем ниже внутренний относительный к.п.д. турбины рода, тем более низким оказывается оптимальное начальное давление пара р₁₀₁₁.

Влияние начальной температуры пара. Влияние начальной температуры будем рассматривать в условиях

3-684

применения перегретого пара, когда его давление и величину противодавления р, принимают постоянными. Как вндно из рис. 2.10, повышение температуры перегрева пара приводит на T — s-диаграмме к смещению процесса расширения вправо. Это, в свою очередь, вызывает уменьшение влажности пара в последних ступенях турбины. Растет термический к.п.д. и еще более быстро, за счет уменьшения потерь от влажности, растет внутрешний к.п.д. цикла. Но как только точка конечного состояния отработанного пара (точка 2), двигаясь по изобаре $p_{2} = \text{const}$ вправо, пересечет правую пограннчную кривую, отработанный пар станет перегретым. Появятся потери работы цикла от этого перегрева, которые с повышением начальной температуры пара будут все время увеличиваться. При этом рост внутреннего к.п.д. замедляется. Однако поскольку с повышением T₁ работа пара l_{рас} продолжает возрастать, термический и внутренний к.п.д. цикла увеличиваются. Чем выше противодавление p_3 , тем меньше расхождение изобар p_1 и p_3 и тем меньше рост термического и внутреннего к.п.д. от повышения начальной температуры пара Т. Такое явление оказывается наиболее заметным в циклах теплофикационных установок, где противодавление всегда значительно выше, чем в конденсационных, а отработанный пар, как правило, перегрет. По этой причине, например, повышение T₁ на ТЭЦ всегда дает меньший эффект, чем на КЭС.

Однако повышение начальной температуры всегда оказывается термодинамически выгодным. Только прочностные свойства металла и его удорожание ограничивают повышение начальной температуры.

Наибольший термодинамический эффект дает одновременное повышение начальной температуры и начального давления пара. При этом для каждой температуры перегрева пара имеется свое наивыгоднейшее начальное давление и тем более высокое, чем выше начальная температура. Повышая до возможной величины начальную температуру пара T_1 и выбирая для нее экономически наивыгоднейшее значение начального давления p_1 , можно обеспечить достижение максимальной величины внутреннего к.п.д. цикла и эффективного к.п.д. установки.

По этой причине каждое повышение начальной температуры пара всегда сопровождается ростом его начального давления. Так, например, применяют $p_1 = 3,0 \div 3,5$ МПа при $T_1 = 710$ K, $p_1 = 8,0 \div 9,0$ МПа при $T_1 = 775$ K, $p_1 = 11,0 \div 13,0$ МПа при $T_1 = 840$ K.



При одновременном повышении p_1 и T_1 влияние противодавления p_2 сглаживается. В этом случае общий термический эффект, т. е. приращение η_i от повышения начальных параметров пара, оказывается практически независимым от величины p_2 . Интересно заметить, что при экономически нанвыгоднейших значениях p_1 и T_1 точка конечного состояния отработанного пара в конденсационных установках с различными начальными параметрами оказывается всегда в области влажного пара при степени его сухости, близкой к x = 0,9. Это дает возможность в ряде случаев выбирать сопряженные начальные параметры пара по заданным p_2 , x и η_{0i} .

Влияние конечного давления p_2 . Изменение конечного давления (противодавления) при задашных значешиях начальных параметров пара p_1 и T_1 соответственно мешяет температуру конденсации отработанного пара T_2 , а следовательно, и среднюю температуру отвода тепла. Понижение противодавления p_2 приводит к росту термического и внутрениего к.п.д. паротурбинной установки. Как видно из T - s-диаграммы (рис. 2.11), понижение противодавления от p_2 до p_2' приводит к увеличению работы цикла на $\Delta l_{\rm II}$ (пл. 22'3'4'43) при незначительном возрастании подводи-мого тепла (Δq_1). Далее будет показано, что при наличии регенеративного подогрева питательной воды понижение противодавления не вызывает увеличения количества подводного тепла к 1 кг водяного пара, поскольку подогрев воды на участке 4'4 происходит за счет тепла отборного пара

3*



низкого давления. Общая же работа 1 кг пара в случае понижения p_2 значительно увеличивается. Поэтому всегда термодинамически выгодно понижать p_2 до минимально возможного значения.

Понижение противодавления в реальных установках ограничивается, главным образом, резким возрастанием расхода энергии на перекачку охлаждающей воды и объема отработанного пара. Например, при снижении p_2 от 100 до 3 кПа общий объем отработанного пара возрастает в 25 раз.

В современных крупных конденсационных установках давление в конденсаторе обычно выбирают 3 ÷ 4 кПа.

Зависимость термического к.п.д. цикла Ренкина от давления пара в конденсаторе для начальных параметров цикла $p_1 = 9,0$ МПа и $T_1 = 875$ К приведена на рис. 2.11. При заданном количестве и температуре $T_{0.B}$ охлаждающей воды, поступающей в конденсатор, температура конденсации пара

$$T_{\rm K} = T_{\rm o,B} + \Delta T_{\rm obm} + \delta T_{\rm min}. \qquad (2.11)$$

где ΔT_{obm} — общая степень нагрева охлаждающей воды, определяемая соотношением количества этой воды и конденсируемого пара; δT_{min} — минимальная разность температур между паром и водой в конденсаторе.

Однако при том же количестве воды, тех же величинах $T_{o.B}$ и δT_{min} можно увеличить работу цикла и его термический к.п.д., если применить ступенчатую конденсацию пара. Для этой цели два конденсатора двухпоточной части низкого давления (ЧНД) турбины включаются по охлаждающей воде

не параллельно, а последовательно (рис. 2.12). При сохранении того же суммарного расхода охлаждающей воды общая степень ее нагрева $\Delta T_{\rm offu}$ останется такой же, хотя станет теперь равной сумме ее нагрева в первой и второй частях конденсатора:

$$\Delta T_{\mathbf{0}5\mathbf{u}} = \Delta T_1 + \Delta T_2. \tag{2.12}$$

Температура воды на выходе из первой части конденсатора будет теперь на ΔT_2 ниже, чем из второй. Соответственно давление p_2' в первой части конденсатора (и температура конденсации в нем пара) станет меньше, чем во второй.

Давление во второй части конденсатора p_2 такое же, как и при одноступенчатой конденсации. Соответствующий цикл изображен на рис. 2.12, где линия 23 — процесс конденсации пара во второй части конденсатора; линия 2'3' процесс конденсации в первой части конденсатора при давлении p_2' . Пл. ba3'4'4 изображает дополнительную работу, отнесенную к 1 кг пара, полученную в результате двухступенчатой конденсации.

Термический к.п.д. такого цикла

$$\eta_{te} = g_1 \eta_t + g_2 \eta_t, \qquad (2.13)$$

где g_1 и g_2 — относительные доли пара, поступающие в первую и вторую части конденсатора; при этом $g_1 + g_2 = 1$; η_t' и η_t — соответствующие значения термического к.п.д. для противодавления p_2' н p_2 .

§ 2.5. Регенеративные циклы паротурбинных установок

Регенеративный подогрев питательной воды за счет тепла охлаждения работающего в турбине нара практически может осуществляться при конденсации отбираемой части пара в водяных подогревателях. Схема установки со ступенчатым регенеративным подогревом питательной воды и соответствующий цикл приведены на рис. 2.13. Здесь ступенчатая линия a'ac2' соответствует приведенному процессу работы пара в турбине. Особенностью этой днаграммы является отложение по оси абсцисс приведенной энтропии пара gs, равной произведению его относительного количества g на удельное значение энтропии.

Каждый отбор пара изображен соответствующим горизонтальным участкам ломаной линии *ac*. Вертикальные ее



участки — процессы работы оставшейся в турбине части пара. Пл. achk соответствует количеству тепла, отобранного от расширяющегося в турбине пара и отданного питательной воде в процессе ее подогрева 4b. Подогрев воды до той же температуры (точка b) бесконечным числом отборов при отсутствии конечных разностей температур в регенеративных подогревателях соответствует обратимой регенерации. Процесс в турбине в этом случае пойдет по линии la'c'f. Π_{Λ} . a'c'dk, соответствующая теплоте обратимой регенерации, будет в точности равна пл. achk. Однако количество тепла, отводимого к холодному источнику, при этом уменьшается на пл. fdh2'. Последняя представляет собой потерю возможной работы цикла, вызванную необратимым теплообменом при регенерации. На том основании, что пл. $a'c'dk = n\hat{n}$. $b\hat{4}mn$, цикл Ренкина с обратимой регенерацией часто изображают в форме фигуры 12eb (рис. 2.13).

Реальный необратимый цикл Ренкина с многоступенчатой регенерацией, необратимыми процессами работы пара в турбине и необратимым сжатием в насосе иногда изображают на T — s-диаграмме в форме наложенных друг на друга циклов, а наличие отборов показывают в форме диаграммы потоков пара (рис. 2.14). Чем больше число отборов пара, тем меньше потери от необратимого теплообмена в системе регенерации, тем больше экономия топлива. Однако эта экономия синжается в связи с перегретым состоянием пара верхних отборов, а также наличием потерь от дросселирования конденсата отборного пара при его отводе из регенера-



тивных подогревателей. Кроме того, конструктивное осуществление отборов из турбины приводит к появлению значительных потерь от дросселирования пара в камерах отбора и потерям скорости потока пара, остающегося в турбине. С увеличением числа z ступеней подогрева возрастают

и гидравлические потери потока питательной воды. Все это приводит к появлению оптимального числа отборов, соответствующего максимуму реальной экономии топлива $\Delta \vartheta$ (рис. 2.15, *a*).

Учитывая стоимость изготовления и установки подогревателей, удорожание турбины и котла (от введения регенерации), находят экономически наивыгоднейшее число регеперативных отборов. Это число отборов зависит от начальных параметров пара, мощности установки и других факторов и составляет для современных установок 5 ÷ 11.

Для каждого числа отборов имеется своя термодинамически наивыгоднейшая температура подогрева питательной воды $t_{n,B}$ (рис. 2.15, δ), обеспечивающая в данных условиях максимальную экономию топлива. В установках высоких начальных параметров при восьми-девяти подогревателях экономия топлива от регенерации достигает 14—16%.

Как показывают исследования циклов паротурбинных установок, для каждого реального цикла существует своя максимальная температура регенеративного подогрева питательной воды, превышение которой вызывает уменьшение экономии топлива. При этом нагрев воды в самом верхнем регенеративном подогревателе вызывает перерасход



топлива. Если же в верхнем подогревателе питательная вода подогревается в точности до $T_{\rm пред}$, то экономия топлива от этого подогревателя будет равна нулю. При этом подогрев питательной воды в каждом нижнем подогревателе дает свою экономию топлива, которая оказывается тем больше, чем меньше давление и температура используемого пара. Следовательно, нагрев питательной воды отборным паром самого низкого давления дает наибольшую экономию топлива, а паром наибольшего давления в самом верхнем подогревателе — наименьшую.

Величину дополнительной выработки энергии от регенеративного подогрева питательной воды отборным паром в рассматриваемом подогревателе при том же расходе тепла топлива в цикле можно приближенно определить следующим образом. Пусть параметры отбираемого пара будут $i_{\text{отб}}$, $s_{\text{отб}}$, а повышение температуры воды от нагрева в данном подогревателе ΔT .

Израсходованная на этот подогрев воды эксергия пара

$$\Delta E_{\text{ot6}} = [i_{\text{ot6}} - i_{\text{K,ot6}} - T_0 (s_{\text{ot6}} - s_{\text{K,ot6}})]g_{\text{ot6}}, \quad (2.14)$$

где $g_{\text{отб}}$ — относительное количество отбираемого пара, приходящееся на 1 кг питательной воды.

В результате повышения температуры пнтательной воды на входе в котлоагрегат расход тепла топлива на каждый ее килограмм уменьшается на величину

$$\Delta q_1 = c_{\rm b} \Delta T = g_{\rm oth} \ (i_{\rm oth} - i_{\rm k, oth}). \tag{2.15}$$

За счет этого тепла, при сохранении теплопроизводитель-

ности котлоагрегата неизменной, будет дополнительно выработано острого пара в количестве

$$\Delta D_{1} = \Delta q_{1}/(i_{1} - i_{\pi.B}), \qquad (2.16)$$

с общей эксергией

$$\Delta \mathbf{E}_{1} = D_{1} [i_{1} - i_{\Pi,B} - T_{0} (s_{1} - s_{\Pi,B})] =$$

$$= [\Delta q_{1}/(i_{1} - i_{\Pi,B})] [i_{1} - i_{\Pi,B} - T_{0} (s_{1} - s_{\Pi,B})] =$$

$$= \Delta q_{1} [1 - T_{0} (s_{1} - s_{\Pi,B})/(i_{1} - i_{\Pi,B})]. \quad (2.17)$$

В результате увеличения расхода пара на ΔD_1 возрастет затрата работы на привод питательного насоса на величину

$$\Delta l_{\mathbf{I}} = l_{\mathbf{c}^{\mathcal{H}}} \Delta D_{\mathbf{i}} = [\Delta q_{\mathbf{i}}/(i_{\mathbf{i}} - i_{\mathbf{n},\mathbf{B}})] \ l_{\mathbf{c}^{\mathcal{H}}}.$$
 (2.18)

Соответственно увеличится отношение $\varphi_{cж}$, что, как было показано в гл. 1, приведет к некоторому отрицательному эффекту. Вместе с тем работа, затрачиваемая в насосе, повышает работоспособность питательной воды на $\delta E_{п.в}$ и, таким образом, частично возвращается в цикл.

Суммарный расход эксергии в насосе, вызванный сжатием и подачей в котел ΔD_1 кг питательной воды с учетом $\delta E_{n.B}$, составит

$$\delta E_{\rm m} = \Delta l_{\rm m} - \delta E_{\rm n,B} = \xi \Delta l_{\rm m}. \qquad (2.19)$$

Конечная величина дополнительной полезной работы цикла, вызванная регенеративным подогревом питательной воды паром рассматриваемого отбора, с учетом потерь на дросселирование конденсата (8 Е др), будет

$$\Delta E_{\text{gon}} = \Delta E_{1} - \Delta E_{\text{orf}} - \delta E_{\text{H}} - \delta E_{\text{Ap}}, \qquad (2.20)$$

где

$$\Delta \mathbf{E}_{\mathsf{o}\mathsf{t}\mathsf{6}} = \Delta q_{\mathsf{1}} - T_{\mathsf{0}} \Delta s_{\mathsf{o}\mathsf{t}\mathsf{6}} = \Delta q_{\mathsf{1}} \ [\mathbf{1} - T_{\mathsf{0}} \ (\Delta s_{\mathsf{o}\mathsf{t}\mathsf{6}}/\Delta q_{\mathsf{1}})]. \ (2.21)$$

Здесь $\Delta s_{0.76}$ — уменьшение энтропии отработанного пара, вызванное его отбором (разность энтропий точек 2 и 2' на T — s-диаграмме рис. 2.13).

Определяя $\Delta \dot{E}_1$ и $\Delta \dot{E}_{0,\tau_6}$, по (2.17), (2.21) и подставляя в (2.20), подсчитаем дополнительную выработку энергии

$$\Delta \mathbf{E}_{\text{gon}} = \Delta q_{1} \left(1 - T_{0} \frac{s_{1} - s_{\pi,B}}{i_{1} - i_{\pi,B}} \right) - \Delta q_{1} \left(1 - T_{0} \frac{\Delta s_{0T6}}{\Delta q_{1}} \right) - \delta \mathbf{E}_{H}$$
$$- \delta \mathbf{E}_{gp} \qquad (2.22)$$

или

$$\Delta \operatorname{E}_{\operatorname{gon}} / \Delta q_{i} = T_{0} (1/T_{\operatorname{cp.orf}} - 1/T_{\operatorname{icp}}) - (\delta \operatorname{E}_{\operatorname{ff}} + \delta \operatorname{E}_{\operatorname{gp}}) / (\Delta q_{i}), \qquad (2.23)$$

где $T_{\rm cp. otf} = \Delta q_1 / \Delta s_{otf} = (i_{otf} - i_{\kappa. otf}) / (s_{otf} - s_{\kappa. otf}) - cреднетермодинамическая температура отвода тепла отборного пара; <math>T_{\rm icp} = (i_1 - i_{{\rm n. B}}) / (s_1 - s_{{\rm n. B}}) - cреднетермодинамическая температура подвода тепла топлива в цикле.$

Из (2.23) видно, что дополнительная выработка энергии в цикле оказывается тем больше, чем меньше величина $T_{\rm cp.\,o\,tf}$ по отношению к $T_{\rm 1cp}$.

В пределе, когда $T_{\rm cp.0\,to} = T_{\rm 1cp}$, величина $\Delta E_{\rm доп}$ в реальном цикле станет отрицательной, а при $\delta E_{\rm дp} = \delta E_{\rm H} = 0$ — равной нулю. Таким образом, эта температура представляет собой предельную температуру регенеративного подогрева питательной воды $T_{\rm np} = T_{\rm 1cp}$.

Термодинамически наивыгоднейшей температурой регенеративного подогрева питательной воды будет такая температура воды на выходе из самого верхнего регенеративного подогревателя, при которой суммарная экономия топлива от регенерации достигнет максимума.

Методика расчета оптимальной температуры $T_{\text{п.в.онт}}$, зависящей от реальной схемы включения подогревателей, их числа, параметров цикла и др., разработана в трудах Московского энергетического и Саратовского политехнического институтов. Здесь укажем, что оптимальная температура $T_{\text{п.в.онт}}$ оказывается значительно ниже $T_{1\text{ср}}$. Для циклов на докритическое начальное давление пара $t_{\text{п.в. опт}} \approx 0.7 t_{\text{нас}}$, где $t_{\text{пас}}$ — температура насыщения острого пара (при начальном давлении p_1), °С.

Величину экономии топлива в % от применения регенерации приближенно можно подсчитать по формуле

$$\Delta B/B = \Sigma \Delta E_{\text{non}} \cdot 100/E_{\text{t}}, \qquad (2.24)$$

где $\Sigma \Delta E_{\text{доп}}$ — сумма выигрышей эксергии во всех регенеративных подогревателях;

$$E_{1} = i_{1} - i_{\pi,B} - T_{0} (s_{1} - s_{\pi,B}).$$



§ 2.6. Циклы с промежуточным перегревом пара

Многоступенчатый подвод тепла в цикле является одним из способов повышения его термического и внутреннего к.п.д. В паротурбинных установках такой подвод тепла осуществляется в виде промежуточных перегревов пара. Принципиальная схема установки с одним промежуточным перегревом пара и соответствующий цикл показаны на рис. 2.16. Наличие регенерации показано в цикле условно (линия 34). В этой установке перегретый пар из котла ПК попадает в часть высокого давления турбниы ЧВД, где он работает до состояния, изображенного на днаграмме точкой а, после чего возвращается в котельный агрегат для вторичного перегрева в промежуточном пароперегревателе, затем пар состояннем, соответствующим точке b, попадает в часть низкого давления турбины ЧНД, где работает до тех пор, пока его давление не будет равняться давлению в конденсаторе (точка 2).

Первоначально промежуточный перегрев применяли для уменьшения влажности пара в последних ступенях турбины и синжения потерь от этой влажности. Действительно, если допустить, что при введении промежуточного перегрева начальные параметры пара (точки 1) остаются прежними, то его применение сместит точку конечного состояния пара вправо на величниу отрезка c2. В этом случае к основному циклу (без промежуточного перегрева) 1c34 как бы пристраивается дополнительный цикл b2ca. Если средняя температура подвода тепла в дополнительном цикле $T_{1, non}$ будет к тому же выше, чем в основном T_{10cH} , то такое введение промежуточного перегрева приведет не только к уменьшению потерь от влажности, но и к росту термического к.п.д. цикла. Кроме того, поскольку работа насоса остается неизменной, а подводимое в цикле тепло q_1 возрастает, то величина $\varphi_{cж}$ с введением промежуточного перегрева уменьшается. Все это вызывает соответствующее возрастание не только термического, но и внутреннего к.п.д. цикла. Очевидно, что если $T_{100} < T_{10cH}$, то введение вторичного перегрева не приведет к повышению термического к.п.д. цикла.

Однако указанное уменьшение потерь от влажности и снижение относительной работы насоса феж может привести к возрастанию внутреннего к.п.д. цикла даже при некотором снижении его термического к.п.д. Вместе с тем применение промежуточного перегрева пара повышает оптимальное значение начального давления р. При более высоком значении p₁, хотя и возрастает несколько работа питательного насоса, общая экономия топлива от введения промперегрева увеличивается. Реальная экономия топлива от введения однократного промежуточного перегрева пара в сов-ремешных установках достигает 4—5%. Ее величина зависит от выбранного давления и температуры вторичного перегрева пара. Наибольшую экономию топлива достигают при самой высокой температуре промежуточного перегрева $T_{n.n}$, которую можно достичь при полном использовании заданных свойств металла пароперегревателей: чем меньше давление пара, тем большую температуру его можно допустить. Однако из конструктивных соображений часто оказывается более выгодным применять одинаковую и даже несколько меньшую температуру промперегрева, чем начальная *T*₁. Термодинамического оптимума величина *T*_{п.п}, так же

как и T_1 , не имеет.

Давление же промежуточного перегрева $p_{n.\pi}$ имеет термодинамический оптимум. Покажем это на простейшем примере. Пусть начальные параметры пара p_1 , T_1 уже выбраны и не меняются. Температура регенеративного подогрева питательной воды также задана и остается постоянной. При этом основная часть цикла, соответствующая пл. 1c34 (рис. 2.17), остается неизменной. Адиабата 1a, являющаяся частью адиабаты 1c, представляет собой возможный процесс расширения пара в части высокого давления турбины. Положение точки начала промежуточного перегрева (точки a) в этом случае определяется только лишь величиной


Рис. 2.17

давления p_a . Так, при понижении этого давления до p'_a началом перегрева будет точка a', лежащая на той же вертикали 1c.

При давлении ра тепло промежуточного перегрева соответствует пл. abed, а средняя температура подвода тепла в дополнительном цикле -- средней температуре на участке ab, равной T_{1 доп}. Эта температура и количество тепла промежуточного перегрева, очевидно, зависят от давления перегрева и изменяются с понижением этого давления. Так, понижая p_a до значения p_a' , теплота промежуточного перегрева увеличнтся и будет соответствовать пл. a'b'fd, а $T_{1,1,0,0}$ понизится до средней на участке a'b'. В пределе при понижении ра до давления раточка а совпадет с точкой с и T_{1 доп} станет равной T₂. Подвод тепла промперегрева в этом случае оказывается бесполезным. Наконец, повышая p_a до давления p_1 , точки a и b совпадут с точкой 1, а точка 2 - с точкой с. Теперь тепло промежуточного перегрева станет равным нулю, хотя средняя температура его подвода в промежуточном перегревателе будет наивысшей.

Итак, с изменением p_a одновремению меняются количество подводимого тепла промежуточного перегрева $q_{n.n}$ и средняя температура его подвода $T_{1\,\text{доп}}$. Чем выше p_a , тем меньше $q_{n.n}$ и выше $T_{1\,\text{доп}}$. Чем ниже p_a , тем больше $q_{n.n}$ и ниже $T_{1\,\text{доп}}$. Очевидно, что изменение p_a вызовет соответственное изменение и термического к.п.д. как дополнительного, так и всего цикла в целом.

Термический к.п.д. всего цикла с промежуточным перегревом будет

$$\eta_t = (l_{\mathfrak{u}, \mathfrak{och}} + \Delta l_{\mathfrak{u}})/(q_{1\mathfrak{och}} + \Delta q_{\mathfrak{u}, \mathfrak{n}}), \qquad (2.25)$$

где $l_{\mu \text{ осп}}$ н $q_{1 \text{ осп}}$ — работа и подведенное тепло в основной части цикла (lc34); Δl_{μ} — работа дополнительного цикла (пл. ab2c); $\Delta q_{\mu,n}$ — тепло промежуточного перегрева, подведенное в процессе ab.

Если начать рассмотрение давления промежуточного перегрева со значения, близкого к p_1 , то понижая его, можно увеличивать и Δl_{μ} и $\Delta q_{\mu,n}$. Однако отношение $\Delta l_{\mu} \Delta q_{\mu,n}$, представляющее собой термический к.п.д. $\eta_{t,\text{доп}}$ дополнительного цикла ab2c, будет все время изменяться так, что величины η_t всего цикла и $\eta_{t,\text{доп}}$ пройдут через максимум.

Как показал Д. Д. Калафати^{*}, максимум термического к.п.д. всего сложного цикла соответствует такому положению точки a, при котором самая низкая температура подвода тепла на участке ab (т. е. температура в точке a) будет не ниже средней температуры подвода тепла T_{1cp} во всем сложном цикле.

Действительно, если $T_a < T_{1cp}$, то в дополнительном цикле будет какая-то его часть, расположенная у точки a, термический к.п.д. которой окажется ниже η_t всего цикла. Очевидно, что существование такой части цикла снизит общий термический к.п.д.

Если же увеличить T_a до значения выше T_{1cp} , то вследствие этого уменьшится величина дополнительного цикла и потеряется часть экономин. К тому же увеличится относительная работа сжатия, т. е. нельзя допускать и неравенства $T_a > T_{1cp}$.

Следовательно, максимум термического к.п.д. достигается только при $T_a = T_{1cp}$. В реальных условиях, учитывая влияние величины φ_{cm} и конечной влажности пара на внутренний к.п.д. цикла, максимум η_i будет достигнут при несколько меньшем значении T_a , хотя и близком к T_{1cp} .

Достигаемая экономия топлива от промперегрева пара может быть увеличена, если применить двойной или даже тройной промежуточный перегрев. Однако каждый дополнительный промперегрев дает меньшую экономию. Если первый промперегрев дает экономию топлива до 4 ÷ 5%, то второй только 1 ÷ 1,5% и третий менее 0,5%. Дополнительное удорожание установки, как правило, не окупается экономией от трехкратного промперегрева, поэтому больше двух промежуточных перегревов пара в настоящее время не

^{* «}Теплоэнергетика», 1956, № 3.



применяют. На рис. 2.18 приведены схема и цикл паротурбинной установки с двойным промежуточным перегревом пара при сверхкритическом начальном давлении. В этом случае паровая турбина состоит из трех частей — высокого (\mathcal{HBA}), среднего (\mathcal{HCA}) и низкого (\mathcal{HHA}) давлений. Наличие регенеративного подогрева питательной воды в цикле показано условно (липия $\mathcal{34}$). Как правило, при двойном промежуточном перегреве оказывается оптимальным сверхкритическое начальное давление пара. В этом случае сосгояние отработанного пара (точка 2), несмотря на тройной перегрев, оказывается, как правило, в области насыцения.

Термический к.п.д. общего цикла

 $\eta_t = (l_{u,oeh} + \Delta l_{u1} + \Delta l_{u2})/(q_{10eh} + \Delta q_{n,n_1} + \Delta q_{n,n_2}), (2.26)$

где $l_{\mathfrak{q},\mathfrak{och}}$ — работа основного цикла (пл. 1c34); $\Delta l_{\mathfrak{q}\mathfrak{l}}$ и $\Delta l_{\mathfrak{q}\mathfrak{l}}$ — дополнительная работа цикла, вызванная соответственно первым и вторым промежуточным перегревом; $\Delta q_{\mathfrak{n},\mathfrak{n}\mathfrak{l}}$ и $\Delta q_{\mathfrak{n},\mathfrak{n}\mathfrak{l}}$ — тепло первого и второго промежуточных перегревов, подведенное в процессах *ab* и $\mathfrak{a}\beta$.

Повышение температуры пара в точках b и β так же, как и в цикле с одним промежуточным перегревом, всегда приводит к росту термического и впутрениего к.п.д. и лимитируется только термической стойкостью соответствующих сортов металла.

Давления первого и второго промежуточных перегревов имеют оптимальные значения.



Термодинамический оптимум, соответствующий максимуму термического к.п.д. всего идеального цикла, достигается при условии, что температура пара в точках *а* и а будет равна среднетермодинамической температуре подвода тепла во всем сложном цикле, т. е.

$$T_a = T_a = T_{icp}.$$

В реальном цикле большое влияние на внутренний к.п.д. оказывают не только потери в процессах 1a, ba и $\beta 2$ расширения пара, но и величина относительной работы насоса ϕ_{cw} .

При этом оптимальные значения температур в точках a и a, т. е. T_a и T_a , оказываются несколько меньшими, хотя и близкими к $T_{1 \text{ср}}$.

Нанося действительные процессы пара на T - s- или i - s-диаграмму и определяя значения T_a и T_a из (2.26), можно найти оптимальные давления промежуточного перегрева p_a и p_{α} .

§ 2.7. Особенности циклов теплофикационных паротурбинных установок

Теплофикационные паротурбинные установки отличаются тем, что в них при относительно высоком давлении отводится какая-то часть работающего в турбине пара и используется для целей теплоснабжения. В наиболее простой из теплофикационных паротурбинных установок — противодавленческой — для нужд теплоснабжения отводится весь отработанный пар, а конденсатор отсутствует. Возвращаемый от потребителя конденсат так же, как и конденсат пара в конденсационных установках совместно с добавкой очищенной воды (компенсирующей потери от утечек) подогревается паром регенеративных отборов и в качестве питательной воды направляется в котельный агрегат. Термодинамический цикл и схема такой противодавленческой установки изображены на рис. 2.19. Как видно, этот цикл отличается от цикла конденсационной установки более высоким противодавлением *р*. Только одно это обстоятельство уже приводит к некоторым существенным особенностям цикла.

Первой особенностью является тот факт, что отработанный пар в теплофикационной установке почти всегда оказывается перегретым. По этой причине повышение начальной температуры цикла теплофикационной установки всегда дает меньший термодинамический эффект, чем такое же повышение начальной температуры в конденсационной установке, где отработанный пар оказывается всегда влажным. Это явление объясняется тем, что повышение T_1 всегда смещает процесс расширения пара на T - s- или i - s-диаграмме вправо. В результате такого смещения, если в конце процесса пар влажный, то его влажность уменьшается, а если перегретый, то степень его перегрева увеличивается. В первом случае потери в турбине уменьшаются, во втором — возрастают.

В результате этого одинаковое повышение начальной температуры в конденсационном цикле дает большую экономию, чем в теплофикационном цикле.

Повышение начального давления пара, вызывающее смещение указанного процесса на днаграмме T — s влево, дает противоположный эффект. Так, повышение p_1 в конденсационном цикле вызывает рост конечной влажности пара и соответствующих потерь в турбине. При снижении р конечная влажность и потери от нее уменьшаются. В теплофикационном цикле, где отработанный пар перегрет, повышение начального давления снижает его температуру перегрева и уменьшает соответствующие потери; понижение давления p_1 вызывает рост указанных потерь. Поскольку применяемые начальные давления пара всегда ниже термодинамически оптимальных, то повышение давления в обоих циклах вызывает увеличение их термического к.п.д. Однако по причине различного изменения потерь в турбине прирост внутреннего к.п.д. от повышения начального давления в теплофикационном цикле оказывается несколько большим, чем в-конденсационном цикле. Следовательно: 1) повышение начальной температуры в цикле теплофикационной установки менее выгодно, чем в цикле конденсационной установки; 2) повышение начального давления в цикле теплофикационной установки более выгодно, чем в цикле КЭС.

В торой особенностью циклов теплофикационных установок является несколько отличная, чем в циклах КЭС, эффективность регенеративного подогрева питательной воды. Это отличне вызывается следующими обстоятельствами: а) в цикле ТЭЦ отсутствуют или уменьшены регенеративные отборы пара низкого давления, дающие самую большую экономию топлива; б) количество подогреваемой воды, приходящееся на 1 кВт вырабатываемой мощности на ТЭЦ, оказывается значительно большим, чем в конденсационной установке.

Эти два фактора, действующие в противоположные стороны, все же не компенсируют друг друга и термодинамическая эффективность регенеративного подогрева питательной воды в цикле ТЭЦ, как правило, оказывается меньшей, чем в цикле КЭС. При выборе начального давления на ГЭЦ, более высокого, чем на КЭС, эффективность регенерации может быть несколько повышена за счет снижения степени перегрева отборного пара и уменьшения подогревателях.

Третьей особенностью циклов теплофикационных установок является меньшая эффективность промежуточного перегрева пара. Причина этого — значительное возрастание потерь от необратимого теплообмена у теплового потребителя, вызываемое перегревом отработанного пара. Рассмотрим это явление несколько подробнее. На рис. 2.20 изображен регенеративный цикл теплофикационной установки с промперегревом пара и различными противодавлениями. В первом приближении будем считать, что конечная температура регенеративного подогрева питательной воды во всех случаях одинакова (и соответствует точке 4). При отсутствии промежуточного перегрева состояние отработанного пара на выходе из турбины будет соответствовать: при противодавлении р., — точке 2, при р₂' — точке 2' и при р_"" — точке 2". При наличии промежуточного перегрева отработанный пар будет иметь со-стояния, соответствующие точкам $2_{\rm u}$, $2_{\rm n}'$ и $2_{\rm n}''$. При низком противодавлении р, введение промежуточного перегрева



дает дополнительную работу, равную пл. $ab2_n2$. При этом средняя температура подвода тепла в дополнительном цикле будет более высокой, чем в основном, т. е. $T_{ab} > T_{41}$, а температура отвода тепла такая же, т. е. $T_{2n} = T_2$, соответственно и термический к.п.д., и удельная выработка энергии на тепловом потреблении по всему циклу от введения промежуточного перегрева возрастут.

Однако при высоком противодавлении, когда отработанный пар становится перегретым, введение промперегрева приводит к росту средней температуры отвода тепла $T_{\rm 2cn}$. Температура отвода тепла в дополнительном цикле становится выше, чем в основном. Очевидно это повышение *Т*_{аср} тем больше, чем выше противодавление. Как видно из рисунка, при очень высоком противодавлении р," рабодополнительного цикла оказывается малецькой та (пл. $ab2_{\mu}"2"$), а возрастание отводимого тепла (пл. $2_{\mu}"dc2"$) весьма значительным. При этом и термический к.п.д. и удельная выработка энергии на тепловом потреблении $(y = l_{\rm u}/q_{\rm r})$ дополнительного цикла становятся меньшими, чем в основном цикле. По этой причине введение промежуточного перегрева при таком противодавлении даже в идеальном цикле приведет не к экономин топлива, а к его перерасходу.

Очевидно, что в реальных условиях, когда введение промежуточного перегрева вызывает появление дополнительных потерь энергии и в магистральных паропроводах и пароперегревателях, перерасход топлива будет еще более сильным. Подробное исследование этого вопроса показывает, что для каждого конкретного цикла сушествует такое предельное значение противодавления $p_{2 п p}$, превышение которого приводит к термодинамической нецелесообразности осуществления промежуточного перегрева пара в теплофикационной установке.

Для современных ТЭЦ предельное противодавление составляет 0,6—0,8 МПа.

При $p_2 = p_{\mu\mu\rho}$ термодинамический эффект от введения промежуточного перегрева равен нулю. Чем меньше р., тем этот эффект больше. Повышение экономии топлива от введения промперегрева можно достигнуть при выборе оптимальных значений p_a, p₁ и T₁. Однако и при этом на ТЭЦ все же получим меньшую экономию от промежуточного перегрева, чем на КЭС, и тем меньшую, чем выше противодавление р. Иначе говоря, при выборе оптимальных для каждого случая значений начального давления и давления промежуточного перегрева пара экономия топлива от промежуточного перегрева несколько увеличивается, а его перерасход наступает при более высоком противодавлении. Наибольшую экономию от промежуточного перегрева пара на ТЭЦ можно получить, если одновременно с введением промперегрева повышать начальное давление пара. Предельным случаем будет осуществление надстройки теплофикационного цикла дополнительным циклом сверхкритических параметров, как это показано на рис. 2.21. Здесь теплофикационный цикл без промперегрева представляет пл. 1 2 3 4, соответствующий конденсационный цикл -пл. 1, 2, 3, 4, Если теперь так осуществить промперегрев. чтобы давление промперегрева было равным р₁, (т. е. начальному давлению цикла без промперегрева), конечная точка состояния пара на выходе из турбины 2, не изменит своего положения. Также не изменит положения и точка 2_к.

Дополнительная работа цикла соответствует заштрихованной пл. *1а4_т4*, совершенно одинаковой при надстройке и теплофикационного и конденсационного циклов.

Следовательно, при таком осуществлении промперегрева достигаемая экономия топлива не зависит от противодавления p_2 .

В реальных условиях проектирования ТЭЦ введение промперегрева путем надстройки теплофикационного цикла не всегда удается сделать. Чаще всего приходится с вводом промперегрева только частично повышать начальное давление пара, а давление промперегрева определять как нанвыгоднейшее.

Термодинамически наивыгоднейшее давление промежуточного перегрева пара для циклов противодавленческих установок без регенерации находится при заданных значениях p_1 , t_1 , $t_{u.n}$ и p_2 . Рассмотрим для этого реальный (необратимый) цикл противодавленческой установки (рис. 2.22).

При давлении промежуточного перегрева *p_a* удельная выработка энергии на тепловом потреблении

$$y = (h_1 \eta_{0i} + h_2 \eta_{0i} - l_{\rm n})/q_{\rm r}, \qquad (2.27)$$

где h_1 и h_2 — адиабатные перепады в частях высокого и низкого давлений турбины; η_{0i}' и η_{0i}'' — относительные внутренние к.п.д. ЧВД и ЧНД турбины.

Если давление промежуточного перегрева понизится на величину dp, то процессы в турбинах и пароперегревателях пойдут так, как это показано на рисунке штриховой линией. При этом работа пара в части высокого давления возрастет на величину — di_a , пропорциональную отрезку aa', а в части низкого давления уменьшится. Соответственно отводимое тепло увеличится на dq_{τ} . Действительная работа насоса не изменится. Суммарное изменение работы цикла

$$dl_{u} = di_{a} - di_{2}.$$

Условием достижения оптимума, очевидно, будет

$$dl_{
m u}/dq_{
m T} = y_{
m onr}$$
или ($-di_a + di_2$)/ $dq_{
m T} = y_{
m onr}$.

Так как $dq_{\rm T} = di_2$, то условием достижения максимума экономии топлива от введения промежуточного перегрева будет равенство

$$di_a/di_2 - 1 = y_{\text{onr}}.$$

Учитывая, что $di_a = \eta_{0i} v_a dp_{\pi,\pi}$ и $di_2 = T_2 ds_2$, получим

$$y_{onr} + 1 = - \eta_{0i} v_a dp_{n,n} / (T_2 ds_2),$$

где η_{0i} — внутренний относительный к.п.д. последних ступеней ЧВД турбины.

Отсюда с учетом постоянства заданных параметров оптимальное значение удельного объема пара в точке *а*

$$v_{a \text{ orr}} = [T_2 (y_{\text{orr}} + 1)/\eta_{0i}] (\partial s_2 / \partial \rho_{\pi,\pi}) \rho_2.$$
 (2.28)

85



Предварительно задаваясь каким-то давлением промежуточного перегрева *p_a* и подсчитывая для него действительную величину у (с учетом реальных значений относительпых к.п.д.), можно по (2.28) найти va. Зная вероятную кривую действительного процесса работы пара в части высокого давления турбины, на ней можно отыскать такую точку а, удельный объем пара в которой будет vann. Давление в этой точке соответствует оптимальному давлению начала промежуточного перегрева пара раопт. Если найденное раопт значительно отличается от предварительно выбранного p_a , то расчет следует повторить при новом p_a . Чтобы учесть реальное изменение внутреннего относительного к.п.д. части инзкого давления, вызванное переходом от процесса b2 к процессу b'2', нужно построить на T - sдиаграмме эти процессы с учетом действительных значений ŋoi.

Уравнение (2.28) можно привести к более простой и удобной для расчетов форме, если принять некоторые допущения. Например, для идеального цикла, где $\eta_{0i} = 1$, можно принять $ds_2 = ds_{n,n}$. При этом получим

 $(\partial s/\partial p)_{\rho_2} = - (\partial s_{\pi,\pi}/\partial p_{\pi,\pi})_{t_{\pi}}.$

Но согласно дифреренциальным уравнениям термодинамики

$$(\partial s/\partial p)_t = -(\partial v/\partial T)_p.$$

Если теперь допустить, что в области перегретого состояния на участке промежуточного перегрева водяной пар подчиняется уравнению Клапейрона pv = RT, то

$$(\partial s_2/\partial p_{\pi,\pi})_{p_2} = -(\partial v/\partial T_{\pi,\pi})_p = -R/p.$$

Допуская, то $p_{\pi,\pi}v = RT_a$, нз (2.28) найдем

$$T_{a \text{ ont}} = T_2 (y_{\text{ont}} + 1).$$
 (2.29)

Выразим у через среднетермодинамические температуры подвода и отвода тепла в цикле

$$y = (T_{\rm icp} - T_{\rm 2cp})/T_{\rm 2cp},$$

тогда окончательно получим

$$T_{a \text{ ont}} = T_{icp} (T_2/T_{2cp}).$$
 (2.30)

Как видно из (2.30), если отработанный пар насыщенный, т. е. если $T_2 = T_{2cp}$, то $T_{a \text{ опт}} = T_{1cp}$. При $T_2 > T_{2cp}$ получим $T_{a \text{ опт}} > T_{1cp}$. Чем более перегрет отработанный пар, т. е. чем выше противодавление цикла, тем больше будет отношение T_2/T_{2cp} и тем выше станет $T_{a \text{ опт}}$. Отсюда следует, что оптимальное давление промежуточного перегрева в теплофикационных установках тем больше, чем выше противодавление в цикле.

Формулами (2.28) и (2.30) можно пользоваться и для определения оптимального давления промежуточного перегрева пара при осуществлении регенеративного подогрева питательной воды. Следует только учитывать его наличие при расчете удельной выработки эпергии *у* на тепловом потреблении. Так, при *z* регенеративных и одном теплофикационном отборах пара действительное значение удельной выработки энергии

$$y = \left(h_1 \eta'_{0i} + h_i \eta'_{0i} - l_{\text{mac}} - \frac{\sum_{i=1}^{z} g_i \Delta h_i}{\left| \left(\left(i_2 - i_3 \right) \left(1 - \sum_{i=1}^{z} g_i \right) \right) \right|} \right|$$
(2.31)

где g_i — доля отбираемого из *i*-го отбора пара; Δh_i — действительная недовыработка энергии каждым отбираемым килограммом пара *i*-го отбора.

Определение оптимальных давлений промежуточных перегревов при многократном перегреве пара здесь не рассматривается, так как для циклов ТЭЦ уже двойной промежуточный перегрев не только экономически, но и термодинамически не оправдывается. Наиболее важными для промышленных ТЭЦ оказываются циклы, не имеющие промежуточного перегрева пара.

На районных отопительных ТЭЦ большой мощности, где абсолютное давление отбираемого пара не превышает 200—300 кПа, целесообразно применять только однократный промежуточный перегрев. При этом следует иметь в виду, что значительное время такая ТЭЦ работает как конденсационная станция и что экономия от введения промежуточного перегрева в этом случае составляет около половины экономии, достигаемой в конденсационных установках. Термодинамически паивыгоднейшее (оптимальное) начальное давление цикла противодавленческой установки находится аналогично конденсационным установкам с учетом того обстоятельства, что отработанный в них пар является, как правило, перегретым.

Рассмотрим для примера цикл противодавленческой ТЭЦ на T - s-диаграмме (рис. 2.23). Начальную температуру пара и противодавление будем считать заданными, т.е. $T_1 = \text{const}$ и $p_2 = \text{const}$. При повышении давления от p_1 до $p_1 + dp_1$ изменят свое положение точки цикла I, 2 и 4. Состояние воды перед насосом (точка 3) не меняется, но меняются работа в турбине $h_{\rm T}\eta_{\rm oir}$, работа насоса $h_{\rm n}\eta_{\rm oin}$ и количество тепла, отдаваемого тепловым потребителям, $q_{\rm T} = i_2 - i_3$.

Термодинамически наивыгоднейшее значение начального давления пара найдется из условия равенства

$$dl_{\mu}/dq_{\tau} = y_{on\tau}.$$

Выражая dl_{u} через приращение работы турбины dl_{τ} и работы пасоса dl_{u} , оптимальная удельная выработка при $p_{10u\tau}$ будет соответствовать равенству

$$y = (dl_{\rm T} - dl_{\rm H})/dq_{\rm T} = y_{\rm out}.$$
 (2.32)

Удельная выработка электроэнергии на тепловом потреблении в данном случае

$$y = (i_1 - i_2 - i_4 + i_3)/(i_2 - i_3).$$
(2.33)

Соответственно при $dp_1 > 0$ имеем $dl_{\rm H} = di_4; dq_{\rm T} = di_2; dl_{\rm T} = di_1 - di_2$. При этом (2.32) примет вид

$$(di_1 - di_2 - di_4)/di_2 = y.$$

С учетом того, что $di_2 = T_2 ds_2$ н $p_2 = {
m const}$, получим

$$di_1/ds_2 - di_4/ds_2 = T_2 (y+1)$$

или

$$[d (i_1 - i_4)/ds_2]_{t_1 P_2} = T_2 (y+1).$$
 (2.34)

Наконец, учитывая, что $y = (T_{1cp} - T_{2cp})/T_{2cp}$, окончательно запишем

$$[d \ (i_1 - i_4)/ds_2]_{t_1p_2} = T_{icp} \ (T_2/T_{2cp}). \tag{2.35}$$

Значение *p*₁, при котором удовлетворяется (2.35), и будет термодинамически наивыгоднейшим.

Из приведенных уравнений видно, что чем выше перегрев отработанного пара, т. е. чем выше T_2 , тем более высоким будет оптимальное начальное давление p_1 .

§ 2.8. Эксергетический анализ циклов паротурбинных установок

Приведенные ранее методы анализа реальных циклов паровых теплоэнергетических установок, основанные на применении различного рода коэффициентов полезного действия, имеют существенный недостаток — с помощью этих к.п.д. трудно, а в ряде случаев и невозможно определить место возникновения той или иной потери работы и причины ее возникновения.

Как было показано [1], паиболее полный анализ всех реальных процессов можно сделать с помощью эксергетического баланса (баланса работоспособности). Это положение целиком и полностью относится и к апализу реальных циклов.

Полный анализ самых сложных реальных циклов должен включать:

1) материальный баланс, позволяющий определить количество рабочего тела, участвующего в каждом отдельном процессе цикла;

2) тепловой баланс, с помощью которого определяется количество тепла, отводнмого или подводимого в каждом процессе цикла и в цикле в целом;

3) эксергетический баланс, позволяющий определить эффективность каждого процесса с точки зрения получения максимальной полезной работы, а также потери работы в каждом процессе цикла, вызванные той или иной реальной необратимостью. Общее уравнение материального баланса для любого процесса цикла

$$\Sigma G_{\rm Bx} = \Sigma G_{\rm Bbix}, \qquad (2.36)$$

где $\Sigma G_{\text{вх}}$ — сумма количеств (по весу или массе) рабочего тела, входящих в рассматриваемый участок цикла; $\Sigma G_{\text{вых}}$ — сумма расходов рабочего тела, выходящих из данного участка цикла.

При этом, как правило, за рассматриваемый участок цикла принимают один или несколько последовательных процессов, где количество рабочего тела, участвующего в этих процессах, не меняется. Уравнением (2.36) можно пользоваться и при рассмотрении какого-то сложного процесса, на протяжении которого осуществляется отвод определенных количеств рабочего тела. Так, например, при анализе регенеративных циклов для процесса адиабатного расширения пара в турбине

$$D_{\mathrm{t}} = D_{\mathrm{k}} + \Sigma D_{i \mathrm{oto}}$$

нли в относительных единицах

$$1 = g_{\kappa} + \Sigma g_{i \text{ or6}}.$$
 (2.37)

Здесь D_1 — расход пара на выходе в турбину; $D_{\rm k}$ — расход пара в конденсаторе; $D_{i \, {\rm or} 6}$ — расход пара *i*-го отбора, отводимый на регенерацию.

Соответственно $g_{\mathbf{k}} = D_{\mathbf{k}}/D_1$ и $g_{ioro} = D_{ioro}/D_1$.

Общее уравнение теплового баланса для циклав целом

$$\Sigma Q_{\mathbf{i}} = L_{\mathbf{i}} + \Sigma Q_2$$

или для 1 кг рабочего тела

$$\Sigma q_1 = l_{\scriptscriptstyle \rm II} + \Sigma q_2. \tag{2.38}$$

Здесь ΣQ_1 — сумма количества тепла, подведенного в никле на всех его участках; ΣQ_2 — сумма количества тепла, отведенного от рабочего тела на всех участках цикла; $L_{\rm ff}$ полезная работа цикла, равная разности между работой расширения (работой в турбине $L_{\rm T}$) и работой сжатия (работой насосов $L_{\rm fl}$), т. е. $L_{\rm ff} = L_{\rm T} - L_{\rm fl}$ или для 1 кг рабочего тела $l_{\rm ff} = l_{\rm T} - l_{\rm fl}$. При наличии нескольких частей турбины и нескольких насосов $l_{\rm T} = \Sigma l_{i\rm T}$ и $l_{\rm fl} = \Sigma l_{i\rm fl}$.

При этом (2.38) примет вид

$$\Sigma q_{\mathbf{i}} = \Sigma l_{i \mathbf{T}} - \Sigma l_{i \mathbf{I}} + \Sigma q_2. \tag{2.39}$$

Уравнение теплового баланса должно составляться и для отдельных процессов цикла, в которых осуществляется отвод или подвод тепла, совершается работа или измеияется количество рабочего тела.

Уравнение теплового баланса для отдельного процесса цикла, где кроме параметров пара изменяется и его скорость с, принимает вид:

$$\begin{split} & \Sigma \, G_{\rm bx} \, \left(i_{\rm bx} + \omega^2 / 2 \right) + \Sigma \, Q_{\rm no,T} + L_{\rm no,T} = \\ & = \Sigma \, G_{\rm bmx} \, \left(i_{\rm bmx} + \omega^2 / 2 \right) + L_{\rm otb} + Q_{\rm otb}, \end{split}$$

где i — энтальпия рабочего тела; Q — подведенное или отведенное тепло в рассматриваемом процессе; L — эпергия, подведенная или отведенная в форме работы.

Это же уравнение, приведенное к 1 кг рабочего тела,

$$\Sigma g_{\text{BX}} (l_{\text{BX}} + \omega^2/2) + \Sigma q_{\text{BOT}} + l_{\text{BOT}} = \Sigma q_{\text{OTB}} + l_{\text{OTB}} + \Sigma g_{\text{BMX}} (l_{\text{BMX}} + \omega^2/2).$$
(2.40)

В тепловых и материальных балансах циклов потери на утечки пара и воды в трубопроводах, на излучение в окружающую среду трубопроводов и всего оборудования станции, как правило, не учитывают. Такие потери учитывают в расчетах тепловых схем.

У равиение эксергетического баланса составляют подобно тепловому балансу для цикла в целом и для отдельных его процессов. В этом уравнении учитывают только работоспособную в данных условиях окружающей среды часть энергии — эксергию.

Учитывая незначительность и постоянство нулевой эксергии водяного пара ($l_0 - Ts_0$), эксергию 1 кг нара, находящегося в непрерывном потоке при больших скоростях, следует определять с учетом кинетической эпергии потока но формуле

$$e_x = i + \omega^2 / 2 - T_0 s.$$
 (2.41)

Эксергия подведенного тепла

$$\mathbf{E}_Q = Q - T_0 \Delta s_{\mathrm{r}},\tag{2.42}$$

где Δs_{r} — уменьшение энтропии горячего источника, вызванное отводом тепла Q.

Все эксергетические потери в том или шом процессе цикла должны определяться с учетом их влияния на по-

тери от необратимости теплообмена в конденсаторе. Учет такой зависимости происходит автоматически, если во всех расчетах вместо температуры окружающей среды подставлять абсолютную температуру конденсации пара T_{κ} в конденсаторе. Следовательно, (2.41) и (2.42) примут вид

$$\mathbf{e}_{\mathbf{x}} = i - \omega^2 / 2 - T_{\mathbf{x}} \mathbf{s}; \qquad (2.43)$$

$$\mathbf{E}_Q = Q - T_{\kappa} \Delta S_{\Gamma}. \tag{2.44}$$

Соответственно эксергетические потери, вызванные необратимостью какого-либо процесса, составляют

$$\Delta E_{\text{not}} = G T_{\kappa} \,\delta \,s_{\text{H}}, \qquad (2.45)$$

где $\delta s_{\rm H}$ — приращение энтропии 1 кг рабочего тела, вызванное необратимостью рассматриваемого процесса.

Например, при дросселировании пара приращение энтропии системы принимают равным действительному возрастанию энтропии этого пара, т. е. $\delta s_{\rm H} = \delta s_{\rm up}$.

При необратимом теплообмене суммарное приращение энтропни δ s_n представляет собой разность между изменением энтропни греющего и нагреваемого тел:

$$\delta s_{\mathrm{fr}} = G_{\mathrm{B}} \Delta s_{\mathrm{B}} - G_{\mathrm{fr}} \Delta s_{\mathrm{fr}}, \qquad (2.46)$$

где $G_{\rm B}$ и $\Delta s_{\rm B}$ — расход и увеличение энтропии нагреваемой воды; $G_{\rm II}$ и $\Delta s_{\rm II}$ — расход и уменьшение энтропии 1 кг греющего пара.

Уравнение эксергетического баланса для всего цикла в целом

$$E_{Q1} - E_{Q2} = L_{II} + \Sigma \delta E_{IIOT},$$
 (2.47)

где E_{Q1} — сумма эксергий всех потоков тепла, подводимых в цикле; E_{Q2} — сумма эксергий всех потоков тепла, отводимых в цикле; $\Sigma \delta E_{пот}$ — сумма всех эксергетических потерь, вызванных необратимостью процессов цикла.

Предварительно рассчитав эксергетические потери во всех процессах цикла, из (2.47) находят полезную работу $L_{\rm q}$. Такой расчет потерь дает возможность установить места и причины их возникновения, а также определить пути усовершенствования цикла. В ряде случаев эксергетические потери удобно определять с помощью эксергетических балансов отдельных процессов. Уравнение эксергетического баланса отдельного процесса цикла в общем случае

$$G [i_{1} - i_{2} - T_{\kappa} (s_{1} - s_{2})] + E_{\pi \circ \pi \circ} - E_{\circ \pi \circ} = L_{\circ \pi \circ} + \Delta E_{\pi \circ \pi}, \qquad (2.48)$$

где i_1 , s_1 — параметры рабочего тела в начале процесса; i_2 , s_2 — параметры рабочего тела в конце процесса; G количество рабочего тела, участвующее в данном процессе; $E_{подв}$ — эксергия подведенного тепла; $E_{0 TB}$ — эксергия отведенного тепла; $L_{0 TB}$ — работа, отведенная в данном процессе; $\Delta E_{по T}$ — сумма эксергетических потерь в рассматриваемом процессе.

Если в каком-либо процессе имеются участки с различной величиной *G*, то уравнение эксергетического баланса, подобное (2.48), должно записываться отдельно для каждого такого участка.

При составлении эксергетического баланса всего цикла для наглядности следует определить окончательные величины потерь. Если в (2.47) обозначить $E_{Q1} - E_{Q2}$ через ΔE_Q и записать выражение эксергетического к.п.д. цикла в виде

$$\eta_{\rm ex} = L_{\rm u} / \Delta \, \mathrm{E}_Q \,, \qquad (2.49)$$

то

 $\eta_{\rm ex} = 1 - \Sigma$ (d $E_{\rm поt}/\Delta\,E_Q$) или $\eta_{\rm ex} = 1 - \Sigma\,\xi_{\rm пot}$, (2.50)

где $\xi = \delta E_{nor} / \Delta E_Q$ — относительные эксергетические потери в данном процессе цикла.

При анализе циклов удобно также пользоваться графическим методом эксергетического баланса с помощью л*І*диаграммы. Напомним, что на ней

$$\pi = (\partial E/\partial I)_{\rho} = 1 - T_0/T,$$

где I = Gi.

Для примера рассмотрим простейщую конденсационную установку (см. рис. 2.2). На рис. 2.24 показана балансовая днаграмма цикла Ренкина, соответствующего указанной схеме установки. Рассматриваемый цикл представляется контуром 123а. На этом рисунке также нанесена кривая процесса отдачи тепла горячим источником, т. е. изобара охлаждения продуктов сгорания (кривая *nmo*). Здесь точка *n* представляет собой состояние горячего источника перед отдачей тепла в цикл, а точка *m* — его состояние после отдачи тепла (состояние уходящих газов из котлоагрегата).



Площадь под кривой *mn* (т. е. пл. *6mn8*) представляет собой эксергию тепла топлива, использованного в цикле. Процесс *3a1* — изобара подвода тепла воде и водяному пару. Площадь под этой изобарой (пл. *63a18*) представляет эксергию, воспринятую рабочим телом в котлоагрегате. Заштрихованная пл. *mn1a3*, обозначенная через $\Delta E_{\tau o}$, соответствует эксергетическим потерям от необратимого теплообмена между источником тепла и рабочим телом.

теплообмена между источником тепла и рабочим телом. Процесс 23 — изобара конденсации пара в конденсаторе. Плошадь под этой изобарой (пл. 2763) выражает эксергетические потери в конденсаторе. Полезно использованная эксергия в цикле представляется незаштрихованной пл. 18723a. Действительная работа цикла оказывается равной отрезку 78 оси абсцисс. Соответственно отрезок 67 представляет собой тепло Q_2 , отводимое в конденсаторе, а отрезок 68 — подводимое тепло Q_1 . Таким образом, на оси абсцисс балансовой πI -диаграммы одновременно получают данные теплового баланса всего цикла в целом.

Такая балансовая днаграмма не только наглядно показывает величины тех или иных потерь, но и дает возможность судить о некоторых путях усовершенствования цикла и их эффективности. Для примера на диаграмме (рис. 2.24) показаны изменения, которые произойдут при повышении начальных параметров пара от 3,0 МПа и 675 К до 10,0 МПа и 775 К (см. штриховую линию a'I'). Как видио из рисунка, такое повышение начальных параметров приводит к уменьшению эксергетических потерь ΔE_{ro} на величину пл. I' 1aa' и уменьшению потерь в конденсаторе δE_{κ} на пл. 277'2'. Полезная работа цикла возрастает на сумму этих площадок, эквивалентную отрезку 77' осн абсцис.

На рис. 2.25 приведена балансовая π *I*-диаграмма цикла Ренкина с регенерацией. Там же штрихпунктирной линией показана днаграмма аналогичного цикла без регенерации. Поскольку в таких циклах расход рабочего тела в отдельных процессах цикла оказывается различным, то диаграмму лучше всего строить относительно заданного количества тепла (равного отрезку 68 оси абсцисс). Количество же килограммов пара *G* для каждого из этих циклов будет соответственно другим. Этим, в частности, объясняется смещение кривой процесса перегрева пара в сравниваемых циклах (см. кривые *b1* и *b*'1).

Изобара питательной воды на участке ее подогрева в регенеративных подогревателях (линия ka) выходит за пределы днаграммы, поскольку тепло Q₁ на этот подогрев не расходуется. Ступенчатая линия над кривой ка представляет собой процессы конденсации отборного пара (в данном случае шести отборов разного давления). Заштрихованные площадки $\delta E_{n,e,r}$ — это эксергетические потери от необратимого теплообмена в регенеративных подогревателях между отборным паром и питательной водой. Заштрихованные пунктирными линиями пл. Заа' и b1b' в сумме представляют собой уменьшение эксергетических потерь ΔE_{ro} (от необратимого теплообмена между горячим источником тепла и рабочим телом), а пл. 22'7'7 — уменьшение потерь 8 Ек в конденсаторе, вызванное введением регенерации. Из этой днаграммы становится очевидным, какие потери уменьшаются и насколько и какие потери появляются дополнительно при введении регенеративного подогрева питательной воды отборным паром.

Аналогично составляют балансовые πI -диаграммы циклов конденсационных паротурбинных установок с промежуточным перегревом пара и циклов теплофикационных установок.

На рис. 2.26 показана балансовая диаграмма цикла конденсационной паротурбинной установки с начальными параметрами пара 17,0 МПа и 825 К с промежуточным перегревом пара до 810 К и шестиступенчатым регенеративным подогревом питательной воды до 515 К. Давление в конденсаторе принято 3,5 кПа. На этом рисунке кривая *ka* изображает процесс подогрева питательной воды в регенеративных подогревателях; *ab*—процесс подогрева воды и ее кипения; *bc* — процессы первичного, а *d1* — вторичного перегрева



пара; 23 — процесс конденсации пара в конденсаторе; соответственно отрезки 68 — подведенное в цикле тепло Q_1 , 67 — отводимое в цикле тепло, 78 — полезная работа всего цикла.

На рис. 2.27 приведена балансовая диаграмма цикла простейшей теплофикационной установки с противодавлением. Начальные параметры пара 13,0 МПа и 840 К, противодавление 0,5 МПа. Принятые обозначения те же, что и на рис. 2.26. Поскольку эксергия отработанного пара не является потерей, то здесь пл. 2763 представляет собой эксергию (работоспособность) пара, отдаваемую тепловому потребителю.

Если тепло отработанного пара не отдается потребителю, а нагревает сетевую воду (которую затем использует потребитель), то при этом возникают дополнительные эксергетические потери от необратимого нагрева этой воды в сетевых подогревателях, представляемых пл. 2no3. Линия оп — изобара подогрева сетевой воды.

Глава З

ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Газотурбинная установка (ГТУ) представляет собой тепловой двигатель, состоящий в простейшем случае (рис. 3.1) из воздушного компрессора K, камеры сгорания KC и газовой турбины ΓT , приводящей обычно в движение электрический генератор.

Принцип работы такой газотурбинной установки следующий: холодный воздух с параметрами p_0 , T_0 сжимается в компрессоре и подается в камеру сгорания. В нее же подается соответствующее количество топлива. Образовавшиеся продукты сгорания заданной температуры направляются из камеры сгорания в газовую турбину. Аднабатически расширяясь в турбине, продукты сгорания понижают свою температуру и выбрасываются наружу. Выработанная в газовой турбине механическая энергия с помощью генератора превращается в электрическую.

В зависимости от характера процесса горения топлива в камере сгорания все газотурбинные установки разделяют на два типа: с горением при постоянном давлении (постоянного горения) и с горением при постоянном объеме.

В первом типе установки процессы подачи воздуха, горение топлива и истечение газов непрерывны. Во втором типе камера сгорания заполняется воздухом и топливом периодически. После наполнения камера сгорания отключается, рабочая смесь зажигается, сгорает, после чего продукты сгорания выпускают в газовую турбину. Чтобы общий поток газа не прерывался, ставят параллельно несколько камер сгорания, процессы в которых смещаются по времени.

Общий поток продуктов сгорания к газовой турбине становится пульсирующим. Поэтому такие газотурбинные устаповки называют установками пульсирующего типа.

В настоящее время созданы новые конструкции газовых турбин с охлаждаемыми рабочими лопатками, в которых



температура газа может превышать допустимую температуру металла на несколько сот градусов. Такие ГТУ, имеющие начальную температуру газов до 1200°С, называют высокотемпературными.

Газотурбинные установки, тепло отработанных газов которых используется для целей теплоснабжения, называют *теплофикационными*.

Положительными особенностями газотурбинных установок по сравнению с паротурбинными являются: 1) незначительная потребность в охлаждающей воде; 2) возможность применения более высоких температур рабочего тела по сравнению с паротурбинными установками; 3) меньшие вес установки и расход металла, приходящиеся на единицу мощности; 4) возможность очень быстрого пуска и форсирования нагрузки.

Газотурбинные установки в настоящее время широко применяют в транспортной авиации, а также на перекачивающих станциях магистральных газопроводов. Газовые турбины оказываются также особенно выгодными в таких отраслях промышленности, где в ходе производства получаются горячие газы высокого давления. Утилизация энергии таких газов в газовой турбине является весьма экономичной.

Относительно малая удельная стоимость, возможность дистанционного пуска и быстрого набора мощности (т. е. малая инерционность) газотурбинных установок дают возможность широко их применять на пиковых электростанциях различных энергетических систем. Однако газотурбинные установки имеют и ряд недостатков, тормозящих их использование на базовых электростанциях большой мощности.Эти недостатки следующие: 1) большая работа, затрачиваемая на сжатие воздуха в компрессоре, и высокая температура выхлопных газов, в результате чего достигаемый электрический к.п.д. установки получается относительно низким; 2) практическая невозможность работы на твердом топливе; 3) недостаточная предельная мощность газовой турбины, не превышающая 200—300 МВт в одной установке, и резкое снижение экономичности при недогрузках.

Газотурбинные установки являются относительно молодым типом двигателей и направление их развития еще окончательно не определилось.

Первая газовая турбина, разработанная русским инженером-механиком П. Д. Кузьминским, была построена в 1897 г. и предназначалась для небольшого катера. Отличительной особенностью этой турбины являлась ее работа на смеси продуктов сгорания с водяным паром (который впрыскивался в камеру сгорания для понижения температуры газов перед турбиной). Низкий эффективный к.п.д. первых газотурбинных установок, вызываемый, главным образом, низкой пачальной температурой газов и низким к.п.д. компрессоров, длительное время препятствовал широкому их применению. Только после создания воздушных турбокомпрессоров с высоким к.п.д. и производства относительно недорогих сплавов металлов, способных длительное время работать при температурах 650—750°С, газотурбинные установки получили реальную возможность для промышленного применения.

Первую в СССР стационарную газотурбинную установку постоянного горения построил Харьковский турбогенераторный завод в 1939 г. по проекту проф. В. М. Маковского. Турбина имела две ступени скорости и развивала мощность до 400 кВт при 4800 об/мин.

В настоящее время в нашей стране работают газотурбинные установки мощностью 100 МВт производства Ленинградского металлического завода и проектной мошностью 50 МВт — Харьковского турбинного завода. Большое количество газовых турбин меньшей мощности успешно работают на перекачивающих станциях магистральных газопроводов. В последние годы все большее распространение получает комбинирование паровых и газовых турбин в парогазовых установках различных схем и типов. Имеются попытки создать также комбинированные турбины, работающие на смеси продуктов сгорания с водяным паром.

§ 3.1. Простейшие циклы ГТУ с подводом тепла при постоянном давлении

Простейший цикл газотурбинной установки постоянного давления горения показан на рис. 3.1, где точки состояния на нем соответствуют таким же точкам тепловой схемы.

Здесь процесс 12 — сжатие воздуха в компрессоре, 23 — процесс в камере сгорания (горение топлива), процесс 34 — адиабатное расширение продуктов сгорания в турбине. Замыкающим цикл процессом является охлаждение продуктов сгорания в окружающей среде при постоянном давлении. Таким образом достигается цикл, состоящий из двух изобар и двух адиабат, называемый циклом Брайтона. Работа компрессора здесь измеряется пл. 12ba, а турбины — пл. 34ab. Этот же цикл в T — s-координатах показан на рис. 3.2. Обозначение процессов соответствует рис. 3.1: подведенное тепло — пл. a23b и отведенное тепло — пл. 41ab.

При построении идеального цикла, как в p - v-, так и T - s-диаграмме, условно принимают в качестве рабочего тела идеальный газ, который в процессе горения не участвует и своего состава на протяжении всего цикла не меняет. Считается, что в камере сгорания подводится тепло q_1 от какого-то горячего источника, а в процессе 41 этот газ охлаждается, отдавая тепло q_2 окружающей среде. Все процессы цикла считают внутренне обратимыми и строят для l кг рабочего тела. В качестве определяющих параметров идеального цикла принимают степень повышения давления при адиабатном сжатии $\sigma = p_2/p_1$ и степень предварительного расширения $0 = v_3/v_2$.

Основным термодинамическим показателем эффективности цикла является его термический к.п.д.

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - T_{2cp}/T_{1cp}.$$
 (3.1)

Термический к.п.д. цикла ГТУ с подводом тепла при p = const обычно выражают как функцию степени повышения давления σ . С этой целью запишем уравнения идеального газа для процессов цикла и выразим температуры газа в точках 2, 3, 4 через температуру в точке 1.

Соответственно для процесса 12

 $T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k} = \sigma^{(k-1)/k}$ или $T_2 = T_1 \sigma^m$,

где m = (k - 1)/k;для процесса 23

 $T_3/T_2 = v_3/v_2 = \rho$ is $T_3 = T_2 \rho = T_1 \sigma^m \rho;$

для процесса 34

 $T_4/T_3 = (p_4/p_3)^m = (p_1/p_2)^m = 1/\sigma^m = \sigma^{-m}$ if $T_4 = T_1 \rho$.

Отсюда количество подводимого q_1 и отводимого q_2 в цикле тепла выразится зависимостями:

$$\begin{aligned} q_1 &= c_p \ (T_3 - T_2) = c_p T_1 \, \sigma^m \, (p-1); \\ q_2 &= c_p \ (T_4 - T_4) = c_p T_1 \ (p-1), \end{aligned}$$

где c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении. Подставляя значения q_1 и q_2 в (3.1), находим

$$\eta_t = 1 - c_p T_1 (\rho - 1) / [c_p T_1 \sigma^m (\rho - 1)].$$

Допуская затем, что теплоемкость идеального газа не зависит от температуры, получим

$$\eta_t = 1 - 1/\sigma^m = 1 - \sigma^{-m}.$$
 (3.2)

Как видно из (3.2), термический к.п.д. идеального цикла газотурбинной установки с изобарным подводом тепла целиком определяется величиной степени повышения давления σ и показателя адиабаты k. Абсолютные величины температур процессов подвода и отвода тепла здесь не имеют значения. При этом всякое увеличение σ всегда приводит к росту термического к.п.д.

Вместе с тем работа цикла с ростом σ переходит через максимум. Наличие такого максимума можно показать на примере изменения теоретической работы цикла, равной разности между теоретической работой расширения $l_{\tau t}$ и теоретической работой сжатия $l_{\kappa t}$. Для процессов идеального газа в непрерывном потоке

$$\begin{split} l_{T t} &= [k/(k-1)] \ \text{R} \ T_3 \ [1-(p_4/p_3)^m] = c_\rho T_3 \ (1-\sigma^{-m}); \\ l_{K t} &= [k/(k-1)] \ \text{R} \ T_1 \ [(p_2/p_1)^m-1] = c_\rho T_1 \ (\sigma^m-1). \end{split}$$

Отсюда теоретическая работа цикла

$$l_{\rm u\,{\it t}} = c_p T_3$$
 [1 — σ^{-m} — τ (σ^m — 1)], (3.3) где $\tau = T_1/T_3$.

101



Беря теперь производную $l_{\pi t}$ по τ , найдем такое значение σ , при котором работа цикла достигает максимума. В отличие от других оптимальных значений σ обозначим его через σ_t , тогда

$$\sigma_{t \text{ orr}} = 1/\frac{2m}{\sqrt{\tau}}.$$
(3.4)

Очевидно, величина σ_{lont} не обеспечивает максимума термического к.п.д. цикла, но дает возможность достичь наименьшего расхода газа в двигателе при заданной его мощности.

Реальный цикл той же простейшей ГТУ изображен на рис. 3.3. Количество и молекулярный состав рабочего тела в различных процессах этого цикла оказываются разными. Так, если в компрессоре (процесс 12) сжимается 1 кг чистого воздуха, а в топливном насосе — b кг топлива, то из камеры сгорания выходит (1 + b) кг продуктов сгорания, которые затем адиабатно расширяются в газовой турбине. Процесс 41 оказывается условным, поскольку в действительности отработанные газы выбрасываются, а вместо них засасывается чистый воздух (к тому же и в меньшем количестве). Подводимое тепло в цикле изображается пл. 235'6', а отводимое — пл. 4165. Площадь такого необратимого цикла, как видно, не соответствует действительному значению его полезной работы.

Действительная работа цикла $l_{\mathfrak{n}} = q_1 - q_2$ и его внутренний к.п.д. $\eta_l = l_{\mathfrak{n}}/q_1 = 1 - q_2/q_1$.



Учитывая затрату работы на сжатие топлива $l_{\rm n}$, полезную работу реального цикла можно выразить как разность между действительной работой газа в турбние и работой сжатия в компрессоре и топливном насосе $l_{\rm H} = l_{\rm T} - l_{\rm R} - l_{\rm H}$.

Выразим каждую из этих работ через ее теоретическое значение, тогда

$$l_{\rm u} = \eta_{\rm T} l_{\rm T t} - \zeta \, l_{\rm K t} \, (1/\eta_{\rm R}) - (1-\zeta) \, l_{\rm n} \, (1/\eta_{\rm H}), \qquad (3.5)$$

где η_{τ} , η_{κ} , η_{μ} — относительные к.п.д. турбины, компрессора и топливного насоса; $G_{во 3}/G_{ras} = \zeta$ — относительный расход воздуха.

Соответственно внутренний к.п.д. реального цикла.

$$\eta_l = \frac{l_{\mathrm{T}\,t}}{q_{\mathrm{I}}} \left[\eta_{\mathrm{T}} - \left(\frac{l_{\mathrm{K}\,t}}{l_{\mathrm{T}\,t}} \right) \frac{\zeta}{\eta_{\mathrm{K}}} - \frac{(1-\zeta)}{\eta_{\mathrm{H}}} \left(\frac{l_{\mathrm{H}}}{l_{\mathrm{T}\,t}} \right) \right]. \quad (3.6)$$

Зависимость реальных значений работ сжатия, расширения и работы цикла от величины σ для случая $T_{3} = 950$ K, $T_{1} = 290$ K и $\eta_{T} = \eta_{K} = \eta_{\Pi} = 0.8$ показано на рис. 3.4. Как видно, при $\sigma = 1.4$ и $\sigma = 15.0$ полезная работа цикла оказывается равной нулю. В этих случаях работа газовой турбины расходуется только на привод компрессора, а все подводимое тепло топлива в конечном итоге превращается в потери и отводится в окружающую среду. При $\sigma \approx 5$ достигается максимум полезной работы газотурбинной установки l_{Π} . Оптимальное значение σ , при котором достигается максимум работы реального цикла, можно найти приближенно, допустив $l_{\rm H} = 0$ и $\varsigma = 1$. Тогда из (3.5)

$$\partial l_{\mu}/\partial \sigma^m = c_p T_3 \left(\eta_{\tau}/\sigma_{l \text{ ont}}^{2m} - \tau/\eta_{\mathbf{k}}\right) = 0,$$

откуда оптимальная степень повышения давления, обеспечивающая максимум работы цикла,

$$\sigma_{l \text{ out}} = \sqrt[2m]{\eta_{t} \eta_{\kappa} / \tau} . \tag{3.7}$$

Поскольку при росте величины σ в условиях заданной температуры T_3 подводимое тепло q_1 монотонно уменышается, то, очевидно, будет иметь место и такое значение $\sigma_{\text{опт}}$, при котором достигается максимум внутреннего к.п.д. цикла. Зачение $\sigma_{\text{опт}}$ найдем из уравнения

$$\partial \eta_i / \partial \sigma^m = 0.$$

Принимая $l_{\rm H} = 0$ и $\varsigma = 1$, с учетом (3.6) после ряда преобразований [3] получим

$$\sigma_{\text{опт}} = \sqrt[2m]{\eta_{\text{K}}\eta_{\text{r}}/[\tau(1-\eta_{i\text{ max}})]}, \qquad (3.8)$$

где η_{imax} — максимальное значение η_i , соответствующее σ_{out} .

Сравнивая между собой (3.7) и (3.8), можно заметить, что оптимальные степени повышения давления, соответствущие максимальной удельной работе и максимальному к.п.д., не совпадают. Для рассмотренного простейшего цикла

$$\sigma_{l \text{ out}} / \sigma_{\text{out}} = \sqrt[2m]{1 - \eta_{i \text{ max}}} . \tag{3.9}$$

Наибольшее значение, при котором полезная работа цикла становится равной нулю, также можно определить аналитически:

$$\sigma_{l=0} = \sqrt[m]{\eta_{\rm r} \eta_{\rm K}/\gamma_{\rm H}}. \tag{3.10}$$

§ 3.2. Простейший регенеративный цикл

Рассматривая простейший цикл ГТУ в *T* — *s*-координатах и сравнивая его с паротурбинным циклом, легко заметить, что основным недостатком цикла ГТУ является отно-



сительно высокая средняя температура T_{2CP} отвода тепла, значительно превосходящая температуру окружающей среды (см. рис. 3.2). Наличие необратимости в процессе расширения (процесс 34) еще больше повышает температуру газов на выходе из турбины. Температура выхлопных газов (в точке 4), как правило, всегда оказывается значительно выше температуры воздуха на входе в камеру сгорания (в точке 2). На догрев сжатого воздуха до T_4 в камере сгорания затрачивается значительное количество топлива, которое можно сэкономить, если предварительно подогревать этот воздух уходящими газами из турбины. Осушествление такого подогрева представляет собой регенерацию тепла в ГТУ.

На рис. 3.5 показана схема газотурбинной установки с регенерацией и ее цикл в T — *s*-координатах. Точки *b* и *a* этого цикла соответствуют состояниям газа и воздуха при их выходе из регенеративного подогревателя. Как видио, здесь тепло топлива подводится только на участке *a3*, а отводится в окружающую среду на участке *b1*. В результате этого средняя температура подвода тепла $T_{1 cp}$ повышается, а средняя температура отвода тепла $T_{2 cp}$ понижается. Термический к.п.д. регенеративного цикла при этом значительно возрастает.

Подведенное в цикле тепло

$$q_1 = c_p (T_3 - T_a),$$

отведеннсе тепло

$$q_2 = c_p \left(T_b - T_1 \right)$$

и работа цикла

$$l_{\mathfrak{u}} = c_p \ (T_{\mathbf{s}} - T_a - T_b + T_{\mathfrak{l}}).$$

Отношение величины действительного повышения температуры воздуха от регенеративного подогрева его уходящими газами ($T_a - T_2$) к максимально возможному ($T_a' - T_2$) называют степенью регенерации:

$$\mu = (T_a - T_2)/(T_a' - T_2).$$

Максимальное значение температуры регенеративного подогрева воздуха T_a' , очевидно, будет равно температуре в точке 4 (т. е. $T_a' = T_4$). При этом

$$\mu = (T_a - T_2)/(T_4 - T_2). \tag{3.11}$$

Термический к.п.д. простейшего регенеративного цикла идеального газа найдем следующим путем. Выразим температуры в точках a и b через T_2 , T_3 и T_4 и степень регенерации μ . С учетом (3.11) получим:

$$\begin{aligned} q_{1} &= c_{p} \ \left[(T_{3} - T_{2}) - \mu \ (T_{4} - T_{2}) \right], \\ l_{\mu} &= c_{p} \ (T_{3} - T_{4} - T_{2} + T_{1}). \end{aligned}$$

При этом термический к п.д. регенеративного цикла

$$\eta_{t\mu} = (T_3 - T_4 - T_2 + T_1)/[T_3 - T_2 - \mu (T_4 - T_2)].$$

Учитывая, что

$$T_2/T_1 = \sigma^m = T_3/T_4,$$
 (3.12)

а также используя обозначение $v_3/v_2 = 0$, которое для рассматриваемого цикла равно отношению T_3/T_2 , окончательно получим

$$\gamma_{lt\mu} = (\rho - 1) \ (\sigma^m - 1) / [\sigma^m \ (\rho - 1) - \mu \ (\rho - \sigma^m)].$$
 (3.13)

Формула (3.13) является общей как для регенеративных, так и для нерегенеративных циклов. Действительно, при $\mu = 0$ с учетом (3.12) она примет вид:

$$\eta_t = 1 - 1/\sigma^m = 1 - T_1/T_2, \qquad (3.14)$$

т. е. такой же, как и (3.2) для нерегенеративного цикла. В случае идеальной регенерации, т. е. при $\mu = 1$, соответственно получим

$$\eta_{t \text{ per}} = 1 - 1/\rho.$$
 (3.15)

106



Отсюда видно, что термический к.п.д. цикла ГТУ с идеальной регенерацией полностью определяется величиной степени предварительного расширения. Выражая теперь ρ через температуры процесса отвода тепла, из соотношения $T_4 = \rho T_1$ находим

$$\eta_{t \text{ per}} = 1 - T_{1}/T_{4}. \tag{3.16}$$

Сравнивая (3.16) с (3.15), легко заметить, что возможность повышения термического к.п.д. газотурбинного цикла введением регенерации целиком определяется отношением температуры $T_4 \ \kappa \ T_1$.

Максимальное значение термического к.п.д. газового цикла, как было показано в гл. 1, может быть получено в полностью регенеративном изотермическом цикле ГТУ (рис. 3.6). Здесь изобарные процессы 41 и 23 осуществляются при обратимом регенеративном теплообмене. Подведенное тепло q_1 равно пл. 3487 и отводимое тепло — пл. 1256. Как видно из рисунка, в этом цикле

$$T_2 = T_1 = T_{\min}$$
 и $T_4 = T_3 = T_{\max}$

и его термический к.п.д. достигает максимума:

$$\eta_t = 1 - T_{\min}/T_{\max} = \eta_t \max.$$
 (3.17)

К этому следует добавить, что при осуществлении приведенного цикла в том же диапазоне температур (T_{\min} и T_{\max}), но без регенерации его термический к.п.д. η_t будет очень низким. Это объясняется тем, что при отсутствии регенерации тепло q_1 увеличится почти в два раза и станет равным пл. 23485, а работа цикла останется той же (пл. 1234).

§ 3.3. Работа сжатия в компрессоре и пути ее уменьшения

В газотурбинных установках применяют, как правило, турбокомпрессоры, конструктивно подобные газовым турбинам, с тем лишь различием, что рабочие лопатки сжимают воздух (или газ), затрачивая на это определенную работу от приводного двигателя (газовой турбины).

Как и для всех типов нагнетателей, в которых осуществляется непрерывный поток сжимаемости газа, работа компрессора определяется зависимостью

$$l_{\kappa} = i_2 - i_1 + q_{\rm ox}, \qquad (3.18)$$

где i_1 и i_2 — начальная и конечная энтальпия сжимаемого газа; q_{ox} — отведенное тепло охлаждения в процессе сжатия.

При обратимом адиабатном сжатии идеального газа, подчиняющегося уравнению $pv^k = \text{const}$, формула (3.18) принимает вид

$$l_{\kappa t} = [k/(k-1)] \ \mathrm{R} \ T_1 \ [(p_2/p_1)^{(k-1)/k} - 1].$$
 (3.19)

Соответственно при политропном сжатии ($p\sigma^n = \text{const}$)

$$l_{\kappa} = [n/(n-1)] \ \mathrm{R}T_{\mathbf{1}} \ [(p_2/p_1)^{(n-1)/n} - 1].$$
 (3.20)

Адиабатный и возможные политропные процессы показаны в p — v-координатах на рис. 3.7. Здесь обратимый адиабатный процесс представляет кривая 12_s . Кривая 12' — политропное сжатие с охлаждением. Кривая 12_t — изотермическое сжатия при $T_1 = T_2 = \text{const.}$ Работа изотермического сжатия соответствует заштрихованной пл. $12_t ba$. Кривая 12 представляет адиабатный процесс сжатия с трением. Затрачиваемая работа в этом процессе будет равна пл. 12ba. Как видно, появление трения увеличивает работу сжатия, а наличие охлаждения ее уменьшает. В пределе при самом сильном охлаждении, когда сжатие происходит по изотерме $T_1 = \text{const.} paбота сжатия станет минимальной и равной заштрихованной пл. <math>12_t ba$.

В реальных условиях работы компрессоров невозможно осуществлять непрерывное охлаждение сжимаемого газа



внутри компрессора. Для охлаждения необходимо выводить газ в специальные «холодильники» (охладители). При этом можно приблизить весь процесс сжатия к изотермическому, если применить многоступенчатое сжатие с многократным промежуточным охлаждением. Схема компрессора с трехступенчатым сжатием и двукратным промохлаждением, его процессы в p - v-координатах показаны на рис. 3.8. Здесь обозначение соответственных точек состояния газа на диаграмме и на схеме принято одинаковым. Через K_1 , K_2 и K_3 обозначены компрессоры первой, второй и третьей степеней сжатия. Процессы 2'1' и 2''1'' промежуточного охлаждения осуществляются при постоянном давлении $(p_1' = p_2' \, u \, p_2'' = p_1'')$.

Сжатие в компрессоре каждой ступени адиабатное и соответствует кривым 12', 1'2" и 1"2"". В результате уменьшения объемов газа его работа сжатия от охлаждения уменьшается. Общий выигрыш работы такого трехступенчатого сжатия, по сравнению с одноступенчатым, измеряется заштрихованной на рис. 3.8 площадкой $\Delta l_{\rm k}$. Чем больше ступеней сжатия (z) и охлаждения, тем ближе станет ломаная кривая действительного процесса сжатия к изотерме T_1 = const.

При изотермическом сжатии идеального газа работа сжатия численно равна теплоте охлаждения, т. е.

$$l_{\mathbf{k},\mathbf{f}} = \mathrm{R} T_1 \ln (p_2/p_1) = q_{\mathrm{ox}}.$$
 (3.21)

Энтальпия i_2 в конце сжатия оказывается равной его



энтальнии i_1 в начале сжатня. Для реальных газов i_2 несколько больше i_1 .

Процесс многоступенчатого компрессора в *T* — *s*-диаграмме показан на рис. 3.9. Обозначение точек здесь соответствует рис. 3.8. Заштрихованные пл. *a2'1'b* н *b2"1"с* представляют тепло охлаждения, отводимое в первом и втором промежуточных охладителях. Выигрыш работы от введения трехступенчатого сжатия с промохлаждением измеряется верхней незаштрихованной пл. *2'2*_s2"'1"2"1'2'.

Теоретическую работу многоступенчатого компрессора найдем как сумму работ сжатия в каждой ступени, определяемых по (3.19). Соответственно при трех ступенях сжатия

$$l_{xy} = \mathbb{R} T_{1} \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_{2}'}{p_{1}} \right)^{(k-1)/k} + \left(\frac{p_{2}'}{p_{1}'} \right)^{(k-1)/k} + \left(\frac{p_{2}}{p_{1}'} \right)^{(k-1)/k} - \left(\frac{p_{2}}{p_{1}'} \right)^{(k-1)/k} - \left(\frac{p_{2}}{p_{1}'} \right)^{(k-1)/k} \right]$$
(3.22)

где p_2 — давление на выходе из последней ступени сжатия, или для *г* ступеней сжатия

$$\boldsymbol{l}_{\mathrm{RS}} = (\mathrm{R} \ T_{1}/m) \left[\sum_{i=1}^{z} \boldsymbol{\sigma}_{i}^{m} - z \right], \qquad (3.23)$$

где $\sigma_i = p_{i+1}/p_i$ — степень сжатия в *i*-й ступени.

110

Поскольку в (3.22) величины R, T_1 , k и z являются постоянными, работа $l_{\kappa\Sigma}$ и ее изменение зависит от распределения давлений по ступеням сжатия.

Выбирая оптимальные значения σ_i и снижая T_1 , можно уменьшить $l_{\kappa\Sigma}$.

Как показал В. С. Мартыновский [2], уменьшение работы компрессора путем понижения T_1 с помощью специальных холодильных установок оказывается особенно выгодным при использовании для выработки холода теплоты уходящих газов ГТУ. Приэтом возрастают и производительность компрессора и мощность всей установки.

Уменьшение $\Sigma \sigma_i^m$ при заданной величине общей степени повышения давления $\sigma_{obm} = p_2/p_1$ достигается оптимальным распределением общей степени повышения давления между ступенями компрессора.

Оптимальное значение σ_i для каждой ступени компрессора найдем в данном случае по методу Лагранжа из системы уравшений:

$$\partial \Sigma \sigma_i^m / \partial \sigma_1 = 0; \partial \Sigma \sigma_i^m / \partial \sigma_2 = 0; \dots; \quad \partial \Sigma \sigma_i^m / \partial \sigma_s = 0 \quad (3.24)$$

при уравнении связи

$$\sigma_1 \sigma_2 \dots \sigma_z = \sigma_{\text{obm}} = \text{const.} \tag{3.25}$$

Решение системы этих уравнений дает

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \ldots = \sigma_z = \sqrt[2]{\sigma_{oom}}. \tag{3.26}$$

Соответствующая оптимальным степеням сжатия минимальная работа компрессора

$$l_{\text{K}\Sigma\min} = z \ \left(\text{R}T_{\text{t}}/m\right) \left[\left(\sqrt[2]{\sigma_{\text{o}6\text{u}}} \right) - 1 \right]. \tag{3.27}$$

Формула (3.27) оказывается справедливой и для политропных процессов сжатия, если в ней вместо *m* подставить

$$m'=(n-1)/n,$$

где *n* — показатель политропы сжатия.

§ 3.4. Сложные циклы газотурбинных установок

Цикл с многоступенчатым сжатием. На рис. 3.10 приведены схема и цикл ГТУ с изобарным подводом тепла, двухступенчатым сжатием и регенерацией. Как видно из рисун-



ка, отводимое тепло q_2 состоит из суммы потерь тепла с уходящими газами q_{yx} и потерь тепла на охлаждение воздуха q_{ox} . При одноступенчатом сжатии (процесс 12') потери с уходящими газами больше на Δq_{yx} , а тепло регенерации значительно меньше, хотя температура регеперативного подогрева воздуха T_a в обоих случаях остается одинаковой. Одинаковой будет и средняя температуры подвода тепла (на участке *а*3). Однако средняя температура отвода тепла при двухступенчатом сжатии значительно меньше, поскольку температура уходящих газов снизится от точки *b*' до точки *b*. Такое снижение T_{yx} вызвано тем, что температура воздуха после компрессора при двухступенчатом сжатии ниже, чем при одноступенчатом.

Термический к.п.д. регенеративного цикла с двухступенчатым сжатием в компрессорах K_1 и K_2 и промежуточным охлаждением

$$\eta_t = 1 - (q_{yx} + q_{ox})/q_1.$$

Аналогично при трехступенчатом сжатии с промежуточным охлаждением

$$\eta_t = 1 - (q_{yx} + q_{ox} + q_{ox})/q_1,$$

где q_{ox}' и q_{ox}'' — соответственно отводимое тепло в первом и втором промежуточном охладителе воздуха.

При *z* ступенях сжатия число ступеней охлаждения будет (z - 1), н формула термического к.п.д. такого цикла при-
мет вид

$$\eta_t = 1 - \left(q_{yx} + \sum_{1}^{z-1} q_{ox} \right) / q_1.$$
 (3.28)

Очевидно, что чем больше z, тем меньше потери тепла с уходящими газами q_{yx} и тем больше станет Σq_{ox} ; однако их сумма уменьшится.

Потери тепла с охлаждением Σq_{0x} зависят не только от числа ступеней охлаждения, но и от распределения общей степени сжатия по ступеням. При оптимальном распределении температуры воздуха на входе в каждую ступень сжатия одинаковы. Соответственно температуры воздуха после сжатия в каждой ступени при равных σ_i также будут одинаковы, а температура уходящих газов оказывается равной температуре воздуха на входе в регенератор.

Следовательно, в таком цикле

$$T_{b} = T_{2} = T_{x}; \ q_{ox} = c_{p} (T_{x} - T_{y}) = c_{p} (T_{2} - T_{1});$$
$$q_{yx} = c_{p} (T_{b} - T_{1}) = c_{p} (T_{2} - T_{1}).$$

Подставляя в (3.28) q_{0x} и q_{yx} , с учетом равенств $q_1 = c_p(T_3 - T_a)$ и $T_a = T_4$ получим

$$\eta_t = 1 - 2 (T_2 - T_1)/(T_3 - T_4).$$
 (3.29)

Цикл с многоступенчатым подводом тепла. На рис. 3.11 приведена тепловая схема газотурбинной установки постоянного горения с двукратным подводом тепла. Здесь KC_1 и KC_2 первая и вторая камеры сгорания; $TB\mathcal{A}$ и $TH\mathcal{A}$ газовые турбины высокого и низкого давлений. Регенеративный цикл, по которому работает эта установка, в p - v и T — s-диаграммах показан на рис. 3.12. Термический к.п.д. такого цикла

$$\eta_t = 1 - q_{yx} / (q_1 + q_1), \qquad (3.30)$$

где q_1' и q_1'' — подводимое тепло в первой и второй камерах сгорания.

Из рис. 3.12 видно, что введение вторичного подвода тепла увеличивает площадь цикла ГТУ па $\Delta l_{\rm q}$, а теплоту регенерации на $\Delta q_{\rm per}$. Температура газов на выходе из регенератора (точка b) остается в обонх случаях одинаковой. Действительно, при заданиом значении температуры газа в точке 3 введение вторичного подвода тепла в процессе xy сместит точку состояния отработанного газа на изобаре



 $p_1 = p_4$ вправо (от 4' до 4) и повысит температуру газов на выходе из турбины. Соответственно повысится температура регенеративного подогрева воздуха и уменьшится количество тепла, подводимое в первой камере сгорания q_1' . Темперагура уходящих газов, поскольку она определяется температурой воздуха на выходе из компрессора, не изменится. Количество подводимого тепла и в первой q_1' и во второй q_1'' камерах сгорания зависит от положения процесса xy, определяемого величиной давления p_{xy} . Чем выше это давление, тем меньше тепла q_1'' подводится, тем ниже температура в точке 4 и тем больше тепла q_1' нужно подводить. Термодинамически наивыгоднейшее давление вторичного подвода тепла p_{xy} находят обычно из условия достижения максимума термического к.п.д. цикла η_1 .

Термический к.п.д. рассматриваемого цикла с двукратным подводом тепла и регенерацией с учетом равенств $q_1 = l_{\pi} + q_{yx}$ и $l_{\pi} = l_{TBA} + l_{THA} - l_{\kappa}$ составит

$$\eta_t = (l_{\text{TB}\mathcal{I}} + l_{\text{TH}\mathcal{I}} - l_{\kappa})/(l_{\text{TB}\mathcal{I}} + l_{\text{TH}\mathcal{I}} - l_{\kappa} + q_{yx}),$$
 (3.31)

где $l_{\text{ТВД}}$ и $l_{\text{ТНД}}$ — теоретическая работа газовых турбин высокого и низкого давлений; q_{yx} — отводимое тепло с уходящими газами.

Поскольку при наличии регенерации и заданном $\sigma_{\rm ofm}$ величина $q_{\rm yx}$ и работа компрессора $l_{\rm K}$ не зависят от введения вторичного подвода тепла, то максимум η_t всегда соответствует максимуму суммарной работы турбин $l_{\rm T} = l_{\rm TBQ} + l_{\rm THQ}$.



Рис. 3.12

Для рассматриваемого цикла

$$\begin{split} l_{\mathrm{TB}\mathrm{I\!I}} &= (\mathrm{R} \ T_3/m) \ |1 - (p_{_X y}/p_3)^m|, \\ l_{\mathrm{TH}\mathrm{I\!I}} &= (\mathrm{R} \ T_4/m) \ |1 - (p_4/p_{_X y})^m|. \end{split}$$

При равенстве конечных температур подогрева газа $T_{y} = T_{3}$ получим

$$l_{\text{TB}\mathcal{I}} + l_{\text{TH}\mathcal{I}} = (\text{R} T_3/m) [2 - (p_{xy}/p_0)^m - (p_4/p_{xy})^m] = l_1.$$

Общую степень расширения газа выразим через степени расширения в *ТВД* и *ТНД*:

 $\sigma_{00in} = \sigma_n \sigma_B = \text{const},$

где $\sigma_{\rm xy} = p_{\rm xy} / p_{\rm 3}, \ \sigma_{\rm B} = p_{\rm 4} / p_{\rm xy}.$

Из последних двух уравнений с помощью метода Лагранжа находим

$$\sigma_{\rm H} = \sigma_{\rm B} = (p_{\rm xy}/p_{\rm 3})_{\rm out} = (p_{\rm 4}/p_{\rm xy})_{\rm out} = \sqrt{\sigma_{\rm obut}}, \qquad (3.32)$$

откуда оптимальное давление вторичного подвода тепла

$$p_{xy} = V \overline{p_3 p_4} \,. \tag{3.33}$$

Соответственно для *z* ступеней расширения в общем виде аналогично (3.26)

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \ldots = \sigma_z = \sqrt[2]{\sigma_{\text{ofm}}}.$$
 (3.34)

115

При этом суммарная максимальная работа газовой турбины

$$l_{\rm T max} = z \ ({\rm R} \ T_{\rm 3}/m) \left[1 - \left(\sqrt[-z]{\sigma_{\rm ofm}} \right)^m \right]. \tag{3.35}$$

Количество тепла, подводимое к газу в первой и второй камерах сгорания, в данном случае

$$q'_{1} = q'_{1} = c_{\rho}T_{3} \left[1 - \left(\sqrt{r_{obm}} \right)^{m} \right],$$

а их сумма

$$q'_{1} + q'_{1} = 2c_{p}T_{3}\left[1 - \left(\frac{r}{V} \sigma_{o 6ut}\right)^{m}\right] = q_{1}.$$

Аналогично для z ступеней подвода тепла

$$q_{1} = zc_{p}T_{3}\left[1 - \left(\sqrt[p]{\sigma_{ofur}}\right)^{m}\right].$$
(3.36)

Сравнивая между собой (3.35) и (3.36), с учетом равенства $c_p = R/m$ найдем, что для обратимого цикла ГТУ с многоступенчатым подводом тепла и идеальной регенерацией максимальная работа турбины $l_{\rm T \ max}$ численно равна подведенному теплу q_1 . Отводимое в цикле тепло $q_2 = l_{\rm k}$.

Максимальное значение термического к.п.д. для такого цикла

$$\eta_{t \max} = (l_{\rm T} \max - l_{\rm K} \min)/q_1 = 1 - l_{\rm K} \min/l_{\rm T} \max. \quad (3.37)$$

Цикл ГТУ с многоступенчатым сжатием и многоступенчатым подводом тепла. Одновременное применение многоступенчатого сжатия и многоступенчатого подвода тепла приводит к достижению наибольшего значения термического к.п.д. цикла. Идеальный цикл ГТУ постоянного горения с трехступенчатым сжатием и двухступенчатым подводом тепла в T — s-координатах показан на рис. 3.13. Как видно из рисунка, в этом цикле соблюдено оптимальное распределение сжатия между компрессорами и оптимальное распределение расширения газамежду турбинами при 100% -ной степени регенерации. Условия оптимального распределения сжатия и расширения здесь остаются точно такими же, как и в циклах, имеющих только многоступенчатое сжатие или только многоступенчатый подвод тепла. Подведенное тепло в таком цикле

$$q_{i} = q_{1} + q_{1}^{"} = c_{\rho} (T_{3} - T_{a}) + c_{\rho} (T_{y} - T_{x}).$$



Отводнмое тепло

$$egin{aligned} q_2 &= q_{yx} + q_{ox} + q_{ox} = c_p \ (T_b - T_1) + c_p \ (T_a - T_eta) + c_p \ (T_{a'} - T_{eta'}). \end{aligned}$$

При оптимальном распределении сжатня по ступеням компрессора и расширения по частям турбины при $T_3 = T_y$ имеем:

$$\begin{split} T_a = T_x = T_4; \ T_8 = T_{3'} = T_1; \ T_2 = T_{a'} = T_a = T_b; \\ q_1 = 2c_p \ (T_3 - T_4) \ \text{if} \ q_2 = 3 \ (T_2 - T_1). \end{split}$$

В соответствии с приведенными равенствами адиабатные работы турбины и компрессора

$$l_{\rm T} = 2c_p(T_3 - T_4) = q_1; \quad l_{\rm K} = 3c_p \ (T_2 - T_1) = q_2.$$
 (3.38)

При *г*_т ступенях нодвода тепла и *г*_к ступенях сжатия

$$l_{\rm T} = z_{\rm T} \ c_{\rho} \ (T_{\rm 3} - T_{\rm 4}) = q_{\rm 1};$$

$$l_{\rm K} = z_{\rm K} c_{\rho} \ (T_{\rm 2} - T_{\rm 1}) = q_{\rm 2}.$$
 (3.39)

Максимальное значение термического к.п.д. цикла в этом случае

$$\eta_t = 1 - \frac{l_{\kappa}}{l_{\rm T}}.$$

117

Подставляя сюда значения l_{κ} и l_{τ} из (3.39), в общем виде получим

$$\eta_t = 1 - z_{\kappa} (T_2 - T_1) / [z_T (T_3 - T_4)]. \quad (3.40)$$

Реальные циклы газотурбинных установок с многоступенчатым сжатием и многоступенчатым подводом тепла отличаются от изображенного на рис. 3.13 тем, что у них, как правило, $T_{\beta} = T_{\beta'} > T_1$; $T_{\gamma} < T_3$ и $T_4 < T_x$.

Вследствие пеполноты регенерации, вызванной наличием температурных напоров в регенераторе ΔT и различными значениями теплоемкостей воздуха и отработанных газов, пмеем $T_a < T_4$ и $T_b > T_2$. Соответственно этому значение термического к.п.д. несколько снижается и нарушается равенство (3.39).

В сложных циклах газотурбинных установок, имеющих несколько ступеней сжатия и подвода тепла, а также регенеративный подогрев воздуха, параметры цикла оказываются взаимосвязанными. Оптимальная величина одного параметра зависит от принятых значений других параметров цикла. Если при каких-то значениях всех прочих параметров найдем оптимальную величину искомого параметра *x*, то, изменив величину какого-нибудь зависимого параметра *y*, найденное значение *x*, как правило, перестает быть оптимальным. Для правильного решения задачи нужно все взаимосвязанные параметры определять одновременно так, чтобы оптимальное значение искомого параметра находилось при оптимальных для него величинах всех прочих параметров.

Поставленная задача может быть решена аналитически, если только выразить в математической форме все существующие взаимосвязи между параметрами и к.п.д. цикла.

Решение подобной задачи дано в [5] для реального цикла, нзображенного на рис. 3.14, газотурбинной установки MBTV, состоящей из четырех компрессоров и четырех газовых турбин с частичной регенерацией. Изложенный в [5] метод оптимизации дает возможность найти максимальное значение внутреннего к.п.д. реального цикла η_i в задашных условиях работы при оптимальных значениях его параметров. Гидравлические сопротивления в холодильниках и регенераторе учитываются соответствующим снижением величин внутренних относительных к.п.д. компрессора и турбины.



§ 3.5. Высокотемпературные и другие циклы ГТУ постоянного горения

Циклы с высокотемпературным сжатием. Как уже было показано, чем выше среднетермодинамическая температура подвода тепла в цикле T_{1cp} , тем выше его термический к.п.д. и тем, как правило, выше эффективный к.п.д. установки.

Величина T_{1cp} соответствует средней величине между верхней температурой цикла $T_3 = T_{max}$ и температурой начала подвода тепла топлива T_{may} . При наличии регенерации T_{may} представляет температуру регенеративного подогрева воздуха отработанными газами, а при ее отсутствии — температуру конца сжатия воздуха в компрессоре T_2 . При очень высоких степенях сжатия достигается высокая T_2 , превышающая температуру уходящих газов T_4 (рис. 3.15, *a*). В этом случае регенерация оказывается невозможной. Низкая температура уходящих газов T_{yx} в этом случае обеспечивается большой степенью расширения газа.

Применяя сверхвысокие давления в конце сжатия (до 15,0 МПа), можно осуществить многократный подвод тепла в цикле без регенерации при умеренных значениях температуры уходящих газов. В таких случаях оказывается выгодным сочетание промежуточного охлаждения в области низких давлений сжимаемого воздуха с высокотемпературным сжатием в зоне высокого давления. Эффективный к.п.д. газотурбинных установок при работе по циклу, изображенному на рис. 3.15, *б*, может достигать 35—38% и более.

Вместе с тем циклы с высокотемпературным сжатием оказываются весьма чувствительными к внутренним потерям при сжатии и расширении. Высокий эффективный к.п.д. и экономическая целесообразность их осуществления достигаются только при значениях η_{0i} компрессора и газовых турбин не ниже 0,9. Чем выше значения указанных к.п.д., тем выше эффективность таких циклов по сравнению с обычными.

Циклы высокотемпературных ГТУ с охлаждаемыми турбинами. Стремление повысить термический к.п.д. циклов газотурбинных установок привело к применению сверхвысоких температур газа на входе в газовые турбины, доходящих до 1100—1200°С. Однако поскольку рабочие лопатки турбины по условию механической прочности применяемых сталей не позволяют поднять их температуру выше 600— 650°С, становится обязательным охлаждение металла проточной части таких турбин.

В настоящее время разработано большое количество систем охлаждения, которые можно разбить на три группы: внешнее охлаждение лопаток и сопел; внутреннее охлаждение (воздушное или жидкостное); охлаждение теплоотводом в корень лопаток. Наилучшими являются первые две группы способов, позволяющие поднять начальную температуру газа до 1100—1200°С и даже до 1300°С при жидкостном охлаждении. Охлаждение теплоотводом в корень лопаток применимо только при температуре газа, не превышающей 800—900°С.

В высокотемпературных газовых турбинах потери тепла на охлаждение зависят от температуры газов и допустимой температуры поверхности лопаток и доходят до 5—8% от используемого теплоперепада. Это приводит к тому, что для каждого типа такой ГТУ появляется предельная верхияя температура газов, превышение которой дает пережог топлива.

На рис. 3.16 приведены две принципиальные схемы высокотемпературных газотурбинных установок с охлаждаемыми турбинами, отличающиеся между собой системами охлаждения. В схеме 3.16, *а* охлаждение рабочих и направляющих лопаток производится с помощью встроенного в газовую турбину охладителя (воды или пара), а в схеме на рис. 3.16, δ — с помощью «холодного» воздуха,



отбираемого после компрессора перед регенератором. Этот воздух после охлаждения лопаток смешивается с продуктами сгорания, работающими в турбние, и участвует затем в работе последующих ступеней. В обоих случаях рабочий процесс в турбние отличается от обычного (аднабатного) наличием участка с уменьшением энтропии.

На рис. 3.17 показан реальный цикл 1234 таких установок, где штриховой линией нанесены изоэнтропы сжатия 12_s и расширения 34_s . Штриховая линия 34 соответствует аднабатному расширению с трением при отсутствии охлаждения проточной части турбины. Как видно из рисунка, наличие охлаждения вызывает смещение кривой процесса расширения влево и приводит к понижению температуры газов на выходе из турбины от $T_{4'}$ до T_4 . При наличин регенерации это приводит к уменьшению величины $q_{\rm per}$ (на $\Delta q_{\rm per}$), снижению температуры воздуха перед камерой сгорания и соответствующему увеличению подводимого тепла q_1 . Дополнительный расход тепла топлива Δq_1 равен величине эштальпии отработанных газов:

$$\Delta q_{i} = \Delta q_{per} = c_{p} \ (T_{4'} - T_{4}), \qquad (3.41)$$

где c_p — средняя теплоемкость отработанных газов на участке 44'.

Отведенная теплота при охлаждении лопаток q_{0x} равна пл. 3455'4', т. е. больше Δq_{per} на величину, соответствующую пл. 434'.

Работа газовой турбины по балансу энергии

$$l_{\mathrm{T}} = i_3 - i_4 - q_{\mathrm{ox}}.$$

Работа компрессора, как и для обычных циклов

$$l_{\mathbf{H}} = i_2 - i_1.$$

Подведенное в цикле тепло топлива

$$q_1 = i_3 - i_a = c_p (T_3 - T_a).$$

Соответственно этому внутренний к.п.д. цикла

$$\eta_i = (l_{\rm T} - l_{\rm K})/q_{\rm I} = [(i_{\rm 3} - i_{\rm 4} - q_{\rm ox}) - (i_{\rm 2} - i_{\rm I})]/(i_{\rm 3} - i_{\rm a}). \quad (3.42)$$

Вся трудность расчета по (3.42) заключается в определении действительного значения энтальпии l_4 , зависящей от величины трения и охлаждения на каждом элементе процесса расширения. При расчете реальных циклов эта трудность может быть преодолена, если допустить, что рабочий процесс 34 осуществляется в турбине с бесконечным числом ступеней [6]. Тогда действительная работа потока в ступени при расширении газа на величину *dp* составит

$$dl = -\eta_n v dp \approx \eta_n dh_s$$
,

где η_п — относительный к.п.д. процесса расширения, называемый часто политропным к.п.д.; *dh*_s — изоэнтропный перепад.

Количество тепла, отведенное на охлаждение, можно считать пропорциональным разности температур между газом и охлаждаемой поверхностью лопатки ($T - T_n$), т. е.

$$dq_{\rm ox} = -c \ (T - T_{\rm n}) \ vdp,$$

где с — коэффициент интенсивности охлаждения.

Согласно первому закону термодинамики

$$di = -dq_{\rm ox} - dl,$$

или с учетом выше приведенного

$$di = [\eta_n + c \ (T - T_n)] \ vdp = c_p dT.$$

Считая c_p и c постоянными и допуская $pv = \mathbb{R}T$, получим

$$dp/p = c_p dT / \{ R T [\eta_n + c (T - T_n)] \}$$

и после интегрирования

$$(p_{3}/p_{4})^{m} (\eta_{\Pi} - cT_{\pi}) = \{T_{3} [\eta_{\pi} + c (T_{4} - T_{\pi})]\} / [T_{4} [\eta_{\pi} + c (T_{3} - T_{\pi})]].$$

$$(3.43)$$

Учитывая, что отношение p_3/p_4 является степенью рас-

ширения σ, из (3.43) найдем значение температуры газа на выходе из охлаждаемой турбины

$$T_{4} = T_{3} / [\sigma^{m} (\eta_{\Pi} - cT_{\pi}) (1 + \varphi) - \varphi]; \qquad (3.44)$$

где $\phi = cT_3/(\eta_{\pi} - cT_{\pi})$.

Действительную работу газа в турбине выразим с помощью политропного к.п.д. η_п:

 $dl = -\eta_{n} v dp = \eta_{n} RT \ (d\sigma/\sigma).$

Интегрируя dl в пределах от T_3 до T_4 и затем подставляя сюда значение T_4 из (3.44), получим

$$l_{\mathbf{T}} = \eta_{\mathbf{n}} \ (c_{\rho}/c) \ \ln \ [1 + \varphi \ (1 - \sigma^{-m'})], \tag{3.45}$$

где $m' = [(k-1)/k](\gamma_{ln} - cT_n).$

Работа компрессора определяется так же, как и для ГТУ с неохлаждаемой турбиной, т. е.

$$l_{\kappa} = (c_p/\eta_{\kappa}) T_1 (\sigma^m - 1).$$
 (3.46)

При этом формула внутреннего к.п.д. реального цикла ГТУ с охлаждаемой турбиной примет вид:

$$\eta_{t} = \{\eta_{n} \ (c_{p}/c) \ \ln \ [1 + \varphi \ (1 - \sigma^{-m^{2}})] - (c_{p}/\eta_{R}) \ T_{t} \ (\sigma^{m} - 1)\}/[c_{p} \ (T_{3} - T_{a})].$$
(3.47)

Формула (3.47) позволяет найти оптимальное значение степени повышения давления $\sigma_{0n\tau}$, при котором достигается максимальный внутренний к.п.д. цикла ГТУ. Решение такой задачи относится к специальному курсу газовых турбин.

Важной особенностью циклов охлаждаемых ГТУ является наличие оптимального значения верхней температуры цикла T_3 . Это объясняется тем, что повышение T_3 не только увеличивает используемый в турбине $h_{\rm T}$, но обязательно вызывает необходимость усиления охлаждения лопаток и увеличение $q_{\rm ox}$.

Различное увеличение h_{τ} и q_{ox} , происходящее при повышении T_3 , приводит к наличию оптимального значения этой температуры, при котором достигается максимум внутреннего к.п.д. цикла. Очевидно, что для каждой системы охлаждения, т. е. для каждой зависимости $q_{ox} = f(T_3)$, будет свое оптимальное значение T_3 . Например, уже при $T_3 =$ = 1500 К влияние q_{ox} оказывается настолько большим, что дальнейшее увеличение T_3 не приводит к повышению



 η_i . Аналогичным оказывается влияние увеличения числа ступеней отвода тепла *z*: чем больше *z*, тем больше q_{ox} . Это приводит к тому, что в циклах охлаждаемых ГТУ применяют только однократный подвод тепла.

Особенности расчета реальных высокотемпературных процессов в газовых циклах. В технической термодинамике при анализе циклов, как правило, рассчитывают работу, теплоту и термические к.п.д. циклов применительно к идеальным газам, теплоемкость которых не зависит от температуры, а состав газа во всех точках цикла считают неизменным. Такие допущения дают возможность получать относительно простые формулы, устанавливающие главные связи между основными показателями циклов. Однако результаты расчетов, получаемые по этим формулам, существенно отличаются от действительных. Это объясняется прежде всего неучетом зависимости теплоемкости реальных газов от температуры и давления. Чем выше температура газа, тем больше оказывается его теплоемкость. Кроме того, при высоких температурах (особенно выше 1500 К) газы частично диссоциируют. Существенную погрешность вызывает и неучет изменения состава рабочего тела в процессе подвода тепла (в камере сгорания). Так, например, при расчете цикла ГТУ со степенью повышения давления $\sigma = 8$ неучет указанных факторов завышает расчетное значение термического к.п.д. по сравнению с действительным на несколько процентов.

Влияние указанных факторов можно учесть, если пользоваться для расчетов *i* — *s*-диаграммами воздуха и продуктов сгорания. При этом для каждого состава продуктов сгорания надо иметь свою диаграмму.

В практических расчетах циклов газотурбинных установок достаточно учитывать зависимость теплоемкости газов только от температуры, считая газ идеальной смесью соответствующих продуктов сгорания (N₂, CO₂, O₂, CO, H₂O и т. п.).

Рассмотрим пример такого расчета [7]. Примем в качестве единицы рабочего тела 1 моль вещества, для которого уравнение состояния

$$pV_{\mu} = \mu R T.$$

Несмотря на то, что теплоемкость меняется, можно считать

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu \mathbf{R}.$$

Техническая работа в турбине (при однократном расширении)

$$L = -\int_{1}^{2} V_{\mu} \, dp = I_{1} - I_{2}, \qquad (3.48)$$

где

$$I=\int_0^t \mu c_p dT.$$

Изменение энтропии при условии обратимости процессов

$$dS = \mu c_p \left(\frac{dT}{T} \right) - \mu R \left(\frac{dp}{p} \right),$$

а после интегрирования

$$S_1 - S_2 = \int_2^1 \mu c_p (dT/T) - \mu R \ln (p_1/p_2).$$
 (3.49)

Таким образом, изменение энтропии складывается из части, определяемой только изменением температуры,

$$\Delta S_T = \int_2^1 \mu c_\rho \ (dT/T) = S_{T_1} - S_{T_2},$$

и части, зависящей только от изменения давления,

$$\Delta S_p = -\mu R \ln (p_1/p_2).$$

125

Таблица 3.1

Разности энтропий S_T , кДж/(кмоль·К), между 0°С и t при $p \to 0$

t, <mark>C</mark>	112	N ₂	0 ₂	со	H₂O	CO2	O ₂	Воздух
$ \begin{array}{r} 100\\ 200\\ 300\\ 400\\ 500\\ 600\\ 700\\ 800\\ 900\\ 1000\\ 1100\\ 1200\\ 1300\\ 1400\\ 1500 \end{array} $	$\begin{array}{c} 8,80\\ 15,71\\ 21,37\\ 25,89\\ 30,17\\ 33,77\\ 37,04\\ 39,97\\ 42,70\\ 45,21\\ 47,56\\ 49,78\\ 51,87\\ 54,26\\ 56,15\\ \end{array}$	$\begin{array}{c}9,13\\16,00\\21,66\\26,48\\30,63\\34,57\\38,09\\41,27\\44,25\\47,05\\49,70\\52,21\\54,47\\56,65\\58,74\end{array}$	$\begin{array}{c} 9,26\\ 16,47\\ 22,50\\ 27,74\\ 30,63\\ 36,41\\ 40,18\\ 43,62\\ 46,80\\ 49,73\\ 52,46\\ 55,06\\ 55,06\\ 57,44\\ 59,67\\ 61,80\end{array}$	$\begin{array}{c} 9,13\\16,17\\21,70\\26,61\\32,30\\34,99\\38,42\\41,90\\44,54\\47,68\\50,40\\52,84\\65,14\\57,32\\59,41\end{array}$	$\begin{array}{c} 10,47\\ 18,69\\ 25,35\\ 31,13\\ 36,33\\ 41,14\\ 45,63\\ 49,73\\ 53,63\\ 57,32\\ 60,75\\ 64,02\\ 67,17\\ 70,14\\ 72,95 \end{array}$	$\begin{array}{c} 11,39\\ 21,58\\ 30,17\\ 37,92\\ 44,06\\ 51,03\\ 56,86\\ 62,30\\ 67,29\\ 72,03\\ 76,42\\ 80,62\\ 80,62\\ 84,60\\ 88,28\\ 91,72\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 12,95\\ 23,55\\ 32,76\\ 40,85\\ 44,79\\ 54,47\\ 60,34\\ 65,70\\ 70,63\\ 75,17\\ 79,44\\ 83,38\\ 87,07\\ 90,67\\ 93,90 \end{array}$	9,13 16,05 21,62 26,56 30,92 34,90 38,55 41,90 44,92 47,68 50,32 52,80 55,10 57,28 59,33

Значения S_p не рассчитывают, а сразу определяют их разность. Величины S_T определяют по таблицам термодинамических свойств газов (табл. 3.1).

Поскольку в адиабатных процессах цикла энтропия остается неизменной, то приращение энтропии, вызванное изменением давления, должно в точности компенсироваться приращением другой ее части, зависящей от температуры. Следовательно, в этом процессе

$$\Delta S_T = S_{T_1} - S_{T_2} = \mu R \ln (p_1/p_2) = \Delta S_p. \quad (3.50)$$

Значения энтальпий различных газов приведены в табл. 3.2. Энтальпии и энтропии смесей газов рассчитывают по формулам:

$$S_T = \Sigma g_i S_{Ti}; \ I = \Sigma g_i I_i. \tag{3.51}$$

Техническую работу адиабатного расширения смеси газов $L = I_1 - I_2$ в заданном интервале давлений рассчитывают следующим образом. Подсчитав для заданной смеси значения энтальпий I и энтропийной функции S_T для различных температур, строят графики I = f(T) и $S_T = f(T)$ (рис. 3.18). Затем отыскивают в точках, соответствующих заданной начальной температуре (точки I' и I), значения I_1 и S_{T1} . Величипу S_{T2} найдем по (3.49) как разность между

t, °C	H ₂	N ₂	O2	со	H ₂ O	CO2	0 2	Воздух
100 200 300 400 500 600 700 800 900	$\begin{array}{c} 2\ 899\\ 5\ 824\\ 8\ 753\\ 11\ 694\\ 14\ 648\\ 17\ 619\\ 20\ 619\\ 23\ 652\\ 26\ 724 \end{array}$	2 920 5 858 8 832 11 858 14 950 18 118 21 352 24 646 27 989	2 954 5 996 9 130 12 362 15 691 19 085 22 538 26 037 29 577	2 920 5 870 8 870 11 937 15 076 18 289 21 574 24 905 28 291	3 377 6 830 10 374 14 041 17 828 21 738 25 773 29 937 34 228	3 830 8 041 12 574 17 372 22 383 27 570 32 912 38 381 43 974	4 081 8 510 13 215 18 122 23 229 28 484 33 801 39 277 44 749	2 920 5 874 8 874 11 933 15 063 18 286 21 541 24 868 28 241
$ \begin{array}{r} 1000 \\ 1100 \\ 1200 \\ 1300 \\ 1400 \\ 1500 \end{array} $	$\begin{array}{c} 29\ 833\\ 32\ 984\\ 36\ 185\\ 39\ 436\\ 42\ 730\\ 46\ 056 \end{array}$	31 379 34 806 38 267 41 762 45 285 48 839	33 155 36 767 40 408 44 075 47 766 51 482	$\begin{array}{c} 31\ 722\\ 35\ 192\\ 38\ 695\\ 42\ 227\\ 45\ 784\\ 49\ 362\end{array}$	38 640 43 170 47 804 52 538 57 369 62 288	49 647 55 396 61 216 67 057 72 994 78 981	$50\ 280\\ 55\ 853\\ 61\ 425\\ 67\ 040\\ 72\ 738\\ 78\ 437$	$\begin{array}{r} 31\ 660\\ 35\ 112\\ 38\ 602\\ 42\ 114\\ 45\ 658\\ 49\ 232 \end{array}$

Разности энтальпий *I*, кДж/кмоль, между 0°С и температурой *t* для некоторых газов в идеальном состоянии (без учета диссоциации)

 S_{T1} и величнной $\mu R \ln(p_1/p_2)$. Последнюю легко подсчитать, зная состав смеси и давления начала p_1 и конца p_2 процесса. Найдя на верхней крнвой по значению S_{T2} точку 2',

Найдя на верхней крнвой по значению S_{T2} точку 2', определим температуру T_2 и соответствующую величину I_2 (в точке 2). Разность ординат точек 1 и 2 дает искомую величину работы L.

Рассмотренный прием может быть использован и при расчете сжатия чистого воздуха или топливно-воздушной смеси. Однако поскольку эти процессы происходят при инзких температурах, достаточно точные результаты можно получить и путем элементарного расчета с постоянными теплоемкостями. Если сгорание происходит при постоянными давлении, то энтальпия, отсчитанная от 0°С, изменяется на величину теплоты сгорания Q_p , а при сгорании в постоянном объеме внутренняя энергия меняется на величину теплоты сгорания Q_v . Таким путем можно рассчитать все процессы цикла.

Циклы ГТУ, работающих по замкнутому процессу. Все приведенные ранее циклы газотурбинных установок были рассмотрены при условни их работы по так называемому открытому процессу, когда в компрессор поступает воздух

из окружающей среды, а отработанные продукты сгорания выбрасываются в атмосферу.

В газотурбинных установках, работающих по открытым циклам, практически можно использовать (сжигать) только высокосортные, бессернистые жидкие или газообразные топлива. Это диктуется тем, что в них продукты сгорания, иепосредственно контактирующие с рабочими лопатками турбины, при наличии в топливе серы и ванадия вызывают при низкой температуре серпистую коррозию, а при высокой — ванадиевую. Верхняя температура реального цикла при сжигании мазутов во избежание ванадиевой коррозии ограничивается 650—700°С.

В таких установках из-за опасности золового износа лопаток совершенно не допускается сжигание твердых топлив, что в сильной степени тормозит широкое применение газовых турбин в энергетике страны.

Использование твердого и любого низкосортного жидкого топлива оказывается вполне возможным при «замкнутом» процессе газотурбинной установки, где продукты сгорания не являются рабочим телом цикла и представляют собой только горячий источник тепла. Рабочим телом таких циклов обычно является какой-то специально подобранный газ (например, водород), который нагревается продуктами сгорания в специальном теплообменнике (газовом котле). После выхода из турбины этот газ охлаждается циркуляционной водой в поверхностном охладителе, а затем снова поступает в компрессор. Принципиальная схема газотурбинной установки, работающей по замкнутому процессу, представлена на рис. 3.19. Там же показан ее цикл в T - sдиаграмме, идентичный циклу обычной ГТУ постоянного горения и также состоящий из двух изобар и двух адиабат.

Работа замкнутой установки осуществляется следующим образом. В топку газового котла ΓK поступает топливо и воздух, там происходит процесс сгорания, тепло которого нагревает сжатый рабочий газ (водород). Охлажденные продукты сгорания выбрасываются в атмосферу. Нагретый газ поступает в газовую турбину ΓT , где совершает работу расширения (процесс 34), после чего поступает в регенератор, где отдает тепло сжатому в компрессоре холодному газу и направляется в охладитель. Процессы в регенераторе соответствуют на диаграмме изобарным участкам 4b и 2a, отвод тепла в охладителе — участку b1. Охлажденный до температуры T_1 рабочий газ поступает в компрессор, сжимается там до заданного давления p_2 и направляется через



регенератор в газовый котел, откуда снова поступает в газовую турбниу и т. д. Процесс горения топлива и охлаждение уходящих газов котлоагрегата в цикле не отражаются.

Замкнутый процесс ГТУ обладает еще одним важным преимуществом. В этом цикле нанинзшее давление может быть в несколько раз больше атмосферного, что дает возможность при тех же степенях сжатия иметь меньший объем газа и меньшие размеры компрессоров и турбин. Кроме того, повышение давления газа увеличивает его коэффициент теплоотдачи и соответственно уменьшает потребные поверхности нагрева.

Преимуществом замкнутой схемы является также возможность лучшего регулирования установки при переменных режимах ее работы. Этого достигают простым изменением количества газа, участвующего во всех процессах цикла. Последнее осуществляют подключением к схеме дополнительной емкости, куда выпускается часть газа при малых нагрузках и откуда он снова забирается и добавляется в систему при больших нагрузках.

Большим недостатком замкнутых газотурбинных установок является практическая невозможность достнжения высокой верхней температуры цикла и относительная громоздкость газового котла и других теплообменников. Это объясняется тем, что в газовом котле рабочее тело нагревается через металлическую стенку, по другую сторону



которой находятся продукты сгорания. Вследствие этого рабочее тело не может иметь температуру выше, чем эта металлическая стенка, а верхняя температура цикла оказывается меньше допустимой температуры металла на несколько десятков градусов. Поэтому термический к.п.д. циклов ГТУ, работающих по замкнутому процессу, всегда более низкий, чем обычных.

Определенный интерес для таких установок представляют газовые циклы на низкокипящих веществах с частичным отводом тепла в области насыщения и сжатием рабочего тела в жидкой фазе. Один из возможных вариантов таких циклов и соответствующая схема установки приведены на рис. 3.20. Здесь в компрессорах K_1 и K_2 сжимается весь газ. отработавший в турбине, а в компрессоре K_3 — только около 40% его. Почти 60% рабочего газа после К, направляется в конденсатор, где конденсируется, отдавая свое тепло по изотерме, близкой к Т., Эта часть газа в дальнейшем работает по паровому циклу 123'4'5678. Другая часть (40%) рабочего тела работает по чисто газовому циклу 1d245678. Регенерация для обоих частей газа осуществляется одновременно. Весь газ нагревается в регенераторе *P* от состояния точек 4' и 4 до точки а, после чего поступает в газовый котел ГK₁ (рис. 3.20).

При $\hat{T}_5 = T_7 = 835$ К; к.п.д. турбины $\eta_{\rm T} = 0,89$; к.п.д. компрессоров $\eta_{\rm K}$ соответственно 0,87, 0,87, 0,82 н к.п.д. насоса $\eta_{\rm H} = 0,78$, внутренний к.п.д. цикла достигает



 $\eta_i = 42,7\%$. Наивысшее давление в цикле $p_5 = 25,2$ МПа, наннизшее $p_8 = 2,9$ МПа при $T_1 = 300$ К. При снижении начального давления до 12,0 МПа η_i уменьшается до 40%.

§ 3.6. Циклы ГТУ с подводом тепла при постоянном объеме

Термический к.п.д. цикла. Принципиальная схема газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном объеме и ее цикл в p - v-координатах изображены на рис. 3.21, этот же цикл в T - s-координатах — на рис. 3.22. В отличие от установки с подводом тепла при p = constздесь топливо и воздух подаются в камеру сгорания периодически и смесь сгорает при постоянном объеме. Такая установка работает следующим образом.

Воздух, сжатый компрессором K, поступает в камеру смешения KC, куда насосом H также подается топливо. Из этой камеры через клапан a рабочая смесь поступает в камеру сгорания $K\Gamma$. Когда камера наполнится, клапан aзакрывается, зажигательное устройство C зажигает смесь и происходит изохорный процесс горения (процесс 23 цикла). После этого открывается клапан b и происходит адиабатное расширение продуктов сгорания в газовой турбине ΓT (процесс 34 цикла). Процесс 41 цикла так же, как и в других циклах ΓTV , работающих по открытому процессу, изображает охлаждение продуктов сгорания в окружающем



воздухе. Процесс 12 — адиабатное сжатие воздуха в компрессоре К.

Количество тепла, подведенное в процессе 23,

$$q_1 = u_3 - u_2 = i_3 - i_2 - v (p_3 - p_2).$$

Количество тепла, отведенное в процессе 41,

$$q_2 = i_4 - i_1.$$

Полезная работа цикла

$$l_{i_1} = (i_3 - i_4) - (i_2 - i_1) - v_2 (p_3 - p_2).$$

Здесь u_2 и u_3 —внутренняя энергия рабочего тела на входе в камеру сгорания и выходе из нее; i_1 и i_2 — энтальпии смеси воздуха и топлива; i_4 и i_3 — энтальпии продуктов сгорания; v_2 — удельный объем продуктов сгорания в процессе 23.

При рассмотрении цикла идеального газа, теплоемкости которого c_n и c_n постоянны,

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2), \quad q_2 = c_p (T_4 - T_1).$$

Соответственно этому термический к.п.д цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{c_{\rho} \left(T_4 - T_1 \right)}{c_{\nu} \left(T_3 - T_2 \right)} = 1 - k \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{T_4 / T_1 - 1}{T_3 / T_2 - 1} \right).$$
(3.52)

Учитывая, что отношение температур T_3/T_2 равно отношению давлений p_3/p_2 , называемому *степенью изохорного повышения давления* λ , можно записать $T_3/T_2 = \lambda$, тогда

$$(T_4/T_1) = (T_4/T_1) [T_3T_2/(T_3 - T_2)] = \lambda (T_4/T_3) (T_2/T_1).$$

При рассмотренни аднабаты 34 и равенства $p_4 = p_1$ находим

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^m = \left(\frac{p_1 p_2}{p_3 p_2}\right)^m = \frac{1}{(\mathfrak{s}^{\lambda})^m} ,$$

где $\sigma = p_2/p_1$.

Соответственно

 $T_2'T_1 = (p_2'p_1)^m = \sigma^m,$

тогда

$${T}_4/{T}_1=\lambda\left[1/(\mathfrak{s}\lambda)^m
ight]\mathfrak{s}^m=\lambda^{1/k}$$
 .

Подставив найденные значения температурных отношений в (3.52), окончательно получим

$$\eta_t = 1 - k \left(\lambda^{1/k} - 1 \right) / [(\lambda - 1) \, \sigma^m]. \tag{3.53}$$

Анализ полученного выражения (3.53) показывает, что термический к.п.д. цикла ГТУ с подводом тепла при $\sigma = \cos t$ возрастает с ростом степени повышения давления σ и степени изохорного повышения давления λ . В реальных циклах вследствие одновременного возрастания относительной работы сжатия $l_{\rm k}$ и потерь в турбине увеличение σ вначале приводит к росту внутреннего к.п.д. цикла, а затем его уменьшает, т. е. для каждого реального цикла имеется свое оптимальное значение $\sigma_{\rm оцт}$.

Зависимость внутрениего к.п.д. цикла от коэффициента изохорного повышения давления λ можно определить при рассмотрении цикла ГТУ в T — *s*-координатах (рис. 3.22). Как видио из рисунка, увеличение λ приводит к увеличению площади цикла и росту подводимого тепла q_1 . Кроме того, поскольку изохора идет значительно круче изобары, то отношение давлений в точках 3' и 4' оказывается более высоким, чем в точках 3 и 4, что увеличивает степень расширения газа в турбине при той же степени сжатия в компрессоре. Следовательно, с ростом λ работа в турбине l_r возрастает, а работа компрессора l_{κ} не изменяется. В результате этого с ростом λ полезная работа цикла $l_{\mu} = l_{T} - l_{\kappa}$ и его термический к.п.д. η_t постоянно возрастают, а относитель-



ная работа сжатия $\varphi_{c,\kappa}$ уменьшается. Все это приводит к росту внутреннего к.п.д. цикла и эффективного к.п.д. установки. Возможность повышения λ ограничивается допустимым значением верхней температуры цикла; чем больше степень сжатия, тем меньше возможное значение λ .

Регенерация тепла. В циклах ГТУ с подводом тепла при постоянном объеме также может осуществляться регенеративный подогрев воздуха отходящими газами из турбины. Принципиальная схема такой установки и ее цикл в p - v-координатах показаны на рис. 3.23. Обозначение точек на схеме соответствует точкам цикла. Здесь процесс 23 — регенеративный подогрев рабочего газа перед камерой сгорания. Соответствующий отвод тепла от уходящих газов пронсходит на участке 56 изобары. Подвод тепла топлива в камере сгорания осуществляется по изохоре 34. Этот же цикл в T - s-координатах показан на рис. 3.24. Обозначение узловых точек цикла идентично с рис. 3.23.

Термический к.п.д. рассматриваемого цикла найдем следующим образом. Поскольку тепло подводится по изохоре 34, то

$$q_1 = u_4 - u_3,$$

где u_3 и u_4 — внутренние энергии рабочего тела на входе в камеру сгорания и выходе из нее.

Тепло q_2 отводится по изобаре 51 и его велични определим по разности энтальпии рабочего тела в точках 6и 1:

$$q_2 = i_6 - i_1.$$

Соответственно этому термический к.п.д. цикла

$$\eta_t = 1 - (i_6 - i_1)/(u_4 - u_3). \tag{3.54}$$

Для теоретического цикла идеального газа можно записать:

$$\begin{aligned} q_1 &= c_p \left(T_4 - T_3 \right); \quad q_2 &= c_p \left(T_6 - T_1 \right) = c_p \left(T_5 - T_1 \right) - \\ &- c_p \left(T_5 - T_6 \right); \quad q_{p(\mathbf{r})} = c_p \left(T_5 - T_6 \right) = c_p \left(T_3 - T_2 \right). \end{aligned}$$

Соответственно термический к.п.д. идеального регенеративного цикла

$$\eta_t = 1 - c_p \left[T_5 - T_1 - T_3 + T_2 \right] / \left[c_v \left(T_4 - T_3 \right) \right]. \quad (3.55)$$

Выражая все температуры цикла через σ и λ , а также степень повышения температуры в регенераторе $\gamma = T_3/T_2$, получим

$$T_4 = T_3 \lambda;$$
 $T_2 = T_1 \sigma^m;$ $T_6 = T_1 \gamma \lambda^{1/k};$ $T_3 = T_1 \gamma \sigma^m.$

При этом формула термического к.п.д. регенеративного цикла примет вид

$$\eta_t = 1 - k \left[\left(\gamma \lambda^{1/k} - 1 \right) - \sigma^m \left(\gamma - 1 \right) \right] / \left[\gamma \sigma^m \left(\lambda - 1 \right) \right]. \quad (3.56)$$

В случае предельной регенерации, когда $T_3 = T_5$, $\lambda^{1/k} = \sigma^m$ и тогда

$$\eta_{t \max} = 1 - k(\sigma^m - 1) / [\gamma \sigma^m (\sigma^{k-1} - 1)].$$
 (3.57)

На рис. 3.24 штриховой линией нанесен процесс подвода тепла 23' при отсутствии регенерации. При этом цикл ГТУ соответствует контуру 123'4', имеющему то же значение степени повышения давления σ и ту же максимальную температуру ($T_{3'} = T_4$). Как видно, средняя температура подвода тепла в регенеративном цикле выше, а средняя температура отвода тепла в нем ниже, чем в нерегенеративном цикле. Следовательно, $\eta_{tper} > \eta_t$.

Соответственно отводимое в нерегенеративном цикле тепло q_2 будет больше, чем в регенеративном на величину $\Delta q_2 = пл. 4'689$. Максимальное давление в цикле от введения регенерации уменьшается, работа сжатия остается неизменной. Вместе с тем удельная работа сжатия в регенеративных циклах $\varphi_{\rm сж}$ оказывается большей по причине уменьшения подводимого тепла q_1 , что снижает рост внутреннего к.п.д. таких циклов.





Термодинамическое сравнение циклов. Сравнивать между собой циклы ГТУ можно при различных условиях. Такими условнями могут быть: 1) сохранение одинаковых степеней повышения давлений в сравниваемых циклах ($\sigma = i$ dem); 2) применение одинаковых максимальных параметров газа на входе в турбипу (p, T); 3) соблюдение нанвыгодиейших параметров каждого цикла.

Эти условия можно применять при сравнении как регенеративных, так и нерегенеративных циклов, с многоступенчатым и одноступенчатым сжатием, многократным и однократным подводом тепла.

Сравним между собой простейшие перегенеративные циклы (рис. 3.25) с подводом тепла при p = const и v = const.

При одинаковых степенях повышения давления σ и верхней температуре T_3 , как видно из рисунка, отводимое тепло q_{2v} в изохорном цикле будет меньше, а средняя температура отвода тепла $T_{4,1}$ инже, чем соответственно q_{2p} и T_{41} в изобарном цикле. Средние температуры подвода тепла будут примерно одинаковыми. Следовательно, термический к.п.д. цикла с изохорным подводом тепла в этом случае выше, чем с изобарным, т. е. $\eta_{tn} > \eta_{tn}$.

При одинаковых максимальных параметрах газа, т. е. в случае, когда в обоих циклах параметры газа на входе в турбину совпадают в точке 3', изобарный цикл изображается контуром 12'3'4'. Изобарный цикл теперь будет иметь работу, большую, чем изохорный на площадь треугольника 22'3', а отводимое тепло q_2 в изохорном и изобарном циклах



окажется одинаковым. В этих условиях термический к.п.д. цикла с изобарным подводом тепла станет больше, чем цикла с изохорным подводом тепла, т. е. $\eta_{tp} > \eta_{tv}$.

При выборе нанвыгоднейших степеней сжатия и соответствующих им онтимальных начальных температур $(T_{3v} \ge T_{3p})$ термический к.п.д. изохорного цикла становится больше изобарного. Но по причине большей величины φ_{cw} в изохорных циклах их внутренний к.п.д. η_{iv} пе превышает η_{ip} изобарных циклов ГТУ.

Кроме того, в реальных условнях осуществления изохорных циклов, поскольку компрессор работает непрерывно, а впуск воздуха в камеру сгорания происходит периодически, появляются значительные потери от его дросселирования. Для лучшего использования компрессоров в таких ГТУ устанавливают параллельно несколько камер сгорания, включаемых в работу последовательно. Эго создает пульсирующий поток газа и несколько повышает эффективный к.п.д. установки.

Сравним теперь между собой изохорный и изобарный циклы ГТУ с полной регенерацией (рис. 3.26). Степени сжатия в компрессоре и верхние температуры обоих циклов приняты одинаковыми. Это приводит ктому, что температура отработанных газов на выходе из регенератора (точка 6) и отводимое тепло q_2 в обоих циклах также будут одинаковыми. Температура воздуха на выходе из регенератора T_{3p} в изобарном цикле окажется выше, чем в изохорном (T_{3p}) , поскольку в последнем температура газа на выходе из турбины более низкая.

Соответственно средняя температура подвода тепла в изохорном цикле ниже, чем в изобарном. Отсюда значение термического к.п.д. изохорного цикла оказывается меньше, чем изобарного: $\eta_{tp} < \eta_{tp}$. Вместе с тем поскольку при регенерации $q_{1p} < q_{1v}$, то $\varphi_{cжv} < \varphi_{cжp}$, что несколько сглаживает различие в значении внутренних к.п.д. этих циклов.

Таким образом, и нерегенеративные и регенеративные циклы $\Gamma T Y$ с подводом тепла при v = const оказываются, как правило, менее экономичными, предельная мощность таких ГТУ также небольшая. По этим причинам все стационарные газотурбинные установки строят по циклам с изобарным подводом тепла. ГТУ с подводом тепла при v == const получили применение только в транспортных установках, как менее чувствительные к изменениям к.п.д. компрессора и турбины.

ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ И РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

§ 4.1. Общие принципы действия поршневых д.в.с.

Поршневыми двигателями внутреннего сгорания называют тепловые двигатели, основным элементом конструкции которых является цилиндр с поршнем. Сгорание топлива происходит внутри цилиндра в среде сжатого воздуха. Образовавшиеся продукты сгорания расширяются и перемещают поршень, от которого выработанная механическая энергия передается на вал двигателя через кривошипноцатунный механизм. При обратном движении поршня происходит сжатие чистого воздуха или рабочей смеси, что повышает их температуру и ускоряет горение.

Двигатель с предварительным сжатием смесн воздуха с топливом и последующим его мгновенным сгоранием впервые построил немецкий изобретатель Отто в 1876 г. Двигатели Отто, как и все двигатели внутреннего сгорания, строят двух-и четырехтактными. В первом случае все процессы двигателя — сжатие смеси, горение топлива, расширение продуктов сгорания и выхлоп отработанных газов производятся за два рабочих хода поршия (один оборот вала). Во втором случае все процессы совершаются за четыре хода поршия (два оборота вала).

В четырехтактном двигателе (рис. 4.1) в первый ход поршня (первый такт, процесс 01) смесь топлива и воздуха всасывается в цилиндр двигателя. Во втором такте (процесс 12) смесь сжимается. В конце этого такта, в момент остановки поршня, сжатая смесь зажигается от постороннего источника (электрической искры) и происходит почти изохорное повышение давления (процесс 23). В третьем такте догорает топливо и затем осуществляется расширение про-



дуктов сгорания (рабочий ход, процесс 34). В конце этого хода поршия открывается выхлопной клапан, и давление газа в цилиндре резко падает. Во время четвертого такта (процесс 10) остатки продуктов сгорания выталкиваются из цилиндра и, таким образом, цилиндр подготавливается к приему свежего заряда.

В двухтактном двигателе в начале первого хода цилиндр через имеющиеся щели продувается от остаточных газов (рис. 4.2). В конце же этого хода поришия рабочая смесь сжимается. В начале второго хода происходит горение и расширение газов, в конце хода — выхлоп через открывающиеся щели.

Термодинамические циклы, по которым работают двухи четырехтактиые двигатели, одинаковы, поскольку на них не сказываются взаимно компенсирующиеся процессы всасывания и выталкивания остаточных газов.

Идеальный термодинамический цикл в p - v-координатах, по которому работают двигатели Отто, изображен на рис. 4.3. Здесь процесс 12 — адиабатное сжатие идеального рабочего тела; процесс 23 — подвод тепла q_1 рабочему телу при его постоянном объеме от горячего источника; процесс 34 — адиабатное расширение; процесс 41 — изохорное охлаждение рабочего тела — отвод тепла q_2 к холодному источнику. Таким образом, реальный процесс выхлопа и охлаждения отработавших газов в окружающей среде заменяется в цикле условной изохорой 41.



Недостатком двигателей Отто является невозможность значительного повышения степени сжатия рабочей смеси (в процессе 12) из-за опасности ее самовоспламенения. По этой причине эффективный к.п.д. такого двигателя оказывается относительно инзким (25 ÷ 30%).

Другой принцип сгорания топлива осуществляется в двигателях, конструкция которых была разработана Р. Дизелем в 1892—1898 гг. В этих двигателях в цилиндр засасывается и затем сжимается только чистый воздух, что позволяет значительно поднять степень сжатия без всякой опасности самовоспламенения. Более того, здесь самовоспламенение используют для зажигания рабочей смеси при впрыске в сжатый горячий воздух распыленного топлива. Регулируя время впрыска, можно достигнуть желательной характеристики процесса горения.

В первых двигателях Дизеля в цилиндр впрыскивалась смесь топлива с небольшим количеством воздуха, сжатым в специальном вспомогательном компрессоре. При этом подача топлива осуществлялась таким образом, чтобы давление в цилиндре в период горения сохранялось постоянным. Соответствующий этому идеальный цикл, называемый циклом Дизеля, изображен в p - v-координатах на рис. 4.4. Как видно, он отличается от цикла Отто прежде всего изобарным подводом тепла q_1 .

Вторым важным отличнем является более высокое давление в конце сжатия (до 4,0—4,5 МПа вместо 1,0—1,5 МПа в двигателях Отто). Остальные процессы цикла сохраняются теми же.



Если в цилиндр двигателя Дизеля впрыскивать только механически распыленное топливо и этот впрыск начать еще до окончания процесса сжатия, то получающаяся при этом на диаграмме верхняя часть цикла оказывается чемто средним между циклами Отто и Дизеля (рис. 4.5). Патент на изобретение такого «бескомпрессорного дизеля» был выдан в 1904 г. русскому инженеру Г. В. Тринклеру. Подвод тепла топлива в них осуществляется частично по изохоре (23) и частично по изобаре (34). Двигатели Тринклера так же, как и двигатели Дизеля, успешно работают на тяжелых сортах жидкого топлива. Эти двигатели являются самыми экономичными, поскольку они дают возможность достигать таких же высоких степеней сжатия, как и в двигателях Дизеля, и, кроме того, получить добавочную работу (заштрихованная площадка на рис. 4.5) за счет изохорного подвода тепла. Они широко применяются в качестве судовых двигателей, двигателей небольших энергетических установок, тракторных двигателей и т. п.

Эффективный к.п.д. бескомпрессорных двигателей оказывается самым высоким из всех двигателей внутреннего сгорания. Поэтому компрессорные дизели в настоящее время не выпускаются. Все же в транспортных установках (главным образом в легковых автомобилях) широко применяются бензиновые двигатели типа Отто, обладающие простотой конструкции и малым весом.

Термодинамический цикл бескомпрессорного дизеля называют циклом со смешанным подводом тепла.

§ 4.2. Термодинамический анализ идеальных циклов д.в.с.

Термодинамическая эффективность любого идеального цикла, в котором подводится тепло горячего источника q_1 , вырабатывается механическая энергия $l_{\rm II}$ и отдается холодному источнику тепло q_2 , определяется значением термического к.п.д.:

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - T_{2cp}/T_{1cp}, \qquad (4.1)$$

где T_{2cp} и T_{1cp} — соответственно среднетермодинамические температуры отвода и подвода тепла в цикле.

Для всех идеальных циклов подводимое q_1 и отводимое q_2 тепло можно выразить через теплоемкости этих процессов и соответствующие разности температур. Величины теплоемкостей, поскольку рабочим телом в идеальных циклах считается идеальный газ, принимаются постоянными и от температуры независимыми.

Цикл с изохорным подводом тепла (цикл Отто). Рассмотрим идеальный цикл Отто, изображенный в *р* — *v*-диаграмме на рис. 4.3 и в *T* — *s*-диаграмме на рис. 4.6. Здесь пл. 23ba представляет собой подведенное тепло

$$q_1 = c_v (T_3 - T_2),$$

а пл. а14b — отведенное в цикле тепло

$$q_2 = c_v \left(T_4 - T_1 \right).$$

Площадь цикла, равная его работе,

$$l_{\mathbf{u}} = q_1 - q_3.$$

Термический к.п.д. цикла Отто

$$\eta_t = 1 - (T_4 - T_1) / (T_3 - T_2). \tag{4.2}$$

Если обозначить отношение объема всасывания к объему конца сжатия через степень сжатия $\varepsilon = V_1/V_2$, то можно записать:

$$p_2/p_1 = p_3/p_4 = \varepsilon^k; \quad T_2/T_1 = T_3/T_4 = (T_3 - T_2)/(T_4 - T_1) = \varepsilon^{k-1},$$

где *k* — показатель адиабаты.

При этом (4.2) примет вид

$$\eta_t = 1 - 1/\varepsilon^{k-1}. \tag{4.3}$$

143



Из (4.3) видно, что термический к.п.д. цикла Отто зависит только от степени сжатия є и значения показателя адиабаты *k*, определяемого молекулярным составом газа.

Зависимость термического к.п.д. η_t цикла Отто от величин є и k наглядно видна из рис. 4.7. Степень сжатия в двигателях Отто обычно составляет 4 \div 7 для бензиновых, 6 \div 7 для газовых и 8 \div 9 для авнационных двигателей.

Работа цикла определяется как разность между аднабатными работами расширения и сжатия в замкнутом объеме

$$l_{\rm u} = l_{\rm pac} - l_{\rm csc} = [1/(k-1)] (p_3 V_3 - p_4 V_4) - [1/(k-1)] (p_2 V_2 - p_1 V_1), \qquad (4.4)$$

или

$$l_{\mathfrak{a}} = [1/(k-1)] (p_{3}V_{3} - p_{4}V_{4} - p_{2}V_{2} + p_{1}V_{1}) = [R/(k-1)] (T_{3} - T_{4} - T_{2} + T_{1}).$$

Рассматривая поочередно все процессы цикла, можно выразить все температуры через T_1 и показатели цикла $\varepsilon = V_1/V_2$ и $\lambda = p_3/p_2$. Соответственно: $T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}$; $T_3 = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1}$, $T_4 = T_1 \lambda$. Подставляя все значения температур в формулу (4.4) и вынося за скобки T_1 , получим

$$l_{\rm u} = [{\rm R}T_{\rm 1}/(k-1)] \, ({\rm e}^{k-1}-1) \, (\lambda-1). \tag{4.5}$$

Из этой формулы видно, что работа цикла зависит от степени сжатия ε , начальной температуры T_1 , молекулярных свойств газа и степени изохорного повышения давления λ .

Величина λ также определяет подводимое тепло q_1 и удельную работу сжатия φ_{cw} . Следовательно, для каждого цикла будут иметь место наивыгоднейшие значения ε н λ , обеспечивающие наибольшую работу цикла и наибольшую величину внутрениего к.п.д.

Цикл с изобарным подводом тепла (цикл Дизеля). В двигателях Дизеля, где сжимается чистый воздух и затем впрыскивается топливо, решающее значение имеет не только степень сжатия ε , но и отношение объемов сгорания при постоянном давлении, называемое степенью предварительного (изобарного) расширения $\rho = V_3/V_2$.

Определим теперь термический к.п.д. цикла Дизеля, изображенного в *р* — *V*-координатах на рис. 4.4 и в *T* — *s*днаграмме на рпс. 4.8. Подводимое в таком цикле тепло.

$$q_{1} = c_{p} (T_{3} - T_{2}),$$

а отводимое тепло, так же, как и в цикле Отто,

$$q_2 = c_v \left(T_4 - T_4 \right).$$

Термический к.п.д цикла на основании (4.1)

$$\eta_t = 1 - c_v (T_4 - T_1) / [c_p (T_3 - T_2)].$$
(4.6)

Согласно уравнениям процессов идеальных газов можно записать:

для аднабаты 12 $T_1/T_2 = 1/\epsilon^{k-1}$;

для изобары 23 $T_3/T_2 = V_3/V_2 = \rho$;

для изохоры 41 $T_4/T_1 = \rho^{\vec{k}}$.

Выражая значения всех температур через T_1 и подставляя эти выражения в (4.6), получим

$$\eta_t = 1 - (\rho^k - 1) / [k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)].$$
(4.7)

Как видно из (4.7), увеличение степени предварительного расширения ρ уменьшает, а увеличение є повышает значение термического к.п.д. Для примера в табл. 4.1 приведены величины η_t , рассчитанные при k = 1,35 для различных значений ρ_{-k} в с.

Удельная работа сжатия $\varphi_{\rm esc} = l_{\rm esc}/q_1$ также зависит от є и ρ . В частности,

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2) = c_p \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) T_1.$$

Чем больше ρ , тем больше q_1 , и при том же є меньше φ_{cm} . По этой причине внутренний к.п.д. цикла Дизеля η_i при

Степень предварительного	Значение _{Чі} при степени сжатия _в				
расширения	14	16	18		
1,5 2,0 2,5	0,57 0,55 0,52	0,59 0,57 0,54	0,619 0,590 0,567		

Термический к. п. д. цикла Дизеля при различных характеристиках цикла

изменении ρ проходит через максимум. Отсюда находим значение ρ_{онт}.

Работа газа за цикл

$$l_{\rm II} = q_1 - q_2 = c_p T_1(\rho - 1) \, {\rm e}^{k-1} - c_v T_1(\rho^k - 1),$$

или

$$l_{u} = [RT_{1}/(k-1)] k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1) - (\rho^{k} - 1)].$$
 (4.8)

Цикл со смешанным подводом тепла. Изображенный на рис. 4.5 в *p* — *v*-координатах и на рис. 4.9 в *T* — *s*-координатах цикл со смешанным подводом тепла является как бы обобщающим для всех циклов поршневых д.в.с. Используем применяемые в предыдущих двух циклах обозначения, представляющие собой основные характеристики рассматриваемого цикла:

коэффициент изохорного повышения давления $\lambda = p_3/p_2$; коэффициент предварительного (изобарного) расширения $\rho = V_4/V_3$;

степень сжатия $\varepsilon = V_1/V_2$.

Легко видеть, что в частном случае, когда $\rho = 1$, цикл со смешанным подводом тепла превращается в цикл Отто, а при $\lambda = 1$ — в цикл Дизеля.

Термический к.п.д. смешанного цикла для идеального газа

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1 + q_1} = 1 - \frac{c_v (T_5 - T_1)}{c_v (T_3 - T_2) + c_p (T_4 - T_3)},$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{T_5/T_1 - 1}{T_3/T_1 - T_2/T_1 - k (T_4/T_1 - T_3/T_1)}$$



Рассматривая последовательно каждый термодинамический процесс идеального газа, из которых состоит цикл, находим

$$\begin{split} T_2/T_1 &= \varepsilon^{k-1}; \quad T_3/T_1 &= \varepsilon^{k-1}\lambda; \quad T_4/T_1 &= \lambda \rho \varepsilon^{k-1}; \\ T_5/T_1 &= \lambda \rho^k. \end{split}$$

Подставив эти значения отношений температур в выражение η_t , получим

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} \left[\lambda - 1 + k\lambda \left(\rho - 1\right)\right]} \,. \tag{4.9}$$

Из (4.9) можно вывести формулы термического к.п.д. для циклов Отто и Дизеля как частных случаев рассматриваемого цикла. Действительно, при $\rho = 1$

$$\eta_t = 1 - (\lambda - 1)/[\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1)] = 1 - 1/\varepsilon^{k-1},$$

что в точности совпадает с формулой (4.3) к.п.д. цикла Отто.

Далее, при $\lambda = 1$

$$\eta_t = 1 - (\rho^k - 1) / [(\varepsilon^{k-1} k (\rho - 1)],$$

что соответствует к.п.д. цикла Дизеля (4.7).

При апализе (4.9) легко убедиться, что термический к.п.д. цикла Тринклера увеличивается с ростом степени сжатия є и уменьшаться с увеличением степени изобарного расширения р.

Степень изохорного повышения давления λ оказывается связанной с величиной ρ . Чем больше λ , тем меньше ρ (при тех же q_2 и ε). Соответственно с этим, чем больше λ , тем выше термический к.п.д. смешанного цикла.

Однако, чем больше λ , тем больше q_1 и тем меньше удельная работа сжатия φ_{cm} . Такая же зависимость получается между φ_{cm} и ρ при заданном λ . Чем больше ρ , тем больше q_1 и тем меньше φ_{cm} . По этим причинам для каждого реального цикла имеются свои оптимальные значения ρ и λ , обеспечивающие наибольшее значение внутреннего абсолютного к.п.д. цикла.

Другим важным показателем д.в.с. является его габаритная характеристика $l_n = l_{\mu}/v_1$.

Найдем ее значение для смешанного цикла. Работа та-кого цикла

$$l_{\rm u} = q_1^* + q_1^* - q_2 = c_v (T_3 - T_2) + c_\rho (T_4 - T_3) - c_v (T_5 - T_1),$$
 Ilter with the second seco

$$l_{\rm II} = [{\rm R}T_1/(k-1)] [T_3/T_1 - T_2/T_1 + k (T_4/T_1 - T_3/T_1) - (T_5/T_1 - 1)].$$

Подставляя сюда значения всех отношений температур, выраженные через показатели цикла, получим

$$I_{\mathfrak{u}} = [\mathsf{R}T_{\mathfrak{s}}/(k-1)] \{\mathfrak{s}^{k-1}[(\lambda-1) - k\lambda(\omega-1)] - (\lambda\rho^{k}-1).$$

Разделив теперь обе части этого уравнения на объем цилиндра v_1 , с учетом уравнения Клапейрона $p_1v_1 = \mathbb{R}T$ получим

$$l_{u}/v_{1} = l_{v} = [\rho_{1}/(k-1)] \{ \varepsilon^{k-1} [(\lambda-1) + k\lambda (\rho-1)] - (\lambda \rho^{k} - 1) \},$$
(4.10)

отсюда для цикла Отто при $\rho = 1$

$$l_{v \ O_{\Gamma T O}} = [\rho_1 / (k - 1)] [\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1)]$$
(4.11)

и для цикла Дизеля при λ == 1

$$l_{v \, \mathcal{I}_{W3}} = [\rho_1/(k-1)] [\varepsilon^{k-1}k (\rho-1) - (\rho^k-1). \quad (4.12)$$

Сравнение циклов поршневых двигателей. Термодинамическая эффективность каждого рассмотренного цикла зависит от конкретных условий его осуществления. В одних условиях наибольший к.п.д. дает один цикл, а в других условиях — другой цикл. Так, например, если для всех


циклов можно было бы применить абсолютно одинаковые степени сжатия ϵ , то наиболее совершенным в таких условиях оказался бы цикл Отто. Это положение легко доказать графически. Рассмотрим в T - s-диаграмме различные циклы поршневых д.в.с. при одинаковых степенях сжатия и одинаковых количествах отводимого тепла (рис. 4.10). Все параметры в точке 1 принимаем также одинаковыми. Наибольшая работа цикла $l_{\rm II}$, а следовательно, и наибольшее значение термодинамического к.п.д. достигаются в цикле Отто, а наименьшая — в цикле Дизеля (заштрихованная пл. 123"4). Однако такое сравнение циклов не всегда правильно, так как в цикле Дизеля и в цикле со смешанным подводом тепла можно достигнуть значительно более высокого значения степени сжатия, чем в цикле Отто.

Более правильным будет сранение циклов при различных ε , но при одинаковых максимальных давлениях и температурах, т. е. при одинаковых параметрах в точках 3, 3' и 3''. Отводимое тепло q_2 в каждом цикле примем также одинаковым (рис. 4.11). В этих условиях цикл Отто будет представлять собой контур 1234; цикл Дизеля 12" а 34 и смешанный цикл 12' а 34. Как видно из рисунка, в таких условиях наибольшая работа цикла и максимальное значение термического к.п.д. достигаются уже в цикле Дизеля. Термический к.п.д. цикла Отто становится самым низким.

Однако и такой метод сравнения различных циклов д.в.с. не полностью объективен, так как при нем не учи-

тываются все возможности каждого цикла. Самым правильным будет сравнение различных циклов при наивыгоднейших для каждого цикла условиях, если такие условия могут быть созданы.

Исследования показали, что оптимальные степени сжатия для циклов с подводом тепла при p = const и со смешанным подводом тепла практически одинаковы и составляют $\varepsilon = 16 \div 18$, а для циклов Отто $\varepsilon < 9$. По этой причине термический к.п.д. цикла Дизеля и к.п.д. смешанного цикла всегда оказываются более высокими, чем цикла Отто. Кроме того, если в приведенных ранее обоих случаях термический к.п.д. смешанного цикла занимал промежуточное положение между Отто и Дизелем, то при оптимальных ε всегда $\eta_{tem} > \eta_{t}$ диз η_{torro} .

Относительное положение процессов указанных циклов в *T* — *s*-диаграмме при оптимальных степенях сжатия показаны на рис. 4.12. Из рисунка видно, что при тех же є н *q*₂ работа смешанного цикла оказывается больше работы цикла Дизеля на пл. *2а3"3*. Площадь цикла Отто *12'3'4* является наименьшей.

Механический к.п.д. двигателей, работающих по смешанному циклу, поскольку в них отсутствует дополнительный компрессор, также более высок. Поэтому все выпускаемые сейчас дизели работают только по смешанному циклу.

Приведенные методы сравнения циклов страдают тем иедостатком, что в них не учитывают габаритную характеристику, определяющую размеры двигателя. В. С. Мартыновским [2] предложены другие методы сравнения идеальных циклов д.в.с., заключающиеся в том, что сравнивают между собой в заданном интервале температур только «габаритные» циклы, обеспечивающие получение наибольшей удельной работы. Лучшим считается цикл с паибольшим термическим к.п.д. при меньшем интервале давлений.

Особенности расчета реальных циклов д.в.с. Действительная работа, достигаемая в реальных двигателях, всегда оказывается меньшей, чем в теоретическом цикле, рассчитанном для идеальных процессов.

В частности наличие переменной теплоемкости и диссоциации в процессах реальных двигателей оказывает весьма сильное влияние на величину не только внутреннего, но и термического к.п.д. их цикла.

Например, для бензинового двигателя при $\sigma = p_2/p_1 = 8$ действительное значение термического к.п.д. цикла с учетом переменной теплоемкости и диссоциации составит

 $\eta_t = 0,34$, а при осуществлении такого же цикла идеального газа — 0,417.

Термический к.п.д. реального цикла, в котором имеют место значительное изменение теплоемкостей и диссоциация газов, необходимо рассчитывать через работы расширения и сжатия, учитывающие эти явления.

Так, работа расширения 1 кмоль продуктов сгорания находится по формуле

$$L_{\text{pac }t} = \mu_1 u_1 = \mu_2 u_2, \qquad (4.13)$$

где $\mu_1 u_1$ и $\mu_2 u_2$ — определяют с учетом диссоциации по таблицам термодинамических свойств реальных газов [8].

Процесс сжатия воздуха и топлива рассчитывают без учета диссоциации, поскольку она происходит при низких температурах.

§ 4.3. Принципы действия реактивных двигателей и их циклы

Поршневые д.в.с., ранее очень широко применявшиеся в авиации, все чаще и чаще вытесняются реактивными двигателями, способными развивать значительно большую мощность, а главное, позволяющими достигать сверхзвуковой скорости полета. Так, если наибольшая скорость самолетов с поршневыми двигателями не превышает 750 км/ч, то самолеты с реактивными двигателями развивают скорость 2500 км/ч и выше.

Основной причиной малой скорости полета самолетов с поршневыми двигателями является применение воздушного винта, тяговое усилие которого создается воздействием его наклонной плоскости на окружающий воздух. Но поскольку передача импульса силы (давления) в воздушной среде происходит со скоростью звука, то какая бы мощность при этом ни затрачивалась, превысить скорость звука с помощью такого винта невозможно.

Нужно было найти способ непосредственного превращения потенциальной энергии давления газов в кинетическую энергию движения самолета. Такой способ оказался давно известным. Он применяется несколько столетий в пороховых ракетах, где энергия вытекающих продуктов сгорания создает определенное количество движения и обеспечивает нужную скорость ее полета. Тяговое усилие в таких раке-



тах получается за счет реакции струн газов, выталкиваемых из сопла.

Созданные по этому принципу реактивные двигатели можно разделить на две группы: 1) ракетные двигатели, в которых окислитель, необходимый для горения топлива, запасается на борту установки; 2) воздушно-реактивные двигатели, горение топлива в которых происходит за счет воздуха, захватываемого из окружающей среды. В эту группу включаются прямоточные, пульсирующие и турбореактивные двигатели.

В последние годы турбореактивные двигатели, отработавшие свой срок службы на самолетах и имеющие еще большой моторесурс работы в земных условиях, находят применение на тепловых электростанциях. Их используют, главным образом, в качестве генераторов газа для ГТУ, предназначенных для покрытия пиков электрической нагрузки.

Ракетные двигатели строят как на жидком, так и на твердом топливе. Ракетный двигатель на жидком топливе был предложен К. Э. Циолковским в начале ХХ в. и построен в 30-х годах. Принципиальная схема этого двигателя и его цикл приведены на рис. 4.13. Здесь топливо *Ton* и окислитель *Ок* подаются насосами H_1 и H_2 в камеру сгорания *КС*, откуда продукты сгорания поступают в сопло *С*, где создается поток газа большой скорости. В качестве окислителя используют жидкие вещества, содержащие химически связанный кислород, например концентрированная перекись водорода. Последняя при впрыске в реакционную камеру и соприкосновении с катализатором (перманганатом калия) разлагается на смесь водяного пара и кислорода.

В некоторых двигателях в качестве горючей смеси применяют также и твердые рабочие смеси, представляющие собой твердое топливо, имеющее в химически связанном виде кислород (пример — пороховые ракеты).

Термодинамический цикл жидкостно-реактивного двигателя в *р* — *v*-координатах показан на рис. 4.13. Заштриховашая на рисунке пл. *1265* — работа сжатия компонентов горючей смеси, а пл. *5634* — работа истечения продуктов сгорания.

Тяговое усилие рассчитывают следующим образом. Пусть из сопла ракеты в секунду вытекает масса газа $m' = dm/d\tau$ с относительной скоростью w. Тяговое усилие, равное силе реакции струи, согласно законам механики найдем как произведение массы вытекающих газов на изменение их скорости. Поскольку скорость газов нарастает от θ до w, то сила реакции, направлениая в сторону, противоположную изменению скорости, -p = m'w.

В общем же случае, когда в сопле при недостаточном его расширении давление газов не достигает давления окружающей среды,

$$-p = m'\omega + (p_e - p_a)F_2,$$
 (4.14)

где p_e — давление в выходном сечении сопла; p_a — давление окружающей среды; F_2 — площадь выходного сечения сопла.

Реактивный двигатель является единственным типом двигателя, пригодным для работы в безвоздушном пространстве, ибо он не нуждается в отталкивании от каких-либо тел. Тяга ракеты в безвоздушном пространстве оказывается еще больше, чем в воздухе, поскольку при отсутствии противодавления в сопле можно достигнуть большей скорости истечения ω . Истечение через сопло продуктов сгорания, имеющих обычно температуру более 3000 К, можно рассматривать как адиабатное истечение идеального газа.

При этом скорость истечения в самом узком сечении сопла

$$\omega_s = \sqrt{2[k/(k+1)]p_{3}v_3} = \sqrt{2[k/(k+1)]RT_3}, \quad (4.15)$$

где p_3 , v_3 , T_3 — параметры газа на выходе из камеры сгорания; R — его газовая постоянная.

При давлении на выходе, равном p_e , выходная скорость истечения из сопла

$$\omega_t = \sqrt{2c_p T_3} \sqrt{1 - (p_e/p_3)^{(k-1)/k}}.$$
 (4.16)

Отношение сечений сопла

$$F_e/F_s = \left[2/(k+1)\right]^{1/(k-1)} \left(p_3/p_e\right)^{1/k} \left(\omega_s/\omega_t\right).$$
(4.17)

153

Секундная масса вытекающего газа

$$m' = F_{s} \left[\frac{2}{(k+1)} \right]^{1/(k-1)} \sqrt{\left[\frac{2k}{(k+1)} \right] \left(\frac{p_{3}}{v_{3}} \right)}.$$
(4.18)

Действительный процесс истечения отличается от рассмотренного идеального наличием диссоциации газов, которая приводит к снижению температуры и среднего молекулярного веса. Например, при сжигании жидкого водородного топлива со стехиометрическим количеством жидкого кислорода температура продуктов сгорания составляет около 3300 К. При этом более половины углекислого газа и водяного пара диссоциируется в СО, ОН, О₂ и H₂. В узком сечении сопла температура газа снижается только до 2900 К и диссоциация также значительна.

Отношение действительной скорости истечения к теоретической *w*_t называют коэффициентом тяги:

$$\xi = w_e / w_t, \tag{4.19}$$

Термический к.п.д. цикла ракетного двигателя равен отношению теоретической работы цикла $l_{\rm q}$ к подведенному теплу q_1 при работе цикла $l_{\rm q} \simeq w_t^{2/2}$:

$$\eta_t = w_t^2 / (2q_1). \tag{4.20}$$

Внутренний к.п.д. цикла ракетного двигателя определяют как отношение действительной кинетической энергии истечения к теоретической:

$$\eta_i = w_e^2 / w_t^2 \,. \tag{4.21}$$

Внешним к.п.д. η_a называют отношение полезной мощности, переданной ракете, к кинетической энергии рабочего газа:

$$\eta_a = m' \omega_e \omega_a / (m' \omega_e^2 / 2 + m' \omega_a^2 / 2) = 2 (\omega_a / \omega_e) / [1 + (\omega_a / \omega_e)^2],$$
(4.22)

где w_a — скорость полета.

Как видно из (4.22), внешний к.п.д. определяется только соотношением скоростей выхода газов w_e и полета ракеты w_a . Наибольшее значение $\eta_a = 1$ достигается при $w_a/w_e = 1$, $\eta_a = 0.6 \div 1$ при $w_a/w_e = 0.3 \div 1$. Однако для малых скоростей полета η_a становится очень низким.

Суммарный к.п.д. ракетного двигателя приближенно определяют через произведение внутреннего и внешнего

Воздушно-реактивные прямоточные двигатели. Существенным недостатком обонх типов ракетных двигателей является необходимость иметь на борту ракеты не только топливо, по и кислород, что значительно увеличивает ее общий вес. Так, суммарный вес топливной смеси при сжигании в ракетном двигателе водорода оказывается в 9 раз больше, чем вес топлива; при сжигании углеводородов в 5 раз больше и т. д. Поэтому при работе реактивных двигателей в воздушной среде целесообразно использовать для горения топлива кислород из окружающего воздуха. Такие реактивные двигатели называют воздушнореактивными.

Идеи создания этих двигателей были высказаны многими русскими учеными еще в XIX и в начале XX вв. Основы теории воздушно-реактивных двигателей разработаны в нашей стране акад. Б. С. Стечкиным и опубликованы в 1929 г. Наиболее простым типом воздушно-реактивного двигателя является прямоточный реактивный двигатель (рис. 4.14). Здесь во входном сечении *а* воздух из окружающей среды входит в двигатель со скоростью w_a , равной скорости полета. В диффузоре \mathcal{I} скорость падает и давление повышается до p_b . В камере сгорания *KC* при постоянном давлении происходит горение топлива, подаваемого в него насосом *H*. Продукты сгорания затем проходят через сопло *C*, где скорость истечения возрастает до величины w_a .

Форма канала сопла на выходе газов, как правило, расширяющаяся (сопло Лаваля), поскольку скорость газов *w*_e больше скорости звука в них. В случае дозвуковой скорости газов сопло будет сужающимся. При этом следует иметь в виду, что скорость звука для вытекающих газов значительно превышает скорость звука в окружающем воздухе (имеющем более низкую температуру).

Цикл прямоточного воздушно-реактивного двигателя в p - v-координатах приведен на рис. 4.15, где обозначение точек соответствует рис. 4.14. Здесь: ab - cжатие воздуха в диффузоре; bc - подвод тепла в камере сгорания; ce - истечение газов из сопла; ea - охлаждение продуктовсгорания в окружающей среде; <math>abfg - работа сжатия воздуха в диффузоре; пл. cegf - работа истечения газов из сопла. Разность этих работ, равная площади цикла abce, и есть полезная работа цикла l_{n} .



Как видно, получился цикл, совершенно одинаковый с циклом простейшей газотурбинной установки, называемым циклом Брайтона.

Термический к.п.д. такого цикла

$$\eta_t = 1 - (p_a/p_b)^{(k-1)/k} = 1 - 1/z^{(k-1)/k}.$$
 (4.24)

Подводимое в цикле тепло

$$q_1 = c_p (T_1 - T_b). \tag{4.25}$$

Тепло, отводимое с уходящими газами,

$$q_2 = c_p (T_e - T_a). \tag{4.26}$$

Составляя баланс энергин для диффузора, можно записать

$$\left(\omega_a^2 - \omega_b^2\right)/2 = c_p \left(T_b - T_a\right),$$

отсюда

$$T_b/T_a = (p_b/p_a)^{(k-1)/k} = 1 + (\omega_a^2 - \omega_b^2)/(2c_pT_a), \quad (4.27)$$

где c_p — среднее значение теплоемкости в интервале температур точек a и b.

Подставляя (4.27) в (4.24), получим

$$\eta_t = 1/[1 + 2c_p T_a/(\omega_a^2 - \omega_b^2)].$$
(4.28)

Для скорости ω_b существует верхняя граница, определяемая скоростью $c_{\mu\pi}$ распространения пламени в камере сгорания. Если $w_b > c_{n,i}$, то пламя увлекается потоком и выдувается из камеры. Скорость распространения пламени $c_{n,i}$ зависит от турбулентности потока смеси, поэтому поток на входе в камеру специально турбулизуется. Для обычных углеводородных топлив в реальных камерах сгорания максимальное значение скорости $w_b = 25 \div 50$ м/с. В табл. 4.2 приведены значения термического к.п.д.

В табл. 4.2 приведены значения термического к.п.д. прямоточного воздушио-реактивного двигателя, вычисленные для воздуха по (4.29) при $c_{\rm p} = 1,00$ кДж/(кг-град) и $T_{a} = 273$ К.

"В этих расчетах не учитывались потери эпергии внутри камеры сгорания и в сопле, особенно значительные при теченин газа со сверхзвуковой скоростью. По этой причине внутренний к.п.д. $\eta_i = \eta_i \eta_{0in}$ значительно меньше приведенных значений η_i . Из табл. 4.2 видно, что термический к.п.д. цикла для малых и средних скоростей, меньших скорости звука, становится очень низким. Поэтому прямоточные двигатели применяют только для сверхзвуковых полетов при числе Маха M > 1. Чем больше число M, тем более высоким оказывается не только термический, по и внутренний к.п.д. такого двигателя. Развиваемая мощность и тяговое усилие с уменьшением скорости полета также резко падают и при нулевой скорости становятся равными нулю. По этой причине для взлета самолетов, оборудованных прямоточными реактивными двигателями, примеияют дополнительные стартовые двигатели.

Таблица 4.2

∞ _b , м/с	η_t при скорости $c = \omega_d$, м/с						
	100	200	300	400	600	800	1000
0 25 50	0,0179 0,0168 0,0135	0,0680 0,0670 0,0636	0,1407 0,1400 0,1376	0,226 0,225 0,223	0,396 0,396 0,395	0,538 0,538 0,537	0,646 0,646 0,645

Термический к. п. д. прямоточного воздушно-реактивного двигателя

Внешний к.п.д. прямоточного двигателя η_a , равный отношению передаваемой самолету тяговой мощности N_{π} к мощности, развиваемой прямоточным двигателем, $N_{\pi w} = m'(w_e^2 - w_a^2)/2$, найдем следующим путем. При скорости

истечения w_e и силе тяги $P = m'(w_e - w_a)$ тяговая мощность

$$N_{\rm rr} = \omega_a m' \, (\omega_e - \omega_a), \qquad (4.29)$$

соответственно

 $\eta_a = N_{\rm n} / N_{\rm AB} = 2/(1 + \omega_e / \omega_a). \tag{4.30}$

Так как диффузор и сопло работают при один аковых отношениях давлений $\sigma = p_b/p_a = p_c/p_e$, то, пренебрегая скоростями рабочего тела в камере сгорания ($w_b \approx w_c \approx 0$), можно записать:

$$w_e^2 = 2 \left[k/(k-1) \right] RT_c \left(1 - \frac{1}{\sigma^{(k-1)/k}} \right)$$

H

$$w_a^2 = 2 \left[k/(k-1) \right] RT_b \left(1 - 1/\sigma^{(k-1)/k} \right),$$

тогда

$$w_e/w_a = \sqrt{T_c/T_b}.$$
(4.31)

Подставляя (4.31) в (4.30), получим

$$\eta_a = 2/(1 + \sqrt{T_c/T_b}).$$
 (4.32)

Отсюда следует, что при увеличении температуры сгорания T_c величина η_a уменьшается.

Суммарный теоретический к.п.д. прямоточного двигателя η_c определяем через произведение внешнего к.п.д. η_a на термический к.п.д. цикла η_t . Как было показано в гл. III, для цикла Брайтона

$$\eta_t = 1 - T_a / T_b,$$
 (4.33)

тогда из (4.32) и (4.33) получим

$$\eta_{\rm c} = \eta_a \eta_t = 2 \left(T_b - T_a \right) / \left(T_b + \sqrt{T_b T_c} \right). \qquad (4.34)$$

Из (4.34) следует, что суммарный теоретический к.п.д. прямоточного реактивного двигателя увеличивается с понижением температуры горения T_c . Однако при этом резко уменьшается удельная мощность двигателя, что вынуждает всегда идти на максимально допустимое значение T_c .

Пульсирующий воздушно-реактивный двигатель. При относительно небольших скоростях полета давление в камере сгорания прямоточных двигателей будет очень низким



и вследствие этого такие двигатели оказываются неэкономичными. Значительно более высокого давления в конце сгорания и соответствению большего к.п.д. можно достигнуть, если осуществить сгорание топлива при постоянном объеме. Для этого в реактивном двигателе устанавливают систему клапанов, запирающих камеры сгорания на период горения топлива. Такие воздушно-реактивные двигатели называют *пульсирующими*.

Схема пульсирующего двигателя и диаграмма давлений и скоростей приведены на рис. 4.16. Двигатель работает следующим образом. Воздух, предварительно сжатый в диффузоре, через впускной клапан 1 поступает в камеру сгорания и вытесняет оставшиеся продукты сгорания через открытый выхлопной клапан 2. Затем клапан 2 закрывается, воздух в камере несколько сжимается и закрывается клапан 1. Топливо насосом 4 впрыскивается в камеру сгорания и от зажигательного устройства 3 смесь загорается. Происходит изохорный процесс горения. После окончания горения выхлопной клапан 2 открывается и продукты сгорания вытекают в сопло. Далее процесс повторяется.

Поскольку горение проходит в течение очень короткого времени (тысячные доли секунды), то процессы истечения газа в сопле и сжатия воздуха в диффузоре оказываются пульсирующими. Цикл пульсирующего воздушно-реактивного двигателя на *p* — *v*-диаграмме приведен на рис. 4.17. Как видно, этот цикл ничем не отличается от цикла газотурбинной установки с подводом тепла при постоянном объеме, его называют циклом Гемфри. Термический к.п.д. такого цикла, как показано в гл. III,

$$\eta_t = 1 - k \left(\lambda^{1/k} - 1 \right) / \left[(\lambda - 1) \, \sigma^{(k-1)/k} \right], \qquad (4.35)$$

где $\sigma = p_b/p_a$ — степень повышения давления в диффузоре; $\lambda = p_c/p_b$ — степень изохорного повышения давления. Термический к.п.д. цикла Гемфри при той же степени

Термический к.п.д. цикла Гемфри при той же степени повышения давления оказывается выше цикла прямоточного двигателя. Вместе с тем наличие сопротивления системы клапанов приводит к тому, что внутренний к.п.д. η_i пульсирующего двигателя, хотя и несколько превышает соответствующее значение η_i прямоточного двигателя при малых скоростях полета, все же остается инзким.

В связи с усложнением конструкции, вызванным наличием клапанов и большего давления в конце сгорания, удельный вес пульсирующих двигателей оказывается несколько выше, чем прямоточных, и составляет 0,15 ÷ ÷ 0,3 кг на 1 кг тяги.

§ 4.4. Турбореактивные двигатели

Наиболее распространенным типом современных авиационных двигателей являются турбовоздушные реактивные двигатели (ТВРД), широко применяемые при скоростях нолета 800 км/ч и более. Схема турбореактивного двигателя и днаграмма давлений и скоростей при работе их в полете приведены на рис. 4.18. Цикл этой установки в *р* — *v*координатах показан на рис. 4.19. Турбореактивный дви-гатель работает следующим образом. Воздух со скоростью *w*_{*n*} (равной скорости полета) и давлением окружающей среды p_{α} входит в диффузор \mathcal{I} , где за счет потери скорости повышает свое давление до p_h и попадает в компрессор K. В компрессоре происходит дополнительное аднабатное сжатне воздуха до давлення р. и подача его в камеру сгорання KC. Туда же поступает топливо через форсунку Φ . Горение происходит при постоянном давлении. Продукты сгорания подаются в газовую турбину ГТ, приводящую в движение компрессор. Работа газа в турбине точно соответствует затрачиваемой работе воздушного компрессора (см. рис. 4.19, где пл. *kdfy* — пл. *nkcb*). Отработавшие в турбине газы, соответствующие на диаграмме точке f, аднабатически



расширяются в сопле *C* до давления *p_e*, равного или близкого к давлению окружающей среды.

Работа сжатия в диффузоре равна пл. zabn, а работа сопла — пл. yfez. Легко доказать, что полезная работа цикла $l_{\rm u}$, равная разности работ сопла и диффузора, т. е. разности пл. yfez и zabn, в точности равна площади цикла acde. Для этого следует лишь напомнить, что пл kdfy = пл. nbck, а $l_{\rm u} =$ пл. zedk — пл. zack.

Таким образом, рассмотренный турбореактивный двигатель работает по циклу газотурбинной установки с подводом тепла при p = const, т. е. по циклу Брайтона. Термический к.п.д. такого цикла

$$\eta_t = 1 - (p_a/p_c)^{(k-1)/k} = 1 - 1/s^{(k-1)/k},$$
 (4.36)

где σ — общая степень повышения давления (суммарно в диффузоре и компрессоре).

Здесь степень повышения давления в компрессоре практически не зависит от скорости полета, а степень сжатия в диффузоре всегда пропорциональна этой скорости. Вследствие этого общая степень сжатия в цикле с увеличением скорости полета несколько возрастает, однако значительно меньше, чем в прямоточных двигателях. Термический и эффективный к.п.д. такого двигателя оказываются более устойчивыми.

При определении зависимости η_t от скорости полета можно условно рассматривать цикл турбореактивного дви-

6-684

гателя состоящим как бы из двух частей: газотурбинного цикла bcdm (рис. 4.19) с работой l_{rr} и цикла abme прямоточного двигателя с работой l_p (реактивного цикла). Тепло топлива q_1 подводится только к газотурбинной части цикла. Его термический к.п.д.

$$\eta_{t\tau} = l_{\mathbf{r}\tau} / q_{\mathbf{1}} = 1 - (p_b / p_c)^{(k-1)/k} = 1 - T_b / T_c. \quad (4.37)$$

Отработанное тепло, отводимое от газотурбинного цикла,

$$q_{\mathbf{T}} = q_{\mathbf{1}} (T_b/T_c) = q_{\mathbf{1}} (p_b/p_c)^{(k-1)/k}$$

представляет собой тепло, подводимое к реактивному циклу. Термический к.п.д. реактивного цикла с учетом (4.28)

$$\eta_{tp} = \frac{l_{p}}{q_{1} (\rho_{b}/\rho_{c})^{(k-1)/k}} = \frac{1}{1 + 2c_{p}T_{a}/w_{a}^{2}} \cdot$$
(4.38)

Термический к.п.д. всего цикла турбореактивного двигателя в полете, имеющего скорость w_a , окажется равным

$$\eta_t = \frac{l_{\rm T} + l_{\rm p}}{q_{\rm 1}} = 1 - \left(\frac{p_b}{p_c}\right)^{(k-1)/k} \left[1 - \frac{1}{1 + 2c_p T_a/w_a^2}\right], \quad (4.39)$$

нли

$$\eta_t = 1 - \frac{(p_b/p_c)^{(k-1)/k}}{1 + w_a^2/(2c_pT_a)} \cdot$$

Если сюда ввести скорость звука $a = \sqrt{kRT_a}$ и число Маха $M = w_a/a$, то (4.39) примет вид

$$\eta_t = 1 - (p_b/p_c)^{(k-1)/k} / [1 + (k-1) M^2/2].$$
 (4.40)

Отсюда видно, что поскольку скорость звука меняется с высотой полета (понижается M), то при той же скорости полета с увеличением высоты η_t повышается. Поскольку мощность двигателя зависит от плотности воздуха, то с ростом высоты она уменьшается. Но так как верхняя температура цикла сохраняется неизменной, то понижение T_a вызовет больший расход топлива и соответствующий рост мощности. При этом сопротивление полета с ростом высоты несколько уменьшается. Суммарное действие всех этих факторов приводит к тому, что действительная скорость полета и экономичность работы двигателя с ростом высоты увеличиваются.

162



Максимальное значение эффективного к.п.д. двигателя достигается при скоростях полета, близких к скорости звука (1000—1500 км/ч). Сравнительно высокая экономичность и относительная большая сила тяги на старте дали возможность широко применять эти двигатели в современной авнации.

Энергетические установки с турбореактивными двигателями. Авиационные турбореактивные двигатели, снимаемые с самолетов после определенного числа часов их эксплуатании. обладают еще большим моторесурсом, т. е. могут успешно работать в земных условиях несколько тысяч часов. Компактность, быстрота пуска и относительно высокая экономичность позволяют успешно применять их в электроэнергетических системах для покрытия пиков электрической нагрузки в качестве генератора газа газовой турбины, приводящей в движение электрический генератор. Никакой собственно реконструкции турбореактивный двигатель не подвергается. Отбрасывают только реактивное сопло и дифрузор, а газы после газовой турбины (приводящей компрессор) направляют в «силовую» газовую турбину, где вырабатывают необходимую механическую энергию, а затем отводятся в атмосферу.

Схема такой установки и ее цикл показан на рис. 4.20. Здесь: *ТВРД* — турбореактивный двигатель без выходного сопла; *СТ* — силовая турбина. Для увеличения мощности такой пиковой теплоэнергетической установки на одну силовую газовую турбину устанавливают несколько (до 8) турбореактивных двигателей. Это позволяет довести суммаркую мощность установки до 100—120 тыс. кВт. Цикл рассматриваемой установки постоянного горения также соответствует циклу Брайтона. Компрессор турбореактивного двигателя здесь выполняет роль компрессора обычной ГТУ, а степень сжатия воздуха в нем останется почти такой же, как и в полете. Однако поскольку в компрессор попадает воздух с атмосферным давлением (без предварительного сжатия его в диффузоре за счет скорости полета), то общая степень повышения давления в цикле будет уменьшена.

Представленный на рис. 4.20 цикл энергетической установки состоит из следующих процессов: 12 — адиабатное сжатие воздуха в компрессоре $TBP\mathcal{A}$; 23 — подвод тепла в цикле (процесс в камере сгорания); 34 — адиабатный процесс в турбине $TBP\mathcal{A}$; 45 — адиабатный процесс в силовой турбине CT. Здесь уже пл. b43c, равная работе турбины $TBP\mathcal{A}$, представляет всю работу сжатия, соответствующую пл. a12c.

Термический к.п.д. полученного цикла, аналогично *ц*икла простейшей ГТУ постоянного горения, определяется формулой

$$\eta_t = 1 - 1/\sigma^{(k-1)/k}. \tag{4.41}$$

Но поскольку общая степень сжатия меньше, чем авнационных ТВРД при полете, то и величина термического к.п.д. цикла рассматриваемой энергетической установки также более низкая. Однако благодаря их низкой стоимости, возможности быстрого пуска и набора нагрузки такие установки получают все более широкое применение в энергетике, как в качестве пиковых, так и в качестве аварийного резерва.

Глава 5

КОМБИНИРОВАННЫЕ ЦИКЛЫ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

§ 5.1. Общие принципы комбинирования циклов

Целью комбинирования различных циклов является стремление повысить значение электрического к.п.д. энергетической установки и уменьшить удельные капитальные вложения. Комбинирование различных циклов может преследовать и такие более узкие цели, как возможность покрытия пиковой электрической нагрузки, использование инзких температур окружающего воздуха и др.

Здесь рассмотрим только такие комбинированные циклы. которые используются или могут быть использованы при создании мощных тепловых электростанций: паропаровые, парогазовые и газогазовые.

Все комбнипрованные циклы в зависимости от принципов использования тепла горячего источника (теплоты топлива) можно разделить на три группы: бинарные, составные и частично бинарные.

Принципы комбинирования и их термодинамическая эффективность могут быть показаны на примере различного соединения двух идеальных циклов Карно (рис. 5.1 и 5.2). На обоих рисупках цикл 1234 является основным, а цикл аβу8 — дополнительным. Комбинированный цикл на рис. 5.1 называют бинарным, а на рис. 5.2 — составным.

При таком комбинировании, как показано на рис. 5.1, надстройка верхнего цикла а $\beta\gamma\delta$ не приводит к увеличению тепла q_2 , отдаваемого холодному источнику. Увеличивается только подводимое тепло q_1 на величину Δq_1 , равную работе дополнительного цикла $l_{u,\text{доп}}$. Таким образом: $q_2 =$ $= \text{const}; \Delta q_1 = l_{u,\text{доп}}$.

Термический к.п.д. основного цикла

$$\eta_{t \text{ och}} = l_{\mathfrak{u}, \text{ och}}/q_{\mathfrak{l}}. \tag{5.1}$$

165



Термический к.п.д. бинарного цикла (комбинированного)

 $\eta_{l6} = 1 - q_2/(q_1 + \Delta q_1) = (l_{u.och} + l_{u.don})/(q_1 + \Delta q_1).$ (5.2)

При сравнении (5.1) и (5.2) видно, что независимо от того, какой будет надстраиваемый цикл, его надстройка всегда приведет к повышению термическоо к.п.д., т. е. всегда $\eta_{t6} > \eta_{tocn}$. Интересно отметить, что если надстраиваемый цикл осуществить отдельно, то его термический к.п.д. окажется меньше, чем основного цикла:

 $\eta_{t \text{ gon}} = l_{\mathfrak{u}, \text{ gon}} / q_{1 \text{ gon}} < \eta_{t \text{ ocu.}}$ (5.3)

Таким образом, если происходит надстройка одного цикла над другим, то термический к.п.д. полученного комбинированного цикла всегда оказывается больше термического к.п.д. каждого из этих циклов:

$$\eta_{t \text{ och}} < \eta_{t \text{ } 6} > \eta_{t \text{ } 40\text{ n}}.$$

$$(5.4)$$

Очевидно, точно такой же эффект и те же формулы получатся и в том случае, когда надстраиваемый цикл располагается не сверху, а внизу основного цикла (см. рис. 5.5).

Совершенно иной эффект получим от схемы комбинирования (см. рис. э.2), где дополнительный цикл $\alpha\beta\gamma\delta$ пристраивается к основному 1234. Отводимое тепло теперь увеличится и составит сумму $q_{20cH} + q_{2\pi0n}$. В этом случае терми-



Рис. 5.2

ческий к.п.д. составного цикла

 $\eta_{lc} = 1 - \frac{q_2 + q_{2 \text{ AOH}}}{q_1 + q_{1 \text{ AOH}}} = \frac{l_{\text{u. och}} + l_{\text{u. AOH}}}{q_1 + q_{2 \text{ AOH}} - l_{\text{u. AOH}}}, \quad (5.5)$

где $q_{1 \text{доп}} = l_{\text{ц.доп}} + q_{2 \text{доп}}$.

Отношение $l_{\mu, \text{доп}}/q_{1 \, \text{доп}} = \eta_{t \, \text{доп}}$ является термическим к.п.д. дополнительного (пристраиваемого) цикла.

Сравнивая между собой η_{toch} и η_{tc} по (5.1) и (5.5), легко заметить, что:

1) неравенство $\eta_{tc} > \eta_{toch}$ имеет место только в том случае, когда $\eta_{t \text{ доп}} > \eta_{toch}$;

 если η_{t доп} < η_{t осн}, то такая пристройка приведет не к росту, а к уменьшению общего термического к.п.д.;

3) общий термический к.п.д. составного цикла η_{toch} всегда имеет какое-то промежуточное значение между η_{toch} и η_{tgon} .

Действительно, если в (5.5) заменить $l_{u,och}$ на произведение $q_1\eta_{tocu}$, а $l_{u,gon}$ на $q_{1,gon}\eta_{t,gon}$, то

$$\eta_{tc} = \alpha \eta_{t \text{ och}} + (1 - \alpha) \eta_{t \text{ Jon}}, \qquad (5.6)$$

где $\alpha = q_1/(q_1 + q_{1\text{доп}}).$

Записывая формулу термического к.п.д. бипарного цикла (5.4) подобно (5.6), получим соответственно

$$\eta_{t6} = \eta_{t \text{ ocn}} \alpha_{\bar{0}} + (1 - \alpha_{\bar{0}}), \qquad (5.7)$$

 $r_{\rm A} \epsilon \ \, {\mathfrak a}_{\rm 0} = \, q_{\rm 1} / (q_{\rm 1} + \Delta \, q_{\rm 1}) \, = \, q_{\rm 1} / (q_{\rm 1} \, + \, l_{\rm u, \, {\rm gon}}).$

167



Отсюда следует, что при надстройке какого-то цикла получается такой же термодинамический эффект, как и при пристройке дополнительного цикла с термическим к.п.д., равным единице.

Величина абсолютного приращения термического к.п.д. $\Delta \eta_t = \eta_{to-} \eta_{tocH}$, вызванная осуществлением бинарного цикла, с учетом (5.7)

$$\Delta \eta_t = (1 - \alpha_0) \left(1 - \eta_t _{\text{oen}} \right). \tag{5.8}$$

Отсюда видно, что независимо от того, какова величина $\gamma_{i\,t\,{\rm g}\,{\rm o}\,{\rm n}}$, надо всегда стремиться получать как можно больше работы $l_{{\rm u},{\rm д}{\rm o}\,{\rm n}}$ в надстранваемом дополнительном цикле. В зависимости от конкретных условий следует выбирать такую форму дополнительного цикла и соответственно такое рабочее тело, при которых обеспечивалась бы максимальная величина $l_{{\rm u},{\rm д}{\rm o}{\rm n}}$.

Из приведенного следует, что наибольший эффект комбинирование циклов дает в том случае, когда осуществляется надстройка одного цикла над другим, позволяющая использовать отводимое тепло от верхнего цикла в нижнем. В этом случае нижний цикл становится по отношению к верхнему утилизационным, а весь комбинированный цикл оказывается бинарным. Тепло от горячего источника (тепло топлива) подводится только в верхнем цикле при наибольшем значении T_{1cp} и отводится к холодному источнику при наинизшей температуре. Значительно меньший термодинамический эффект получают в составных циклах, где осуществляется пристройка одного цикла к другому. Термический к.п.д. комбинированного цикла получается ниже, чем у одного из пристраиваемых циклов. Поэтому, если можно осуществить простой цикл с большим к.п.д. без всякой пристройки, то в комбинировании нет необходимости. Однако, как правило, осуществление такого простого цикла без пристройки к малоэффективному циклу оказывается невозможным. В этих случаях оказывается целесообразным указанное комбинирование двух циклов путем пристройки одного к другому, поскольку оно дает повышение эффективного к.п.д. установки.

Для примера рассмотрим цикл паротурбниного блока с промежуточным перегревом пара как составной цикл (рис. 5.3), основную часть которого представляет цикл 1234 без промнерегрева при тех же начальных параметрах пара (p_1 , t_1). Дополнительный цикл a1'2'2, связанный со вторичным перегревом пара (заштрихован на рисунке), имеет более высокий термический к.п.д., однако отдельно от основного цикла его осуществить нельзя. Такая пристройка цикла вторичного перегрева пара повышает термический к.п.д. всего цикла только при $l_{n, \pi on}/q_{1\pi on} > l_{\pi, oen}/q_{1oen}$, т. е. при $\eta_{t\pi on} > \eta_{toen}$. Кроме того, уменьшение конечной влажности отработанного пара снижает потери в турбине и новышает внутренний к.п.д. цикла.

Если в конечном итоге η_i всего цикла от указанной пристройки повышается, то такая пристройка термодинамически целесообразиа, даже когда термический к.п.д. при этом не возрастает.

В ряде случаев комбинирование циклов осуществляется путем частичной надстройки и частичной пристройки цикла, без которой невозможно осуществить реальный цикл. Например, при низкой температуре газов, выходящих из газовой турбины, не представляется возможным полностью осуществить надстройку газового цикла над паровым из-за недопустимой влажности отработанного пара. Пристройка же дополнительного цикла путем промежуточного перегрева пара за счет непосредственного подвода к пару тепла топлива снижает его конечную влажность и делает такой парогазовый цикл практически осуществимым. Хотя при этом и получается только частично бинарный цикл, внутренний к.п.д. установки повышается.



Бинарные паропаровые циклы. В конце двадцатых годов нынешнего столетия в период широкого применения простейших циклов перегретого водяного пара при начальной температуре до 450°С и давлении 3,5—4,0 МПа, были созданы теплоэнергетические установки, работавшие по ртутно-водяному бинарному циклу. Схема такой бинарной установки и ее цикл приведены на рис. 5.4. Здесь ртутный пар. образующийся в котле РК, поступает в ртутную турбину РТ, где производит работу, а отработавший ртутный пар в конденсатор-испаритель КИ и в нем конденсируется. Отсюда жидкая ртуть самотеком или с помощью ртутного насоса возвращается в котел РК. Питательная вода, подаваемая в конденсатор-испаритель КИ, превращается там в водяной пар (за счет теплоты конденсации ртутного пара) и направляется в пароперегреватель ПП, расположенный в газоходах ртутного котла. Перегретый водяной пар поступает в паровую турбину ПТ, где совершает работу, а затем в конденсатор К. Конденсат водяного пара питательным пасосом Н через регенератор Р снова подается в конденсатор-испаритель и т. д.

Теплота конденсации отработавшего ртутного пара, отдаваемая водяному пару в KH, равна пл. 4587. Пл. 8519 соответствует теплоте перегрева водяного пара Δq_1 , получаемой им непосредственно от продуктов сгорания.

Отношение массы ртути к массе воды в цикле бинарной установки называют кратностью ртути:

$$m = G_{\rm pr}/G_{\rm s}.\tag{5.9}$$

Учитывая необходимость иметь в конденсаторе-испарителе температурный напор порядка 10°С, при указанной выше температуре конденсации ртути можно в нем вырабатывать насыщенный водяной пар с давлением около 3,0 МПа.

Наибольший термический к.п.д. можно получить в том случае, если цикл водяного пара будет чисто утилизационным и соответствовать пл. 3456. Остальная часть пароводяного цикла, связанная с перегревом паразасчет дополнительно подводимого тепла топлива Δq_1 , является вынужденной пристройкой, вызванной необходимостью уменьшить конечную влажность отработавшего пара. Как видно из рис. э.4, среднетермодинамическая температура подвода тепла к ртутному пару T_{1cp} (благодаря тому, что теплоемкость ртути по левой пограничной кривой почти в 30 раз меньше теплоемкости воды) является близкой к его температуре насыщения, практически равной T_{α} . Среднетермодинамическая температура подвода тепла в процессе 51 перегрева водяного пара $T_{п.сp}$ всегда ниже T_{1cp} ртутного пара.

По этой причине термический к.п.д. основной чисто бинарной части комбинированного цикла (равной сумме пл. а $\beta\gamma\delta$ и 3456), как правило, оказывается выше, чем η_{tu} пристроенной его части, где осуществляется перегрев водяного пара. Значение температуры перегрева водяного пара T_1 определяется здесь допустимой влажностью пара в последних ступенях турбины.

В связи с тем, что количества ртутного и водяного паров в инкле не одинаковы, изображают их на *Т* — *s*-днаграмме с учетом кратности ртути *m*. Соответственно этому верхний цикл строят для *m* кг ртути, а нижний — для 1 кг воды. При этом площадь верхнегоцикла оказывается равной рабоге *m* кг ртутного пара, а площадь нижнего цикла — работе 1 кг водяного пара. Общий термический к.п.д. всего ртутно-водяного цикла

$$\eta_t = (ml_{p_{\rm T}} + l_{{}_{\rm B, \pi}})/(mq_{1p_{\rm T}} + \Delta q_{1}), \qquad (5.10)$$

где l_{p_T} и q_{1p_T} — работа в цикле и подведенное тепло топлива, отнесенные к 1 кг ртути; $l_{B,\Pi}$ и Δq_1 — работа водяного пара и теплота перегрева, отнесенные к 1 кг водяного пара.

Термический к.п.д. приведенного ртутно-водяного бипарного цикла достигает 0,9 \div 0,95 от величины термического к.п.д. цикла Карно, осуществленного в том же диапазоне температур. При начальной температуре цикла $T_1 =$ = 770 K ($p_{1p_T} = 0.85$ МПа) и конечной температуре $T_2 =$ = 300 K ($p_{2p_T} = 4.0$ кПа) термический к.п.д. такого цикла с регенерацией $\eta_t = 57,2\%$, что значительно больше η_t соответствующего чисто парового цикла.

В последние годы благодаря развитию металлургин созданы высококачественные жароупорные стали, установки из которых дают возможность применять водяной пар со сверхкритическим давлением и температурой до 650°С. В этих условиях при двойном промежуточном перегреве пара достигается термический к.п.д. чисто парового цикла, не уступающий к.п.д. приведенного бинарного цикла. Все это, а также сильная токсичность ртути (отравлений людей, с ней соприкасающихся) и дороговизна ртутного оборудования привели к тому, что в настоящее время подобные бинарные установки больше не строят.

Другим типом бинарных паропаровых установок являются паротурбинные установки с низкотемпературными веществами, использующими зимнее понижение температуры окружающей среды. Дело в том, что обычные паротурбинные установки, в конденсаторе которых используют в качестве охладителя циркуляционную воду, даже в самые холодные зимине дни, когда температура окружающего воздуха достигает — 30° С и ниже, не могут уменьшить температуру конденсации отработавшего пара ниже $+15 \div +20^{\circ}$ С, поскольку вода в реке всегда имеет положительную температуру. При низких давлениях и температурах насыщения водяной пар очень сильно увеличивается в объеме, что ограничивает его пропуск через последние ступени турбины.

Вместе с тем известно, что использование нижнего перепада температур дает наибольшее повышение к.п.д. цикла. Справедливость этого утверждения можно показать на примере идеального цикла Карно. Пусть имеются источники тепла с температурами $T_1 = 800$ К и $T_2 = 300$ К, при этом термический к.п.д. цикла Карно $\eta_t = 1 - 300/800 =$



= 0,625. Если повысить температуру подвода тепла q_1 в цикле на 50 К, то термический к.п.д. увеличится до 1 — 300/850 = 0,649, или на 2,4%. При понижении температуры отвода тепла в цикле па те же 50 К термический к.п.д. увеличится до $\eta_t = 1 - 250/800 = 0,689$. Соответствующий прирост к.п.д. составит 6,4%, т.е. почти в 3 раза больше, чем от повышения температуры подвода тепла на те же 50 К. Это положение доказывается и аналитически |2|. Действительно, дифреренцируя выражение к.п.д. Карно $\eta_t = 1 - T_2/T_1$ по T_2 , получим: $d\eta_t/dT_2 = -1/T_1$, в то время как $d\eta_t/dT_1 = T_2/T_1^2$. Отсюда видно, что $d\eta_t/dT_1 \ll \ll d\eta_t/dT_2$.

На рис. 5.5 приведены схема и цикл на T - s-диаграмме бинарной установки с низкотемпературной подстройкой. Здесь контур 1234 представляет собой пароводяной цикл с регенеративным подогревом питательной воды и абуб фреоновый цикл, использующий тепло конденсации отработавшего водяного пара. На T - s-диаграмме: $T_{\rm K}$ — температура конденсации водяного пара; $T_{\rm n}$ — температура циркуляционной воды; $T_{\rm 0}$ — температура окружающего воздуха; ΔT — температурный напор в конденсаторе-испарителе.

Как известно, в течение года температура циркуляционной воды и окружающего воздуха, а также их соотношение значительно изменяются. Так, если летом более холодной будет вода, то зимой более холодным — воздух. При этом перепад температур, используемый в подстроенном фреоноВом цикле в течение года, резко меняется, а в летний период может быть даже отрицательным. В результате этого полезная работа фреонового цикла получается только зимой, а вся пристраиваемая низкотемпературная схема во все остальные периоды года должна отключаться. Достигаемая только в зимпий период экономия топлива, как правило, не окупает дополнительных капитальных вложений. Но сама идея нижней подстройки низкотемпературного цикла является весьма интересной. Так, подбирая в качестве рабочего тела для пижнего цикла вещество с малыми удельными объемами и подняв линию раздела между циклами до давления водяного пара в 0,1—0,2 МПа, можно в несколько раз уменьшить его в объем в последних ступенях турбины. Этим создается возможность достигнуть большей единичной мощности энергетического блока.

Одним из таких рабочих тел является фреон-21, позволяющий уменышить объемный расход рабочего тела на выходе из последних ступеней турбины почти в 20 раз по сравнению с водяным паром. Однако возможность увеличения весового расхода фреонового пара ограничивается малой его звуковой скоростью. Другим недостатком фреона является значительно большее, чем при водяном паре, возрастание объема в каждой ступени турбины, что значительно снижает относительный к.п.д. ступени. Другим возможным рабочим телом могут быть пары аммиака, удельный объем насыщенного пара которого при T = 300 К составляет только 0,03 объема водяного пара. При воздушном охлаждении в зимнее время его температуру конденсации можно понизить до 250 К и этим самым повысить к.п.д. установки в период, когда потребность в электроэнергии максимальна.

Комбинирование циклов перегретого и насыщенного паров. Исходя из того, что высокотемпературный водяной пар близок по своим термодинамическим свойствам к газам, возникла идея применить в качестве рабочего тела газотурбишных установок такой пар при температуре 1000— 1100 К. Если построить обычный цикл ГТУ с подводом тепла при постоянном давлении на перегретом водяном паре, то в нем будет большая работа сжатия и высокая температура отвода тепла. Этого можно избежать, если осуществить комбинированный цикл перегретого водяного пара, называемый циклом Барановского — Фильда. Идея такого комбинирования видна из рис. 5.6, где 1234 — верхний газовый цикл и *аbc* — нижний паровой цикл. Между изобарами начального и конечного давлений верхнего цик-



Рис. 5.6

ла на участках 26 и 45 происходит регенеративный теплообмен. Пля уменьшения работы сжатия в сжимаемый пар, соответствующий точке 3, впрыскивается вода. Процесс сжатия пара с испарением влаги условно изображается кривой 34. Однако поскольку за счет впрыска воды перед компрессором количество пара в точке 4 будет больше, чем в точке 3, часть отработавшего пара должна отводиться. Отвод части пара происходит после регенератора (в точке 6) в количестве, равном количеству впрыскиваемой воды в компрессор. Отводнмый пар направляется в специальную турбниу инзкого давления, куда он поступает с состоянием, соответствующим точке а. Работа этого пара в турбине низкого давления на рисунке изображена заштрихованной площадкой abc. Отработавший пар турбины низкого давления поступает в конденсатор. Полученный конденсат насосом подается для вспрыска в компрессор, сжимающий выхлопной пар газовой турбниы. Тепло топлива подается только к перегретому пару на участке 51, а отводится к окружающей среде только в нижнем цикле на участке bc при самой низкой температуре. Как показывают расчеты, при $p_1 = 4,0$ МПа и $t_1 = 750$ °С с помощью этого цикла можно получить эффективный к.п.д. установки до 38%, а при t, = 800°C — до 40%. Незначительная величина экономни топлива, по сравнению с обычными паротурбинными установками, при большей сложности схемы не позволила этому циклу получить практическую реализацию.



Комбинированные газовые циклы. Большим недостатком поршневых двигателей внутреннего сгорания является выброс в атмосферу отработавших газов с относительно высоким давлением, что вызывает значительные потери возможной работы, называемые потерями от неполноты расширения. Эти потери могут быть значительно уменьшены. если выхлопные газы направить в специальную утилизационную турбину. Полученную таким образом дополнительную работу обычно используют на привод воздуходувки, повышающей давление воздуха на всасе в цилнидо поршневого двигателя и этим самым увеличивающей его мощность. На рис. 5.7 приведены схема такой комбинированной установки и ее цикл. Здесь: 12345 — цикл, осуществляемый в поршневом двигателе Д и пл. 156—работа, используе-мая в газовой турбине Т. Указанная дополнительная работа цикла равна уменьшению потерь тепла с уходящими газами:

$$\Delta l_{\rm II} = \Delta q_{\rm yx} = q_{\rm 2\pi B} - q_{\rm 2\pi}, \qquad (5.11)$$

где $q_{2,\text{дв}} = c_V (T_5 - T_2)$ — отводнмое тепло в цикле поршневого двигателя; $q_{2,\text{T}} = c_\rho (T_6 - T_1)$ — отводимое тепло с уходящими газами утилизационной турбины.

Другая комбинированная схема поршиевого двигателя и газовой турбины показана на рис. 5.8. Здесь сочетается с газовой турбиной так называемый *свободно-поршиевой генератор газа* (СПГГ), состоящий из поршиевого двигателя внутреннего сгорания \mathcal{A} и поршиевого компрессора K и ресивера *Рес.* Вся мощность двигателя целиком расходуется на сжатие воздуха. Полезная мощность установки вырабатывается только в турбине. На этом же рисунке показан



идеальный цикл такой установки, где: 12 — процесс сжатия воздуха в компрессоре (левой полости цилиндра СПГГ); 23 и 34 — горение топлива и расширение продуктов сгорания в правой полости СПГГ; 45 — процесс аднабатного расширения продуктов выхлопа из СПГГ в газовой турбине; 1286 — работа сжатия воздуха, равная пл. 3478 работы поршия СПГГ; 4567 — полезная работа комбинированного цикла, равная работе газовой турбины ΓT .

Циклы установок на газовых смесях. Комбинирование газовых циклов можно осуществлять и путем подбора различных смесей газов или низкокипящих веществ (НКВ). частности, для замкнутых газотурбинных установок B атомных электростанций большой интерес представляют циклы на смеси гелия и углекислого газа. При таком смешении удачно сочетаются такие свойства этих газов, как высокая теплопроводность и теплоотдача Не и относительно малая работа сжатия СО₃. Взаимно компенсируются такие недостатки, как большая удельная работа сжатия Неималая теплопроводность СО". При различном сочетании этих двух веществ внутренний абсолютный к.п.д. и; регенеративного цикла Брайтона замкнутой ГТУ значительно изменяется, достигая своего максимумапри 0,1 Не и 0,9 СО. При этом величина п, на смеси оказывается больше, чем на Не. Так, по данным С. Д. Тетельбаума*, у, простейшего регенеративного цикла Браїтона (рис. 5.9, а) на Не составляет 31,2%, на СО, - 27,8 и на смеси 0,1 Не + 0,9 СО, -

^{* «}Теплоэнергетика», 1974, № 6.



36,4%. Соответственно меняется и оптимальное значение верхней температуры цикла. Если для чистого Не она равна 950 К и для $CO_2 - 878$ К, то для указанной смеси — 980 К. Оптимальные верхняя температура цикла T_3 и величина η_i значительно повышаются при многоступенчатом сжатин (рис. 5.9, δ). Внутренний абсолютный к.п.д. такого цикла с трехступенчатым сжатием на смеси 0,1 Не и 0,9 CO_2 повышается до $\eta_i = 39,6\%$, а верхняя температура T_3 — до 1023 К (750°С). При экономической оптимизации скоростей газа и поверхностей нагрева общий выигрыш от применения смеси резко уменьшается.

§ 5.3. Комбинированные парогазовые циклы

Совместное использование в тепловом двигателе газов и паров имеет уже довольно давнюю историю. Первую попытку создать комбинированную установку, в которой одновременно участвуют два рабочих тела — продукты сгорания и водяной пар — сделал русский инженер П. Д. Кузьминский еще в 1892—1900 гг. Идея заключалась в том, что тепло, выделяющееся при сгорании топлива, частично отдавалось воде, протекающей через змеевики, расположенные в камере сгорания. Вода в змеевиках имела давление свыше 5,0 МПа, что должно было исключить полное парообразование и отложение накипи. Перегретая вода через дроссель направлялась в поток газа, идущий от камеры сгорания к газовой турбине. Таким образом, получалась паро-



газовая смесь допустимой температуры, которая совершала работу в турбине. Учитывая, что на подачу воды затрачивается незначительная работа, общая работа сжатия относительно чисто газотурбинных установок уменьшается. Смерть П. Д. Кузьминского помешала завершить это исследование. Однако его идея нашла свое возрождение в работах Сибирского отделения АН СССР (схема акад. С. А. Христиновича), где используется тот же принцип смешения двух рабочих тел — продуктов сгорания и водяного пара.

Простейшая схема, демонстрирующая указанный принцип, показана на рис. 5.10. В компрессоре К воздух сжимается и подается в камеру сгорания КС, туда же поступает топливо. Образовавшиеся там продукты сгорания направляются в турбину Т. Насосом Н химически очищенная вода подается в газоводяной подогреватель П, где она охлаждает уходящие газы, а затем поступает в охлаждающий камеру сгорания змеевик. Из змеевика пар поступает в поток газа, смешивается с ним, перегревается и одновременно охлаждает газ до заданной температуры. Таким образом, в турбину попадает смесь водяного пара и продуктов сгорания, которая после совершения работы направляется в газоводяной подогреватель. Конденсация отработанного пара происходит в атмосферном воздухе. Как видно, здесь параллельно осуществляются два цикла: один чисто газовый с подводом тепла при постоянном давлении, а другой чисто паровой с конденсацией отработавшего пара в окру-



жающей среде. Схематическое изображение этих циклов показано на *T* — *s*-диаграмме (рис. 5.11).

Теплу охлаждения продуктов сгорания в подогревателе П соответствует пл. 4578 под изобарой отработавших газов, а теплу охлаждения параўв том же подогревателе пл. eghf. Сумма их равна теплоте подогрева воды, в свою очередь равной пл. bcnm под верхней изобарой парового цикла. Заштрихованные площадки под газовым (5167) и паровым (ganh) циклами представляют собой теплоту, отдаваемую окружающей среде парогазовой смесью, выбрасываемой в атмосферу. Подводимое тепло топлива измеряется суммой пл. 6238 (q_{1 газ}) и ncdf (q₁₁₁).

Полезная работа всей установки определяется суммой площадей газового 1234 и парового abcdeg циклов. Следует только иметь в виду, что указанные циклы обычно строят для 1 кг продуктов сгорания и d кг водяного пара. Здесь $d = D_{\text{в.п}}/G_{\text{газ}}$ — отношение массы водяного пара к массе продуктов сгорания, называемое относительным расходом пара.

Суммарный термический к.п.д. такого комбинированного (двойного) цикла

$$\eta_t = (l_{ra3} + dl_n)/(q_{1 ra3} + dq_{1n}), \qquad (5.12)$$

где l_{ras} и dl_{II} — соответственно работа газового и парового циклов; q_{1ras} и $d q_{1II}$ — подводимое тепло топлива в газовом и



наровом циклах (тепло, подводимое к воде в газоводяном подогревателе в q_{1H} не включается).

В 1908—1930 гг. в Германии осуществлялась другая идея комбинирования парового и газового циклов в созданной опытной установке Хольцварта—Шюле. Это было сочетание газотурбинной установки, работающей по циклу с подводом тепла при v = const, и паротурбинной с разделенными потоками водяного пара и продуктов сгорания. Схема этой установки и ее цикл показаны на рис. 5.12.

Здесь воздух, сжатый в компрессоре \hat{K} , подавался в камеру сгорания КС, туда же поступало и топливо. Продукты сгорания сначала расширялись в турбине высокого давления ТВД, затем охлаждались в теплообменнике ТО и снова расширялись в турбине инзкого давления ТНД. Отработавшие газы после турбины дополнительно охлаждались в водяном подогревателе ВП. Водяной пар вырабатывался в паровом котле ПК и змеевике, расположенном в камере сгорания *КС*. Компрессор приводился в движение наровой турбиной *Т*. Обе газовые турбины приводили в движение электрический генератор. Как видно, в этой установке было применено двухступенчатое расширение газа с его промежуточным охлаждением водяным паром. Теплота охлаждения газовой части установки целиком использовалась в паровой ее части. Полезная работа паровой части расходовалась на сжатие воздуха в компрессоре. Работа газовых турбин соответствовала полезной работе всего реального цикла.

В изображенном на *Т* — *s*-диаграмме цикле, процесс З'З соответствует охлаждению продуктов сгорания в *КС*. Точка З — действительное состояние газов на входе в газовую турбину (после отдачи части тепла водяному пару). Пл. 4567g9 — теплота продуктов сгорания, отведенцая к водяному пару в *ТО* и *ВП*. Пл. gabf— часть этой теплоты, использованная на подогрев питательной воды.

Таким образом, цикл. установки Хольцварта—Шюле является частично бинарным и обеспечивает более высокий термический к.п.д., чем цикл парогазовой установки со смешением рабочих тел. Однако большие потери в газовой части цикла, низкая начальная температура газов и большие потери от необратимости теплообмена между газом и паром сделали эту установку неэкономичной. Дальнейший шаг в развитии парогазовых установок был

сделан в 1932 г. фирмой «Броун-Бовери», создавшей особую конструкцию паровых котлов, работающих при высоком давлении продуктов сгорания (0,3--0,4 МПа). Эти продукты сгорания после выхода из парогенератора работали в газовой турбине, приводившей в движение высоконапорный нагнетатель воздуха. Таким образом осуществлялся вспомогательный цикл ГТУ постоянного горения (при p = const), вся выработка энергии которого использовалась на собственные нужды котлоагрегата. В 1944 г. А. Н. Ложкин (Центральный котлотурбинный институт) предложил увеличить мощность этой газовой турбины и вырабатывать за счет этого дополнительное количество электрической энергии (рис. 5.13). Этим создается комбинированная парогазовая установка (без смешения рабочих тел) с более высоким к.п.д., чем чисто паровые. Как видно из рисунка, в этой установке воздух, сжатый в компрессоре К, поступает в топку высоконапорного парогенератора (ВПГ), куда также подается топливо. Здесь часть его теплоты сгорания отдается на выработку и перегрев водяного пара, направляемого в паровую турбниу. Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор.

Продукты сгорания (заданной температуры) из $B\Pi\Gamma$ направляются в газовую турбину ΓT , а оттуда — в газоводяной подогреватель $\Gamma B\Pi$ и дальше выбрасываются в атмосферу. Компрессор снова засасывает воздух, подает в камеру сгорания $B\Pi\Gamma$ и т. д. Таким образом осуществляется «открытый» цикл ГТУ постоянного горения. Конденсат пара питательным насосом снова подается через газоводяной подогреватель в $B\Pi\Gamma$, там вырабатывается водяной пар, направляется в турбину и т. д., т. е. осуществляется параллельно обычный цикл Репкина. Связь между этими циклами заключается в том, что теплота отработавших газов газовой турбины используется на подогрев питательной воды, вытесняя регенеративные отборы пара. По приведенной схеме (ЦКТИ) построено и работает иесколько установок мощностью до 200 МВт. Полезная мощность газовой части обычно составляет около 20—25% от паровой.

Из T — s-днаграммы (рис. 5.13) видно, что комбинированный цикл парогазовой установки (ПГУ) ЦКТИ является частично бинарным, поскольку часть отводимого тепла газового цикла (пл. 45g7) подводится к паровому циклу и соответствует там пл. befg. Соответствующая часть парового цикла (пл. abee') представляет собой бинарную подстройку к газовому циклу и повышает его к.п.д. Правая часть парового цикла (пл. cde'e) является как бы пристройкой комбинированного цикла и при низких параметрах наровой части несколько снижает эффективность таких установок. Процесс 3'3 газовой части цикла ПГУ соответствует отдаче части теплоты сгорания топлива водяному нару при его выработке в ВПГ.

Рассмотренный цикл ПГУ может быть осуществлен также и в схемах без высоконапорного парогенератора с использованием обычных паровых котлов, к тому же работающих на твердом топливе. При этом небольшое количество жидкого или газообразного топлива должно расходоваться только в газовой части установки.

Соответствующая схема ПГУ со сбросом газов в топку парового котла была предложена проф. И. И. Кирилловым (Ленинградский политехнический институт) (рис. 5.14). Здесь воздух, сжатый компрессором К, подается в камеру сгорания КС, оттуда продукты сгорания направляются в газовую турбину ГТ, где совершают работу расширения. Отработавшие в турбине газы подаются в топку парового котла ПК вместо воздуха для горения топлива, поскольку эти газы содержат до 16-18% кислорода. В хвостовой частн ПК вместо воздухоподогревателя устанавливается водяной экономайзер ВЭ, где уходящие газы охлаждаются конденсатом водяного пара. Подогрев этого конденсата в регенеративных подогревателях сохраняется только частично. Приведенный на этом же рисунке цикл ПГУ полностью подобен циклу ПГУ ЦКТИ. Однако здесь тепло отводится от продуктов сгорания топлива к водяному пару уже по изобаре 4'4 (рис. 5.14).



Несмотря на идентичность приведенных идеальных циклов парогазовых установок, установки со сбросом газов в топку котла оказываются менее экономичными (на 1—2% по расходу топлива). Причиной этому является меньшая масса продуктов сгорания, работающих в газовой турбине, поскольку значительная часть топлива здесь сжигается в топке парового котла.

Вторым недостатком этой схемы (как и схемы ЦКТИ) является невозможность раздельной работы газовой и паровой частей установки, что очень важно для повышения надежности ее эксплуатации. Этот недостаток может быть устранен, если применить более простую схему комбинирования, используя выхлопные газы ГТУ только для подогрева питательной воды (рис. 5.15). Там же приведен цикл этой ПГУ в T — *s*-координатах. Как видио, эта ПГУ состоит из простейшей газовой и простейшей паровой установок без регенерации.

Экономия топлива по сравнению с раздельной работой газотурбниной и паротурбниной установок здесь достигается именно за счет исключения регенеративных отборов пара при обеспечении такого же подогрева питательной воды на входе в котлоагрегат за счет утилизации отбросного тепла ГТУ. При этом каждый килограмм выработанного в котлоагрегате пара произведет в турбине большую работу. Эта дополнительная работа, очевидно, будет соответствовать недовыработке отборного пара в турбине при наличии регенерации (см. пл. *efd* парового цикла).


Наибольший эффект от комбинирования газовых и паровых циклов достигается в том случае, когда наровой цикл по отношению к газовому является полностью утилизационным. В этом случае паровая часть установки работает без дополнительной затраты топлива.

На рис. 5.16 приведена схема комбнипрованной ПГУ, состоящей из высокотемпературной ГТУ, котла-утилизатора и паровой турбины. Здесь газотурбинная часть состоит из компрессора K, камеры сгорания KC и газовой турбины ГТ. Температура поступающих в турбину газов 1100— 1200 С, что вынуждает устраивать охлаждение рабочих лопаток водяным паром. Охлаждающее устройство одновременно является пароперегревателем для вырабатываемого в котле-утилизаторе KУ водяного пара. Электрический к.п.д. парогазовой установки достигает 50 — 52%.

Термодинамический цикл ПГУ в T - s-координатах показан там же на рис. 5.16. Подстройка парового цикла *abcd* к газовому 1234 приводит к уменьшению отводимого тепла в окружающую среду от газового цикла на пл. 45f7. При этом дополнительно отводится в окружающую среду тепло конденсации в паровом цикле (пл. fade). Отводимое в процессе 34 тепло охлаждения ГТ подводится водяному нару и в сумме с используемой теплотой уходящих газов будет соответствовать пл. fabce, равной q_{10} . Термический к.п.д. всего комбинированного цикла

$$\eta_t = (l_{ra3} + dl_n)/q_{1 ra3} = 1 - (q_{yx} + q_{2n}) q_{1 ra3}, \quad (5.13)$$

где l_{га з} — работа газовой части цикла; l_п — работа па-



ровой части цикла; *d* — относительный расход пара, кг/кг газа; *q*_{1газ} — подводимое в газовой части цикла тепло.

Кроме приведенных выше схем парогазовых установок, применяются и другие схемы, в основу которых положена та же идея использования энергии отработавших газов различных газовых двигателей в паротурбинном цикле.

Карнотизация циклов ПГУ. Как уже указывалось, преимуществом газотурбинных установок, по сравнению с паротурбинными, является возможность достижения значительно более высокой температуры подвода тепла, а пренмуществом паротурбинных по сравнению с газотурбинными более низкой температуры отвода тепла в цикле. Оптимальным комбинированием считается такое, при котором температура подвода тепла в объединенном цикле будет нанболее близкой к максимальной температуре газового цикла Т пахова, а температура отвода тепла — к минимальной температуре парового цикла T_{min n}, равной температуре окружающей среды Т. Пример возможного комбинирования двух циклов при условии их разделения газовой изобарой показан на рис. 5.17. Если кривую подвода тепла 23 приблизить к изо-терме $T_{\text{max ra3}}$, паровую изобару 1'4' к газовой 14, а отвод тепла в паровой части цикла производить при T_{min n}, то получим комбинированный цикл при

$$\eta_{\ell \max} = 1 - T_{\min n} / T_{\max \max}$$
 (5.14)

Очевидно такой предельно обратимый комбинированный цикл будет полностью бинарным, т. е. все отводимое тепло



верхнего цикла используется в нижием. Для получения максимального термического к.п.д. необходимо газовую часть его приближать к трапеции 1234, а паровой — к треугольинку 145.

Это можно сделать следующими способами:

а) осуществить многоступенчатый подвод тепла в газовом цикле;

б)осуществить высокотемпературное аднабатное сжатие газа (процесс 12). При этом никакой газовой регенерации и многоступенчатого сжатия воздуха с промежуточным охлаждением здесь не требуется. Их применение в данном случае может только ухудшить термический к.п.д. всего цикла;

в) применить сверхкритическое начальное давление пара без его промежуточного перегрева.

Регенеративный подогрев питательной воды здесь также неприменим и может привести только к росту потерь с уходящими газами и уменьшению работы паровой части цикла. Вместе с тем осуществление сверхкритического давления водяного пара в цикле без промежуточного перегрева приводит к недопустимой конечной влажности водяного пара в турбние.

Бинарный парогазовый цикл практически можно осуществить с помощью низкокипящих веществ (НКВ), например углекислого газа, аммиака или некоторых фреонов, имеющих низкую температуру в критической точке (3050°С). Однако усложнение установки и ряд эксплуатационных затруднений пока не позволили создать такие установки. В этих условиях приближение реального цикла ПГУ к оптимальному можно достигнуть применением двукратного перегрева водяного пара при его сверхкритическом давлении (рис. 5.18).

Как видно из этого рисунка, полученный таким путем цикл оказывается только частично бинарным, а его термический к.п.д. относительно невысоким. На величину достигаемого к.п.д. значительно влияет также разность температур между отработавшими в ΓT газами и нагреваемой жидкостью в паровой части цикла. Если, например, за счет охлаждения продуктов сгорания (по изобаре 45) рабочее тело парового цикла будет подогрето до состояния, соответствующего точке g, то очевидно, что наименьшие разности температур и наименьшие потери работы от необратимого теплообмена будут достигнуты только в том случае, когда изобара газов на участке 45 и паровая изобара на участке bgокажутся близки друг к другу.

Оптимальное значение относительного расхода пара, обеспечивающее наименьшие потери от необратимости теплообмена между газом и паром, оказывается

$$d_{\text{offf}} = c_{n \text{ ras}}/c_{\text{B}} = 0, 2 - 0, 25. \tag{5.15}$$

Отклонение действительного значения d в меньшую и большую стороны от $d_{\text{опт}}$ приводит к увеличению средней разности температур $\Delta t_{\text{ср}}$ и к росту потерь возможной работы.

Однако если небинарная часть парового цикла (пл. gcdefh на рис. 5.18) имеет впутренний к.п.д. более высокий, чем бинарная часть комбинированного цикла, то оказывается термодинамически выгодным увеличить d сверх $d_{\text{опт}}$.

Последние наши исследования показали, что большее значение эффективного к.п.д. ПГУ может быть получено, если понизить температуру в точке 2 (рис. 5. 18) до $T_{\rm онт}$ и применить предварительное ступенчатое сжатие с промохлаждением (от точки 1), уменьшающее величину $q_{\rm сж}$.

Глава б



ЦИКЛЫ ЯДЕРНЫХ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

§ 6.1. Принципиальные схемы атомных электростанций и особенности их работы

Громадные достижения физики атомного ядра в последние десятилетия дали возможность использовать в мирных целях атомную энергию, обладающую колоссальной концентрацией. Достаточно сказать, что при расщеплении 1 кг урана (U²³⁵) выделяется около 80 млрд. кДж тепла, что соответствует сжиганию 2,5 тыс. т каменного угля. Еще большее количество эпергии выделяется при синтезе легких элементов в ядерных реакциях. Все это делает запасы ядерной эпергии практически неистощимыми. Использование атомной энергии для выработки электрической энергии на тепловых электростанциях впервые в мире было осуществлено в СССР. В 1954 г. под Москвой была нущена первая атомная электростанция мощностью 5 МВт. В настоящее время атомные электростанции занимают все больший и больший вес в эпергетике таких стран, как Англия, США и СССР. Особое развитие получают АЭС в странах с малыми запасами органических топлив, где к 1985 г. предполагается довести установленную мощность АЭС до 25-30% общей мощности энергосистем этих стран (ФРГ, Англия, Япония и др.). В Советском Союзе в текушей пятилетке будет построено АЭС общей мощностью 13—15 млн. кВт. Особое развитие АЭС получат в европейской части СССР, где ощущается недостаток органического топлива. Боль-шинство современных АЭС строят на так называемых тепловых реакторах с водяным или газовым теплоносителями.

Их тепловые схемы различают по виду теплопосителей и числу контуров, по которым они циркулируют. Сущность



устройства и работы АЭС можно уяснить из рассмотрения принципнальной тепловой схемы первой атомной станции и ее цикла (рис. 6.1). Она относится к двухконтурным схемам. Здесь в контуре I станции теплота отводится от тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) реактора АР и с помощью циркулирующего теплоносителя передается водяному пару в парогенераторе ПГ. Агрегаты контура I вследствие радиоактивности теплоносителя отделяются от остальной части станции специальной биологической зашитой — стеной из барритобетона (на схеме показана двумя штриховыми линиями). Контур II схемы подобен обычной паротурбинной установке. Здесь выработанный в парогенераторе водяной пар поступает в паровую турбину ΠT , производит там механическию энергию, затем конденсируется в конденсаторе К и питательным насосом Н снова направляется в парогенератор. В качестве теплоносителя контура I здесь используют воду под высоким давлением, а водяной пар в контуре И слабо перегретый.

В представленном на T - s-диаграмме (рис. 6.1) цикле рассматриваемой АЭС: кривая ab — изобара теплоносителя, ипркулирующего в контуре I, а пл. ab67 — тепло, отдаваемое им водяному пару в парогенераторе. Это же тепло подводится в паровом цикле по изобаре 41, равное пл. 5417 и представляет собой величину q_1 . Процесс 12 — работа пара в паровой турбине; процесс 23 — конденсация отработавшего пара в конденсаторе; процесс 34 — сжатие воды в питательном насосе.

Таким образом в контуре ІІ совершается обычный прос-



тейший цикл Ренкина слабо перегретого пара без регенерации. Термический к.п.д. этого цикла

$$\eta_t = l_{i_1 t} / q_{1t} = [(i_1 - i_2) - (i_4 - i_3)] / (i_1 - i_4).$$
(6.1)

Наиболее высокие параметры водяного пара на входе в турбину атомной установки получают в одноконтурных схемах (рис. 6.2), где применяются реакторы кипящего типа. Водяной пар перегревается в самих ТВЭЛ и затем непосредственио поступает в паровую турбину. Поскольку перегретый водяной пар, выработанный в реакторе *АР*, оказывается слаборадноактивным, то паровая турбина *ПТ* с конденсатором и вспомогательным оборудованием в биологической защите не нуждается. Изолируется только реактор. Как видно, здесь осуществляется обычный шикл Ренкина перегретого пара с регенерацией (условный процесс *34* цикла).

В одноконтурных схемах можно применять и газовый теплоноситель, одновременно являющийся рабочим телом замкнутой ГТУ. Принципнальная схема такой газотурбниной атомной установки показана на рис. 6.3. Здесь компрессором K рабочий газ нагнетается в реактор AP, где он подогревается до заданной температуры, и затем поступает в газовую турбину ΓT . Отработавший газ охлаждается в холодильнике ΓO и снова идет в компрессор K, т. е. осуществляется газовый цикл с изобарным подводом тепла (цикл Брайтона). Термический к.п.д. такого цикла

$$\eta_t = 1 - 1/\sigma^m, \tag{6.2}$$

где m = (k - 1)/k.



Таким образом, в атомных энергетических установках применяются паровые или газовые циклы, не имеющие принципиальных отличий от циклов обычных паро- или газотурбинных установок. Вместе с тем в выборе параметров циклов имеются свои особенности, определяемые свойствами атомных реакторов менять свою мощность в зависимости от температур теплоносителя. В частности, первой особенностью является то, что максимальная тепловая мощность реактора ограничивается допустимой температурой покрытия тепловыделяющих элементов, зависящей от интенсивности их охлаждения. Например, обычно допустимая температура покрытия из алюминиевых и магниевых сплавов составляет 670—720 К, из нержавеющей стали (тепло-носитель — вода) — до 870 К. Отдельные реакторы допускают максимальную температуру ТВЭЛ до 1100-1300 К. Также ограничивает тепловую мощность реакторов допустимая температура ядерного горючего, определяющая его фазовые превращения. Так, для металлического урана уже при T = 870 К наступает переход его из α - в β -фазу. Для двуокиси урана предельной температурой является его температура плавления (3030 К). Следовательно, для каждого типа ТВЭЛ и его покрытия имеются свои допустимые температуры теплоносителя и наивыгоднейшие для них термодинамические циклы.

Второй особенностью атомных электростанций является относительно небольшая доля топливной составляющей в балачсе стоимости вырабатываемой электроэнергии. Если на обычных тепловых электростанциях топливная составляющая доходит до 60%, то на атомных станциях она составляет 15 ÷ 40% в зависимости от количества попутно производимого плутония. По этим причинам требовашия, предъявляемые к циклам атомных станций, отличаются от обычных необходимостью интенсификации процессов в реакторе и максимального снижения капиталовложений.

Учитывая вышеизложенные особенности атомных электростанций и их циклов, Д. Д. Калафати [10] показал, что в различных условиях должны применяться различные критерии оценки совершенства циклов. Такими критериями могут быть максимальное значение электрического к.п.д. станции $\eta_{c\,\tau}$, максимум электрической мощности станции N_{9} , а также минимальное значение удельной стоимости электроэнергин c_{9} . Условия применения каждого из этих критериев приведены в табл. 6.1.

Таблица 6.1

Капиталь- ные за- траты	Топливная составля- ющая стон- мости электро- энергии	Топливная мощность реактора	Критерий совершен- ства цикла	Примечание	
K=const	$c_{\mathrm{T}}=0$ $c_{\mathrm{T}}>0$	$Q_r = var$ $O_r = const$ $Q_T = var$	Nэ max Лет max Сэ min	При неограниченной мощ- пости станции критерием бу- дет максимум произведения $N_9 (c_3 - c_9)$, где $c_3 - стоимость электро-энергин на замещаемой КЭС$	
K=var	$c_1 > 0$	Q _T =var	c _{əmin}	При N _э =const	

Критерии совершенства циклов АЭС

Электрическая мощность станции в общем случае может быть выражена через произведение тепловой мощности реактора $Q_{\rm T}$ и электрический к.п.д. станции $\eta_{\rm c.t.}$, т. е.

$$N_{\mathfrak{g}} = Q_{\mathfrak{r}} \eta_{\mathfrak{c}\mathfrak{r}}. \tag{6.3}$$

Для большинства циклов АЭС максимум электрической мощности N_{9} достигают при максимуме произведения тепловыделения Q_{T} и термического к.п.д. цикла τ_{it} , т. е. при $(Q_{T}\eta_{t})_{max}$. При этом всегда одновременно достигается и минимум себестонмости выработки электроэнергии $c_{9 \text{ min}}$.

Рассмотрим теперь, при каких условиях достигают максимум этого произведения $(Q_{\tau}\eta_t)$. Количество тепла q_{τ} , получаемое теплоносителем от наиболее теплонапряженного элемента при его поверхности *f*, согласно теории теплопередачи

$$q_{\rm T} = k_{\rm T} f \Delta T_{\rm cp}, \qquad (6.4)$$

где $k_{\rm T}$ — коэффициент теплопередачи от ядерного горючего к теплоносителю; f — омываемая поверхность тепловыделяющего элемента; $\Delta T_{\rm cp}$ — разность между средними температурами тепловыделяющего элемента и теплоносителя в ТВЭЛ ($T_{\rm p,cp}$ — $T_{\rm r,cp}$).

Средний температурный напор $\Delta T_{\rm cp}$ связан с уравнением теплового баланса для тепловыделяющего элемента зависимостью

$$k_{\rm T} f \Delta T_{\rm cp} = q_{\rm T} = g_{\rm T} c_{pm} \Delta T_{\rm T}.$$

Здесь g_{τ} — расход теплоносителя через рассматриваемый элемент; c_{pm} — средняя теплоемкость теплоносителя; ΔT_{τ} — повышение температуры теплоносителя от его нагрева в ТВЭЛ.

Общая тепловая мощность реактора соответственно

$$Q_{\rm T} = k_r k_{\rm T} F \left(T_{\rm s.ep} - T_{\rm r.ep} \right),$$
 (6.5)

где k_r — коэффициент неравномерности тепловыделения по радиусу реактора; F — тепловыделяющая поверхность реактора.

Учитывая, что $T_{\rm s.cp}$ определяется предельным значением температуры наиболее теплонапряженной поверхности ТВЭЛ, а средняя температура $T_{\rm 1cp}$ подвода тепла в цикле представляет собой функцию величины $T_{\rm T}$, можно записать

$$\Delta T_{\rm cp} = (T_{\rm p,cp} - T_{\rm r,cp}) = \omega (T_{\rm np} - T_{\rm 1cp}).$$

При этом уравнение (6.5) примет вид

$$Q_{\rm T} = k_r k_{\rm T} \omega F (T_{\rm np} - T_{\rm 1cp}),$$
 (6.6)

где ω — постоянный множитель; T_{пр} — предельная температура тепловыделяющих элементов.

Подставляя в (6.3) значение $Q_{\rm T}$ из (6.6) с учетом того, что термический к.п.д. любого цикла

$$\eta_t = 1 - T_{2cp}/T_{icp},$$

получим

$$N_{\mathfrak{s}} = k_r k_{\mathfrak{s}} \omega F \left(T_{\mathfrak{n}\mathfrak{p}} - T_{\mathfrak{1}\mathfrak{c}\mathfrak{p}} \right) \left(1 - T_{\mathfrak{2}\mathfrak{c}\mathfrak{p}} / T_{\mathfrak{1}\mathfrak{c}\mathfrak{p}} \right) \eta_{\mathfrak{0}\mathfrak{l}} \eta_{\mathfrak{M},\mathfrak{r}} \eta_{\mathfrak{c},\mathfrak{H}}.$$
(6.7)

Здесь T_{2cp} — среднетермодинамическая температура отвода тепла в цикле; $\eta_{\text{м.r}}$ — произведение механических к.п.д. турбины и генератора; $\eta_{c.h}$ — к.п.д., учитывающий расход на собственные нужды.

Из рассмотрения формулы (6.7) следует, что с повышением средней температуры $T_{1 \text{ср}}$ подвода тепла в цикле электрическая мощность установки $N_{\rm s}$ сначала увеличивается, а потом уменьшается, т. е. проходит через максимум. Этот максимум электрической мошности найдется из условия

$$\partial N_{\mathfrak{g}} / \partial T_{\mathfrak{lcp}} = 0$$
 при $\partial^2 N_{\mathfrak{g}} / \partial T_{\mathfrak{lcp}}^2 < 0.$ (6.8)

Дифференцируя уравнение (6.7) по $T_{1.cp}$ при постоянном значении всех коэффициентов и поверхности реактора F, получим условия оптимума

$$-(1 - T_{2cp}/T_{1cp}) + (T_{\pi p} - T_{1cp}) \left(T_{2cp}/T_{1cp}^2\right) = 0. \quad (6.9)$$

Отсюда оптимальная средняя температура подвода тепла в цикле, обеспечивающая максимальную мощность реактора,

$$T_{1 \text{ cp. our}} = \sqrt{T_{\text{np}} T_{2 \text{ cp}}}.$$
 (6.10)

Соответствующее этой температуре оптимальное значение термического к.п.д. цикла

$$\gamma_{lt \text{ onr}} = 1 - | T_{2 \text{ cp}} / T_{\text{np}} .$$
 (6.11)

Полученное значение термического к.п.д. цикла является также и экономически наивыгоднейшим при очень малой стоимости ядерного горючего и наличии возможности изменения мощности реактора.

На основании изложенного можно сделать весьма важные выводы, отражающие особенности анализа циклов атомных электростанций:

1. Тепловая и электрическая мощности атомной установки зависят, главным образом, от двух факторов — тепловой мощности реактора $Q_{\rm T}$ и термического к.п.д. цикла η_t теплового двигателя.

2. Для реактора с переменным Q_{τ} существует оптимальное значение средней температуры подвода тепла в цикле T_{1cp} , которое обеспечивает достижение максимума электрической мощности атомной установки. Величине $T_{1cp, onr}$ соответствует термодинамически наивыгоднейшее значение термического к.п.д. η_{tonr} .

3. Тепловая мощность реактора Q_{τ} и достижимая электрическая мощность атомной установки N_{θ} зависят от величины предельной температуры тепловыделяющих элементов $T_{\rm np}$. Чем выше $T_{\rm np}$, тем больше тепловыделение Q_{τ} , выше оптимальная средняя температура подвода тепла в цикле $T_{\rm 1cp}$ и больше электрическая мощность установки и ее оптимальный к.п.д.

§ 6.2. Термодинамические циклы АЭС с жидким или паровым теплоносителем

Циклы насыщенного пара. Воду под давлением применяют как теплоноситель чаще всего на атомных электростанциях, где в качестве ядерного горючего используют двуокись урана UO₂. Оптимальная средняя температура подвода тепла в таких циклах, определенная по предельной температуре ТВЭЛ $T_{\rm пр}$, оказывается несколько выше возможной температуры теплоносителя на выходе из реактора $T_{\rm T}$, т. е.

$$T_{\rm 1\,cp.\,ont} = \sqrt{T_{\rm np}T_{\rm 2}} > T_{\rm \tau}.$$

Свойства воды как теплоносителя ограничивают возможность повышения температуры подвода тепла, которая в этом случае, как правило, составляет не более 570—600 К. Очевидно, в этом случае не достигается максимум электрической мощности установки. В связи с этим стараются осуществлять подвод тепла в цикле при высшем достижимом уровне температуры, приближаясь к изотермическому. Нагрев теплоносителя в реакторе принимают всего на 15—25°С.

Распределение температур в реакторе и паровой регенеративный цикл АЭС насыщенного пара при водяном теплоносителе показаны на рис. 6.4. Здесь давление воды принято $p_{\rm B} = 10,0$ МПа, что не дает возможности поднять ее температуру в реакторе выше 582 К. В этих условиях оптимальным оказывается цикл насыщенного пара при давлении p = 2,9 МПа. Очевидно, что применение цикла с перегревом пара привело бы к необходимости понижения начального давления пара p и уменьшения термического к.п.д. цикла, ибо известно, что в тех же температурных границах цикл насыщенного пара всегда имеет более высокий термический к.п.д., чем цикл перегретого пара. Вместе с тем работа пара в турбине в области его влажного состояния сопровождается дополнительными потерями от ударов ка-



пель влаги о рабочие лопатки. Приближенно считают, что каждый процент влаги в данной ступени вызывает уменьшение внутреннего относительного к.п.д. этой ступени также на 1%, т. е.

$$\eta_{0ix} = x \eta_{0ic}, \tag{6.12}$$

где x — средняя степень сухости пара в данной ступени (или группе ступеней, если η_{0ix} определяется для группы ступеней); η_{0ic} — внутренний относительный к.п.д. данной ступени (или группы), рассчитанный для сухого пара.

Все это вынуждает применять различные методы уменьшения конечной влажности до допустимой величины ($12 \div 13\%$). Одним из распространенных методов уменьшения конечной влажности пара является его промежуточная сепарация. В этом случае пар после работы в первой группе ступеней турбины, когда его влажность до влажность до и турбины, когда его влажность достигает $\approx 12\%$, направляется в сепаратор, где уменьшает влажность до $1 \div 2\%$ и затем входит во вторую группу ступеней. Конечную влажность на выходе из второй группы ступеней турбины также выбирают порядка $12 \div 13\%$. Если при этом еще не достигнуто конечное давление, то пар направляется во второй сепаратор и после него в третью группу ступеней турбины. Схема паровой АЭС с сепаратором и процесс расширения пара в i - s-диаграмме показаны на рис. 6.5. Здесь: 23 - процесс в сепараторе C, соответствующий потере давления пара на величину Δp_c .

Уменьшить влажность пара возможно также и методом его промежуточной подсушки. В этом случае отработавший в части высокого давления турбины пар поступает в поверх-

7---684



ностный паропаровой подогреватель, где за счет тепла острого пара или отборного пара более высокого давления уменьшает свою влажность до 1-2% или даже до 0. Схема и цикл установки показаны на рис. 6.6. В такой установке острый пар, выработанный в парогенераторе ПГ, расширяется в турбине высокого давления ТВД до состояния точки а. после чего поступает в паропаровой теплообменник ПТ для подсушки. Конденсат греющего пара отводится в деаэратор Д. Процесс подсушки в цикле показан линией ас. Подсушенный пар, характеризуемый состоянием точки с, поступает в часть низкого давления турбины ТНД, где работает до состояния точки 2 и затем — в конденсатор К. На T — s-диаграмме левая заштрихованная пл. 54b6 представляет собой тепло *q*_{рег} регенеративного подогрева питательной воды. Правая заштрихованная пл. 7ас8 тепло острого или отборного пара высокого давления, отданное на подсушку. Незаштрихованная площадь цикла 1d3b— полезная работа 1 кг пара при отсутствии подсушки. Дважды заштрихованная пл. ac2d — дополнительная работа пара основного потока, вызванная его подсушкой.

Площадь всего цикла lac23b здесь не соответствует его теоретической работе, поскольку в нем не отражено уменьшение работы, вызванное отбором пара на подсушку. Теоретическая работа l_{ut} цикла с подсушкой пара меньше площади основного цикла (ld3b) на величину потерь от необратимого теплообмена между греющим и подсушивающим паром. Так, если подсушка производится острым паром и на это расходуется a_n кг/кг пара, то $l_{ut} = (1 - a_n)$



(пл. 1d3b + пл. ac2d) или, выражая через тепло q_1 , подведенное в парогенераторе,

$$l_{\rm u,t} = q_1 \left[(1 - \alpha_{\rm u}) \eta_{t \, \rm ocu} + \alpha_{\rm u} \eta_{t \, \rm gou} \right], \qquad (6.13)$$

где η_{t осп} и η_{t доп} — термическое к.п.д. соответственно основного (1d3b) и дополнительного (ac2d) циклов.

Подсушка отборным паром применения пока не нашла из-за большей сложности.

Цикл перегретого пара. Уменьшить конечную влажность пара на АЭС с водяным теплоносителем можно также путем применения начального его перегрева при соответствующем понижении начального давления. Так, в первой АЭС Академни наук СССР, где используется реактор с водяным теплоносителем и графитным замедлителем, хотя предельная температура ТВЭЛ составляла 643 К, давление пара по условиям максимальной электрической мощности реактора принято 1,2 МПа ($T_{\text{нас}} = 462$ K). Это позволило применить перегрев пара до 543 К и тем самым снизить конечную его влажность в последних ступенях турбины до допустимого значения.

Подобный цикл применен и на атомном ледоколе «Ленин», где давление теплоносителя при $\Delta T = 77$ K принято около 20,0 МПа. Начальные параметры пара: $p_1 =$ = 2,75 МПа и T_1 = 583 К [10]. Более высокую термодинамическую эффективность па-

ровых циклов АЭС можно достигнуть, если применить пере-



грев пара в специальном высокотемпературном реакторе (включаемом последовательно с основным) или в огневом перегревателе, работающем на органическом топливе.

На рис. 6.7 приведена принципиальная тепловая схема и цикл Белоярской АЭС, где применен перегрев пара в специальных перегревательных каналах атомного реактора. Здесь: AP — атомный реактор с испарительными (HK) и перегревательными (ΠK) каналами; ΠT — паровая турбина; H — испаритель второго контура; C_1 — сепаратор контура I. Как видно из рисунка, в пароперегревательные каналы реактора поступает водяной пар контура II, образовавшийся из конденсата паровой турбины в испарителе H. Вода контура I, тщательно очищенная от каких-либо примесей, преобразуется в пар в испарительном кана-

Таблица 6.2

Показатель	Қипя:ций канал	Перегревательный к анал
Тепловая мощность, кВт	405	368
ности ТВЭЛ, °С	355 400	530 550
Максимальная температура графи- та, °С	660	725

Основные данные реактора АЭС



ле $\mathcal{H}K$ реактора и пополняется конденсатом из сепаратора C_2 .

В цикле АЭС, на том же рисунке, линия 34 условно изображает наличие регенеративного подогрева питательной воды контура II. Линия *ab* — изобара воды контура I (теплоносителя). Некоторые данные реактора этой АЭС приведены в табл. 6.2.

В случае использования огневого перегрева пара тепловая схема АЭС отличается от изображенной на рис. 6.7 тем, что вместо перегревательных каналов устанавливается отдельно стоящий газовый перегреватель, греющим телом в котором являются продукты сгорания органического топлива с воздухом в специально устроенной для этого топке.

Промежуточный перегрев пара. В последнее время на АЭС получает широкое распространение паровой промперегрев. Этот способ промперегрева, применявшийся еще в 20-х годах нашего столетия на тепловых электростанциях для уменьшения влажности пара в последних ступенях турбины, не приводил к повышению термического к.п.д. цикла. Теперь, в условиях АЭС с водоводяными реакторами, где влажность пара в ЧНД турбины достигает 25—30%, а потери к.п.д. от нее до 15%, паровой промперегрев становится выгодным. Еще больший выигрыш получают при сочетании парового промперегрева с предварительной сепарацией пара после его работы в ЧВД турбины.



Принципиальная схема паротурбинной части такой АЭС и ее цикл показаны на рис. 6.8. Здесь образовавшийся в парогенераторе ПГ насышенный (или слабоперегретый) пар направляется в ЧВД турбины, а часть его — в пароперегреватель ПП. Основной поток пара после работы в ЧВД проходит сепаратор C, а затем поступает на перегрев в промперегреватель ПП, конденсируя там греющий острый пар. Этот конденсат и влага из сепаратора поступают в систему регенерации (в деаэратор Д). В изображенном на T - sднаграмме цикле кривая 41 соответствует процессу в парогенераторе, где питательная вода превращается в пар за счет тепла ядерного реактора. Линия 2'с соответствует процессу в сепараторе. Кривая cd — изобара вторичного перегрева пара. Заштрихованная в цикле пл. 2'cf2 работы не представляет. Пл. 1234, равная l, представляет собой полезную теоретическую работу 1 кг пара, поступившего в ЧВД турбины. Пл. edcf — дополнительная работа 1 KL пара, вызванная произведенным промежуточным перегревом. Суммарный расход тепла на выработку острого пара и его промперегрев равен сумме пл. $1654~(q_1)$ и $cdba~(q_{n.n})$. Это же подведенное тепло можно определить и через произведение приращения энтальпии 1 кг острого пара на относительную его массу, т. е.

$$q_i + q_{n.n} = (i_1 - i_4) (1 + \alpha_n),$$

где а_в — доля острого пара, израсходованная на промежуточный перегрев. Соответственно термический к.п.д. такого цикла

$$\eta_t = (l_{ocH} + l_{gon})/(q_1 + q_{n.n}),$$
 (6.14)

где $l_{\text{осн}}$ и $l_{\text{дон}}$ — работа основного (1234) и дополнительного (defc) циклов.

Паровые АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. Ограниченные запасы урановых руд и малая степень использования урана в тепловых реакторах выпуждают дальнейшее развитие АЭС ориентировать на применение реакторов на быстрых нейтронах, с помощью которых можно будет вовлечь в энергетику не толоко U²³⁵, но практически весь добываемый уран и торий (запасы которого примерно такие же, как и урана). Прототипом будущей АЭС на быстрых нейтронах в какой-то мере является установка в г. Шевченко, где используется «быстрый» реактор БН-350. В стадии доработки третий блок Белоярской АЭС с реактором БН-600, проектируется АЭС с реактором БН-1000. Все эти реакторы имеют жидкометаллический теплоноситель — патрий, температура плавления которого достигает 98°С. Недопустимость контакта с водой и необходимость предварительного электроразогрева натрия перед пуском АЭС, а также ряд других технических требований вынуждают применять трехконтурные схемы АЭС на быстрых нейтронах. Принципиальная схема блока АЭС с быстрым реактором БН-600 [15] приведена на рис. 6.9. Здесь: *АР* — реактор БН-600; *НТ* — патрий-натриевый теплообменник; *ПГ* — парогенератор с промперегревателем; *Р* — регенератор для питательной воды. Соответствующие точки на схеме и на цикле обозначены одинаковыми цифрами.

Тепловая мощность реактора БН-600 составляет 1500 МВт, а электрическая — 600 МВт. Температура патрия на входе в реактор 570 К и на выходе из него 850 К. Давление пара на выходе из парогенератора — 14 МПа и температура 780 К. Температура промперегрева также около 780 К. Как видно из *T* — *s*-диаграммы, цикл такой паротурбинной АЭС оказывается подобным циклу обычной паротурбинной ТЭС с промперегревом пара.

§ 6.3. Термодинамические циклы АЭС с газовыми теплоносителями

Одним из направлений развития АЭС является применение реакторов с газовыми теплоносителями. Такие теплоносители должны обладать термической и радиационной



стойкостью, взрывобезопасностью, нейтральностью по отношению к применяемым конструкционным материалам, относительно высоким коэффициентом теплоотдачи, достаточной распространенностью в природе. Наибольшее распространение в качестве теплоносителя для низкотемпературных реакторов получил углекислый газ CO₂, а для высокотемпературных — гелий He.

Паровые циклы. Главным направлением первоначального развития АЭС Англии и Франции являлось применение реакторов с газовыми теплоносителями и паровых циклов двух давлений. Основные элементы тепловой схемы таких АЭС — газовый парогенератор с двумя давлениями пара и соответствующая паровая турбина.

Принципиальная схема такой АЭС (типа АЭС в Колдер-Холле) и совмещенный идеальный цикл двух давлений показаны на рис. 6.10. По этой схеме углекислый газ перекачивается компрессором ΓK по контуру I: реактор (AP) парогенератора вырабатывается пар повышенного давления $p_{\rm B}$ и перегревается до температуры $T_{\rm I}$. В низкотемпературной части (H) парогенератора вырабатывается пар низкого давления $p_{\rm H}$, поступающий затем в часть низкого давления турбины. Здесь он смешивается с потоком пара высокого давления в конденсаторе. Температуру регенеративного подогрева питательной воды для потока, поступающего в



высокотемпературную часть парогенератора и имеющего более высокое давление, выбирают также более высокой.

Приведенный цикл двух давлений пара показан в T--Q-диаграмме на рис. 6.11, *а*. Там же штриховой линней нанесен обычный цикл одного давления. Из диаграммы видно, что выработка части пара более высокого давления дает возможность полнее использовать потенциал отдаваемого газом тепла. Поддерживая в низкотемпературной части более низкое давление пара, удается более глубоко охладить теплоноситель и вследствие этого увеличить тепловую мощность реактора. Значения к.п.д. станции при различных температурах регенеративного подогрева воды $T_{\rm п_{s}}$ для циклов одного (кривая 1) и двух (кривая 2) давлений приведены на рис. 6.11, *б*. Как видно, применение цикла двух давлений обеспечивает экономию топлива.

Термический к.п.д. цикла двух давлений можно выразить как отношение суммарной работы обонх потоков (высокого и низкого давлений) к подведенному теплу $q_1 = q_{\rm B} + q_{\rm H}$

$$\eta_t = (l_{\rm B} + l_{\rm H})/q_{\rm I} = (l_{\rm B} + l_{\rm H})/(q_{\rm B} + q_{\rm H}), \qquad (6.15)$$

где *q*_в н *q*_п — соответственно количество тепла, подведенного в цикле высокого и пизкого давлений.

Максимум этого к.п.д. достигается в том случае, если оба давления пара *p*_n и *p*_n будут выбраны напвыгоднейшими.

Дальнейшее развитие английских АЭС привело к переходу на более высокие температуры СО₂ как на входе, так и на выходе из реактора, что позволило перейти на обычный



цикл Ренкина. Так, если на АЭС Колдер-Холл (1957, 1958) температура теплоносителя (CO₂) на входе была 413 и на выходе 609 К, то на новейших станциях, например, «Данджнесс-В» (1972) эти температуры повышены соответственно до 595 и 950 К (при максимальной температуре покрытия 1073 К). При этом удалось применить цикл одного давления (16,0 МПа, 565°С) с промперегревом пара до той же температуры. При этом достигнут внутренний к.п.д. цикла 41,5%. Недостатком газового теплоносителя является уменьшение тепловой нагрузки реакторов, что снижает экономичность таких АЭС. Более перспективным для АЭС с реакторами на быстрых нейтронах являются жидкометаллические теплоносители.

В последнее время исследуется возможность применения на АЭС с быстрыми реакторами одноконтурной схемы с водяным паром в качестве теплоносителя и рабочего тела. Предварительные данные позволяют считать такой путь развития АЭС также перспективным.

Газовые циклы АЭС. В схемах с высокотемпературными реакторами возникает возможность осуществить одноконтурные схемы с газовым теплоносителем, являющимся одновременно и рабочим телом атомной ГТУ (АГТУ). Пример тепловой схемы такой установки и ее цикл показаны на рис. 6.12. По этой схеме сжатый последовательно в компрессорах K_1 и K_2 с охлаждением в промежуточном холодильнике ΠX рабочий газ поступает через регенератор P в атомный реактор AP, где его температура повышается до



 T_1 . После выхода из реактора газ последовательно расширяется в газовых турбинах ΓT_1 и ΓT_2 , а затем охлаждается в регенераторе и основном холодильнике OX. После этого снова поступает в компрессор K_1 и цикл повторяется. Как видно, одноконтурная ядериая ГТУ подобна обычной газотурбинной установке, работающей по замкнутой схеме, в которой газовый котел заменен атомным реактором. В качестве рабочего тела здесь применяют вещества, отвечающие всем требованиям теплоносителей атомных реакторов и одновременно обладающие высокой работоспособностью. Обычно используют какой-либо инертный газ, чаще всего гелий.

Термический и впутренний к.п.д. приведенного цикла определяют по тем же формулам, что и для газотурбинных установок, работающих по замкнутой схеме. Соответственно внутренний к.п.д. реального цикла ГТУ

$$\eta_{\bar{\imath}} = (l_{\tau t}/q_1) \left(\eta_{\rm r} - \varphi_{\tau}/\eta_{\rm s} \right), \tag{6.16}$$

где $\varphi_{\rm T} = l_{\kappa\,t}/l_{\rm T\,t}$ — отношение теоретических работ газа в компрессоре и турбине; $\eta_{\rm T}$, η_{κ} — соответственно внутренине относительные к.п.д. турбины и компрессора.

Из (6.16) видно, что для достижения $\eta_i > 0$ надо иметь $\varphi_{\rm T} < \eta_{\rm T} \eta_{\rm K}$, что может быть только в том случае, когда отношение верхней температуры газа T_1 к температуре на входе в реактор T_a будет соответствовать перавенству

$$T_1/T_a > 1/(\eta_{\rm T}\eta_{\rm R}).$$
 (6.17)

Например, при $\eta_{\tau} = \eta_{\kappa} = 0.8$ и $T_a = 600$ К η_i станет больше ноля только при $T_1 > 936$ К.



Следовательно, чтобы получить высокий к.п.д. газового цикла АЭС, необходимо как можно больше повышать значение T_1 , увеличивать $\eta_{\rm T}$ и $\eta_{\rm K}$, а в некоторых случаях и понижать температуру регенеративного подогрева T_a . Как и для обычных ГТУ, эффективность газовых циклов АЭС зависит также и от степени повышения давления σ . Здесь также рост σ приводит к увеличению термического к.п.д. η_t и росту удельной работы сжатия. В результате этого зависимость $\eta_i = f(\sigma)$ имеет ярко выраженный максимум. Наличие оптимальных значений σ и их зависимость от верхней температуры цикла T_1 для одноконтурной АЭС с газовыми турбинами наглядно видно на рис. 6.13.

Для быстрых реакторов наиболее перспективным газовым теплоносителем и рабочим телом ГТУ является гелий, позволяющий при давлении около 9 МПа получить значительные тепловые нагрузки реактора. Наиболее вероятные циклы таких АЭС — простые циклы замкнутых ГТУ (циклы Брайтона) с трехступенчатым сжатием и одноступенчатым подводом тепла в реакторе как с регенерацией (рис. 6.14, a), так и без нее (рис. 6.14, δ). Последняя очень сильно сказывается на величине теплообменных поверхностей реактора и регенератора. Следовательно, выбор оптимального цикла здесь является прежде всего экономической задачей.

Высокая стоимость гелия вынуждает продолжать поиски иных газовых теплоносителей для быстрых реакторов.



В качестве таких веществ можно применять диссоциируюшие газы. в которых происходят обратимые химические реакции диссоциации и ассоциации с соответствующими тепловыми эффектами. Из таких газов наиболее перспективна четырехокись азота (N₂O₄), позволяющая осуществлять как чисто газовый, так и газожидкостный цикл (без вакуума в конденсаторе). Положительным качеством этого вещества является уменьшение его числа молей при низких температурах, что позволяет иметь малую удельную работу компрессора по сравнению с обычными ГТУ. Предварительные исследования [15] показывают, что АЭС на N₂O₄ дает наилучшие показатели при ее осуществлении по схеме. приведенной на рис. 6.15. Здесь: *АР* — реактор на быстрых нейтронах; *ЧВД* и *ЧНД* — турбины высокого и инзкого давлений; К — конденсатор; Й — питательный насос; Р регенератор. Оптимальное значение нижнего давления газового цикла составляет 0,8 ÷ 1,0 МПа, а для газожид-костного цикла 0,13 ÷ 0,17 МПа. По этой схеме создается опытно-промышленная установка, данные эксплуатации которой позволят определить ее перспективность.

На АЭС с высокотемпературными реакторами можно применять и бинарные парогазовые установки, в которых отводимое тепло газового цикла используют в пароводяном цикле при относительно высокой температуре (рис. 6.16). Принцип работы такой бинарной установки следующий: рабочее тело газовой части (например, гелий) из компрессора при повышенном давлении и температуре поступает в высо-

котемпературный реактор. Нагретый в реакторе (процесс 23) газ расширяется в охлаждаемой газовой турбине или МГДГ (процесс 34), а затем поступает в котел-утилизатор, где, охлаждаясь (процесс 41), вырабатывает перегретый пар заданных начальных нараметров. После котла-утилизатора отработавший газ без дополнительного охлаждения поступает в компрессор для сжатия. Цикл водяного пара ноказан контуром *abcd*. Поскольку в точке 1 цикла температура газа оказывается достаточно высокой, то в паровом цикле может осуществляться регенеративный подогрев питательпой воды до температуры точки d парового цикла, близкой к температуре газа в точке 1. Это повышает к.п.д. паровой части цикла и всей установки в целом. Соответствующих формул для расчета к.п.д. описанных циклов здесь не приводится, поскольку они совершенно такие же, как и для подобных циклов теплоэнергетических установок на органическом топливе.

ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН И ТЕПЛОВЫХ НАСОСОВ

§ 7.1. Общие принципы трансформации тепла

В народном хозяйстве нашей страны все более широкое применение находит выработка искусственного холода и преобразование тепловой энергии низкого потенциала в более высокий с помощью обратных циклов. Искусственное охлаждение до очень низких температур (глубокий холод) применяется в химической и газовой промышленности для сжижения ряда технически важных газов. В последние годы широкое распространение получают также установки для кондиционирования воздуха, создающие благоприятную температуру и влажность воздуха в цехах промышленных предприятий, в общественных зданиях, на морском, железнодорожном, авиационном и автомобильном транспортах.

По мере роста выработки электрической энергии и удешевления ее стоимости все большее применение получают термотрансформаторы, предназначенные для выработки тепла на отопление зданий, позволяющие частично использовать для этого тепловую энергию окружающей среды.

Все указанные установки в зависимости от назначения и температурного уровня трансформируемого тепла называют тепловыми насосами или холодильными машинами.

Холодильными машинами называют установки, предназначенные для понижения температуры тел ниже температуры окружающей среды и для непрерывного поддержания заданной низкой температуры. Теплоту, передаваемую при температуре ниже окружающей среды, называют холодом.

Тепловыми насосами обычно называют установки, предназначенные для повышения потенциала отбросного тепла за счет расхода электрической или другой высоко потен-



циальной энергии. Задачей тепловых насосов является выработка тепла для целей нагрева в большем количестве, чем расходуется электроэнергии, что достигают путем переноса части тепла от окружающей среды к нагреваемому телу.

Согласно второму закону термодинамики перенос тепла от тел более холодных к телам более горячим, как процесс противоестественный, должен обязательно сопровождаться компенсирующим естественным процессом. Таким компенсирующим процессом в холодильных машинах, как и в тепловых насосах, является превращение механической или электрической энергии в тепловую или переход тепла от тел более горячих к телам более холодным. Иначе говоря, выработка холода всегда сопровождается затратой работы.

Все холодильные установки непрерывного действия работают по обратным термодинамическим циклам. Обратными их называют потому, что в термодинамических диаграммах состояния (p - v, T - s и др.) их круговые процессы имеют направление против часовой стрелки, в то время как процессы всех циклов тепловых двигателей направлены по движению часовой стрелки. В зависимости от наличия потерь обратные циклы могут быть обратимыми и необратимыми.

Образцом термодинамического цикла холодильных установок является внутрение обратимый обратный цикл Карно, изображенный на рис. 7.1. На этом рисунке T_0 — абсолютная температура окружающей среды; T_x — темпера-

тура подвода холода; T_г — температура отвода тепла; T_к — температура в холодильной камере.

Показателем эффективной работы холодильных установок является отношение выработанного холода Q_x к затраченной работе L, называемое холодильным коэффициентом K_x .

Для внутрение обратимого цикла Карио, как это показано в гл. 1,

$$Q_{\rm x} = T_{\rm x}\Delta s; \quad L = (T_{\rm r} - T_{\rm x}) \,\Delta s; \quad K_{\rm x} = T_{\rm x}/(T_{\rm r} - T_{\rm x}).$$
 (7.1)

Максимальный термодинамический эффект достигается при полной обратимости цикла, когда $T_r = T_0$ и $T_x = T_\kappa$, при этом

$$Q_{\rm x} = Q_{\rm x \ max}; \quad L = L_{\rm min}; \quad K_{\rm x} = K_{\rm x \ max} = T_{\rm k}/(T_{\rm 0} - T_{\rm k}).$$
 (7.2)

Тепловые насосы также работают по обратным термодинамическим циклам, подобным циклам холодильных установок, но осуществляемым при более высоких температурах источников (рис. 7.2). Если в холодильных установках тепло Q_x отбирается от тел с температурой $T_x \ll T_0$, а полученное тепло Q_τ отдается в окружающую среду, то в тепловых насосах тепло Q_x отбирается, как правило, от окружающей среды и отдается телам с температурой $T_\tau \gg T_0$. Иначе говоря, если в холодильных установках $T_x \ll T_0$, а $T_r \gg T_0$. Совершенство термодинамического цикла теплового на-

Совершенство термодинамического цикла теплового насоса характеризуется тепловым коэффициентом K_{τ} , равным отношению выработанного тепла Q_{τ} к расходуемой работе L.

Для внутренне обратимых циклов Карно

$$K_{\rm r} = T_{\rm r} / (T_{\rm r} - T_{\rm x}).$$
 (7.3)

Тепловой коэффициент достигает максимума при полной обратимости, когда $T_r = T_\tau$ и $T_x = T_0$,

$$K_{\rm T} = T_{\rm T} / (T_{\rm T} - T_{\rm 0}) = K_{\rm T \, max} \,.$$
 (7.4)

В этом случае расходуемая работа *L* становится минимальной, а выработка тепла *Q*_т максимальной.

В обратимых циклах тепловых насосов, использующих тепло охлаждения инзкопотенциальных тепловых источников, имеющих температуру T_{or} более высокую, чем окружающая среда, будет иметь место $T_{x} = T_{or}$, а тепловой коэффициент



$$K_{\tau} = T_{\tau} / (T_{\tau} - T_{o\tau}).$$
 (7.5)

Примером этого может служить теплонасосная установка, использующая тепло отбросных загрязненных вод с температурой Тот для нагрева чистой воды до температуры более высокой, чем Тот. Принципиальная схема такого теплового насоса и его цикл приведены на рис. 7.3. Здесь рабочее тело в компрессоре К аднабатически сжимается (процесс 12 цикла), повышает свою температуру до Т. и поступает в теплообменник-нагреватель ТН, там отдает тепло Q_{τ} нагреваемой воде и подается в детандер Π , где адиабатически расширяется и понижает свою температуру до T_x < T_{от}. Загрязненная вода, протекающая по змеевику камеры охлаждения КО, отдает рабочему телу тепло Q₀ (процесс ab) и затем выбрасывается. Тепло Q_0 в T - sдиаграмме соответствует пл. abcd и равно также пл. 5416. Таким образом тепло низкого потенциала грязной воды с помощью затраченной работы становится теплом высокого потенциала чистой горячей воды.

Из рассмотрения цикла, изображенного на рис. 7.3, согласно тепловому балансу

$$Q_{\rm T} = L_{\rm tt} + Q_0, \qquad (7.6)$$

где Q_0 — тепло, отнятое у окружающей среды или низкотемпературного источника; $L_{\rm H}$ — работа цикла, равная разности между затраченной работой в компрессоре и возвращенной работой детандера, т. е. $L_{\rm H} = L_{\rm K} - L_0$.



Отсюда получаем, что для любой, в том числе необратимой теплонасосной установки

$$Q_{\rm T} > L_{\rm m}$$
 H $Q_{\rm T}/L_{\rm m} = K_{\rm T} > 1$.

Иначе говоря, любой даже самый несовершенный тепловой насос всегда дает тепла больше, чем расходуется на его привод энергии. В зависимости от значений температур подвода и отвода тепла, а также от степени совершенства цикла численное значение $K_{\rm T}$ может меняться в очень больших пределах. Для обратимого цикла Лоренца (7.3)

$$Q_{\tau} = T_{\Gamma, cp} \Delta S, \quad L = (T_{\Gamma, cp} - T_{x, cp}) \Delta S,$$

$$K_{\tau} = T_{\Gamma, cp} / (T_{\Gamma, cp} - T_{x, cp}), \quad (7.7)$$

где $T_{r.cp}$ н $T_{x.cp}$ — среднетермодинамические температуры отвода и подвода тепла в цикле.

Рассмотренные здесь циклы и соответствующие им схемы установок могут применяться и для совместной выработки тепла и холода. Такие установки называют совмещенными термотрансформаторами. Принципиальная схема совмещенного термотрансформатора и его термодинамический цикл приведены на рис. 7.4. Как видно из рисунка, схема установки принципиально не отличается от рис. 7.3. Температурные пределы цикла увеличиваются. При этом $T_{\rm r} \gg T_0$ и $T_{\rm x} \ll T_0$, в результате этого разность температур $(T_{\rm r} - T_{\rm x}) = \Delta T$ в совмещенном цикле будет больше,

чем в отдельных циклах холодильной машины и теплового насоса. Для примера на совмещенном цикле 1234 показаны раздельные циклы: для холодильных установок 12_x3_x4 и для теплового насоса — 1_x234_x . Как видно эти два цикла перекрывают друг друга на площадку $1_x2_x3_x4_x$. Следовательно, при осуществлении совмещенного цикла вынгрыш работы, по сравнению с раздельными циклами, равен пл. $1_x2_x3_x4_x$.

Если выработку холода Q_x и тепла Q_T относить ко всей работе совмещенного цикла, то и холодильный K_x , и тепловой K_T коэффициенты будут меньше, чем в раздельных установках. Вместе с тем суммарная выработка энергии на единицу израсходованной работы в совмещенной установке оказывается больше, чем в каждой из раздельных установок. Соответствующий этому коэффициент трансформации тепла цикла совмещенной установки

$$K_{\rm c} = (Q_{\rm T} \bullet + Q_{\rm x.c})/L_{\rm c},$$
 (7.8)

где $Q_{\mathbf{x},\mathbf{c}}$ и $Q_{\mathbf{x},\mathbf{c}}$ — количество вырабатываемого тепла и холода в совмещенной установке; $L_{\mathbf{c}}$ — затрачиваемая работа.

Для совмещенного цикла Карно, где $Q_{\mathbf{T},c} = T_{\mathbf{T}}\Delta S$ н $Q_{\mathbf{x},c} = T_{\mathbf{x}}\Delta S$ н $L_c = (T_{\mathbf{T}} - T_{\mathbf{x}})\Delta S$, получим

$$K_{\rm c} = (T_{\rm T} + T_{\rm x})/(T_{\rm T} - T_{\rm x}).$$
 (7.9)

Главный недостаток совмещенной установки, ограничивающий ее применение, состоит в том, что соотношение между количествами вырабатываемого холода и тепла невозможно произвольно менять, оно устанавливается строго определенным.

Действительно, для совмещенного цикла Карно

$$Q_{\mathbf{r},\mathbf{c}}/Q_{\mathbf{x},\mathbf{c}} = T_{\mathbf{r}}/T_{\mathbf{x}} = \text{const.}$$
(7.10)

Такая же жесткая зависимость имеется и между $Q_{x.c}$ и $Q_{\tau.c}$ реального цикла. Так, для любого необратимого совмещенного цикла

$$Q_{\mathbf{T}_{\mathbf{c}}} = Q_{\mathbf{x},\mathbf{c}} + L_{\mathbf{c}}. \tag{7.11}$$

Разделив обе части этого уравнения на Q_{x.c}, получим

$$Q_{\rm r,c}/Q_{\rm x,c} = 1 + 1/K_{\rm x,c} = {\rm const},$$
 (7.12)

где $K_{\mathbf{x}.\mathbf{c}} = Q_{\mathbf{x}.\mathbf{c}}/L_{\mathbf{c}}.$

Этим подтверждается, что для любого совмещенного цикла соотношение между вырабатываемыми теплом и холодом в условиях заданных температур есть величина для данной установки неизменная. В то же время потребители, как правило, нуждаются в изменении по времени выработки Q_{π} и Q_{π} и нх соотношения.

§ 7.2. Образцовые циклы холодильных установок и тепловых насосов

Образцовыми называют такие идеальные (обратимые) холодильные циклы, при реальном осуществлении которых достигают нанбольшее действительное значение $K_{\tau} = Q_{\nu}/L$.

Обычно считается, что наилучшим термодинамическим циклом для проектируемой холодильной машины является обратимый шикл Карно, поскольку при заданных температурах окружающей среды T_0 и вырабатываемого холода \hat{T}_x в нем достигается максимальная величина холодильного коэффициента при наименьшей работе цикла (Lmin).

$$K_{\rm x max} = Q_{\rm x}/L_{\rm min}. \tag{7.13}$$

Вместе с тем в реальных условиях осуществления обратных циклов при соответствующей необратимости процессов сжатия, расширения и теплопередачи цикл Карпо пе обеспечивает достижения $K_{x max}$. Заменяя аднабатные, а в отдельных случаях даже изотермные процессы цикла на изобарные, можно значительно повысить реально достижимое значение K_{x} . Рассмотрим вначале, как влияет необратимость процессов цикла на величину Кх для случая, когда потребитель холода нуждается в сохранении $T_x = \text{const}$ на всех участках процесса охлаждения. На рис. 7.5 в T = sдиаграмме показан реальный, необратимый цикл 1234 н для сравнения идеальный цикл Карно12_к34_к. Как видно, наличие необратимости в процессе сжатия 12 и в процессе планичие необратимости в процессе сжатия 12 и в процессе отвода тепла 23 приводит к большому росту Q_{τ} , равному пл. 6'235, а необратимости в процессах расширения 34 и подвода тепла $Q_{\rm x}$ (процесс 41) — к значительному уменьшению $Q_{\rm x}$ до пл. 5'416. Расходуемая работа, пределяемая разностью Q_т и Q_x, станет равной пл. 6'2355'416, в несколько раз большей, чем площадь 12_к34_к цикла Карио. Действительный холодильный коэффициент станет

$$K_{\rm x} = Q_{\rm x}/(L_{\rm h} - L_{\rm h}) = Q_{\rm x} (Q_{\rm r} - Q_{\rm x}),$$
 (7.14)



где $Q_{\rm x}$ — выработка холода; $L_{\rm g}$ и $L_{\rm g}$ — действительные работы компрессора и детандера.

Если выразить действительные работы через теоретические и относительные к.п.д. компрессора и детандера, то можно записать:

$$L_{\kappa} = L_{c_{\kappa} t} (1/\eta_{\kappa}); \quad L_{\pi} = L_{pac t} \eta_{\pi}.$$
 (7.15)

Соответственно

$$Q_{\rm x} = Q_{\rm x t} - \Delta Q_{\rm nor} = Q_{\rm xt} - L_{\rm pac t} (1 - \eta_{\rm H}) \, \delta Q_{\rm H},$$
 (7.16)

где $L_{cжt}$ и L_{pact} — теоретические работы сжатия и расширения в идеальном, обратимом цикле; η_{κ} и η_{π} — внутренние относительные к.п.д. компрессора и детандера; Q_{xt} — теоретическое количество холода, представляющее наибольшее возможное количество отведенного в холодильной камере тепла при полной обратимости всех процессов; $\Delta Q_{\rm пот}$ — потери холода, вызванные необратимостью процесса расширения в детандере и необратимостью теплообмена в холодильной камере; $\delta Q_{\rm п o \tau}$ и работой трения в детандере, характеризующая необратимый теплообмена в холодильной камере.

Подставляя значения L_{κ} , L_{μ} и Q_{κ} из (7.15), (7.16) в (7.14), получим

$$K_{\mathbf{x}} = \frac{Q_{\mathbf{x}t} - L_{\text{pac }t} \left(1 - \eta_{\mathbf{A}}\right) - \partial_{\mathbf{A}} Q_{\mathbf{H}}}{L_{C\mathcal{H} t} \left(1/\eta_{\mathbf{K}}\right) - L_{\text{pac }t} \eta_{\mathbf{A}}}, \qquad (7.17)$$

ПЛН

$$K_{\mathbf{x}} = \frac{(Q_{\mathbf{x}t}/L_{\mathbf{G}\mathbf{H}t}) - \gamma (1 - \eta_{\mathbf{A}}) - \delta Q_{\mathbf{H}}}{1/\eta_{\mathbf{K}} - \eta_{\mathbf{A}}\gamma}, \qquad (7.17a)$$

где $\gamma = L_{\text{pac }t}/L_{\text{сж }t}$.

Из рассмотрения полученной зависимости (7.17а) видно, что при заданных значениях η_{κ} , η_{π} , δQ_{μ} величина холодильного коэффициента реального цикла целиком определяется значениями $Q_{\kappa t}/L_{cm t}$ и $\gamma = L_{pac t}/L_{cm t}$, т. е. действительный холодильный коэффициент реально осуществляемого цикла будет тем больше, чем меньше отношение теоретической работы расширения к теоретической работе сжатия и чем больше отношение теоретических значений Q_{κ}/L_{cm} .

Следовательно, в качестве образцового необходимо выбирать такой идеальный цикл, в котором отношение Q_{xt}/L_{cwt} наибольшее, а отношение L_{pact}/L_{cwt} наименьшее.

Регенерация. В обратных циклах регенерация может дать существенное увеличение реального холодильного коэффициента K_x , поскольку она позволяет, не меняя Q_x и теоретической работы цикла, уменьшить абсолютные значения $L_{cжt}$ и L_{pact} . В результате этого отношение $Q_x/L_{cжt}$ возрастает, а отношение $L_{pact}/L_{cжt}$ уменьшается и в соответствии с формулой (7.17а) K_x — увеличивается. На рис. 7.6 показан переход от идеального газового обратного цикла 1234 (состоящего из двух изобар и двух адиабат) к идеальному регенеративному газовому циклу 1'2'4'4, также состоящему из двух изобар и двух адиабат, но с внутренним теплообменом между изобарами на участках 3'4' и 11'.

В результате применения регенерации процесс сжатия 12 заменен процессом 1'2' с меньшей работой L_{cm} . При этом давление в точке 2' будет значительно меньше, чем в точке 2. Соответственно уменьшена и работа расширения. Поскольку в обоих циклах Q_{xt} совершенно одинаково, а L_{cmt} уменьшилось в несколько раз, то реальное значение K_x при необратимом осуществлении всех процессов цикла также возрастет в несколько раз. Теоретическое же значение K_x рассматриваемого цикла, как видно из рис. 7.6, от регенерации не меняется, поскольку остаются неизменными и L_{nt} и Q_{xt} .

Выбор процессов подвода и отвода тепла в цикле. Как было показано ранее, если температуры теплоприемника (окружающей среды) и теплоотдатчика (охлаждающего тела) остаются постоянными, то наилучшими будут изотермические процессы отвода и подвода тепла при $T_T = T_0$



и $T_4 = T_1 = T_x$ (рис. 7.7). Очевидно, в этих условиях газовый идеальный цикл 1234 (цикл Лоренца) окажется внешне необратимым. Как видно из рисунка, количество вырабатываемого холода в цикле Карно ($12_k 34_k$) в этом случае будет больше, чем в газовом цикле (1234) на величину треугольной пл. 144_k . Соответственно теоретическая работа газового цикла больше на сумму обеих площадок (пл. $4_k 41$ и пл. $2_k 23$).

Отсюда создается впечатление, что всегда иужно стремиться к циклу Карно. Однако это не всегда так. Дело в том, что обратимость процессов теплообмена может быть достигнута только в том случае, если в каждой точке этих процессов будет равенство температур рабочего тела и источников тепла. В то же время при охлаждении большинства тел их температура меняется. Следовательно, процесс отвода тепла 41 тоже должен проходить с переменной температурой. Аналогично в циклах тепловых насосов, если температура нагреваемого тела меняется, то и температура рабочего тела в процессе отдачи тепла тоже должна меняться. Применение же изотермического процесса отвода тепла в цикле в таких условиях может вызвать значительный перерасход энергии.

Для примера рассмотрим случай, когда потребитель нуждается в нагреве воды по штриховой кривой ab (рис. 7.8). В качестве холодного источника используется окружающая среда с постоянной температурой T_0 . Допуская минимальную температурную разность при теплообмене с окружаю-
щей средой, а с нагреваемой водой равную ΔT_1 , можно теоретически осуществлять цикл 1234_i (с изобарой 23) или цикл Карио $123_{\kappa}4_i$. Величина Q_{κ} в этих циклах абсолютно одинакова, в то время когда затрачиваемая работа в цикле Карио окажется большей на величину треугольника 233_{κ} . Соответственно величины K_{κ} и K_{τ} цикла Карио будут значительно меньшими, чем цикла 1234_i , и поэтому в качестве образцового цикла для данного теплового насоса цикл Карио применяться пе может.

Еще большее ухудшение K_x и K_x произойдет при реальном (необратимом) осуществлении аднабатных процессов 12 и 34. Так, при необратимости только процесса в детандере (34) действительное положение точки 4 цикла Карио окажется значительно правее (см. точку 4_x), что приведет к большему уменьшению Q_x , чем в цикле с изобарным отводом тепла. По этой причине потеря вырабатываемого холода ΔQ_x этого цикла значительно меньше, чем в цикле Карио ($\Delta Q_{x, R}$).

Аналогичное явление имеет место и в холодильной установке, предназначенной для охлаждения какого-то вещества, температура которого меняется по кривой *ab* (рис. 7.9). Здесь оказывается более выгодным трапецеидальный цикл 1234, состоящий из двух аднабат (12 и 34), изотермы 23 и изобары 41, чем цикл Карио $I_{\kappa}2_{\kappa}34$) (обеспечивающий такую же величину $Q_{\kappa} = пл. 1456 = пл. 1_{\kappa}456_{\kappa}$).

Как видно из рисунка, теоретическая работа цикла 1234 значительно меньше, чем цикла Карно. Соответственно холодильный коэффициент трапецеидального цикла больше, чем Карно. Это положение сохранится при реальном (необратимом) осуществлении всех процессов цикла.

Изложенное позволяет сделать выводы:

1. Процессы подвода и отвода тепла в образцовом обратном цикле должны быть эквидистантными с действительными кривыми изменения температур нагреваемого и охлаждаемого тел при минимальном температурном напоре $\Delta T_{\rm min}$.

2. При реализации газовых циклов, состоящих из двух изобар и двух адиабат (см. рис. 7.6), необходимо осуществлять регенерацию, позволяющую уменьшить $L_{\text{pac}\ t}$ и $L_{\text{ск}\ t}$, что обеспечивает резкое увеличение холодильного коэффициента K_{x} реального (необратимого) цикла.

3. Во всех случаях для увеличения K_x реального цикла необходимо стремиться увеличить отношение $Q_{x,t}/L_{pac,t}$ и уменьшить отношение работ $L_{pac,t}/L_{cw,t}$.



Комбинирование прямых и обратных циклов. При создании холодильных или теплонасосных установок большой мощности весьма крупными оказываются потери от двойной трансформации энергии, расходуемой на привод компрессора. Действительно, сначала тепловую энергию с помощью прямого цикла превращают в электрическую на тепловой электростанции, а затем полученную электрическую энергию, расходуя на привод компрессора в обратном цикле, снова превращают в тепловую. И на электростанции и в термотрансформаторе эти превращения происходят с определенными потерями. Идея следующая: необходимо так объединить прямой и обратный циклы, чтобы меньше было ступеней превращения энергии, а следовательно, и ее потерь. Цикл такой установки на гелии показан па рис. 7.10. Верхияя часть этого цикла (123,4,) представляет цикл газотурбинной части с регенерацией. Здесь: 12 процесс в компрессоре; 2a — подогрев в регенераторе; a_{c}^{3} — подогрев в газовом котле; $3_{c}^{4}A_{c}$ — работа гелня в силовой турбине; $4_{c}b$ — охлаждение в регенераторе; bI отвод тепла в окружающую среду Qотв.

Нижияя часть цикла (1234) соответствует работе холодильной части рассматриваемой установки. Эта часть установки работает следующим образом. Часть сжатого в компрессоре гелия, состояние которого характеризуется точкой 2, направляется в охладитель, где за счет проточной воды предварительно охлаждается до состояния точки с и затем в регенераторе холода — до состояния точки 3. После этого, совершая работу расширення (процесс 34), гелий понижает свою температуру до заданной. Процесс 4d — отвод холода Q_x . Процесс d1 — подогрев гелия в регенераторе холода. Как видно, при таком комбинировании происходит превращение энергии сгорания топлива в механическую в верхней части цикла и далее — превращение этой механической энергии в тепло в обратном цикле, без выработки и расходования электрической энергии.

Относительные показатели эффективности обратных циклов. Применение в качестве основных показателей работы термотрансформаторов отношения выработанного тепла (холода) к израсходованной работе, т. е. величин K_x и K_r , имеют тот общий недостаток, что не позволяют сравнивать между собой разные циклы, осуществляемые в разных температурных условиях. При этом степень влияния верхней и нижней температуры оказывается различной.

Так, из формулы холодильного коэффициента цикла Карно $K_x = T_x/(T_0 - T_x)$ видно, что производные K_x по верхней (T_0) и нижней (T_w) температурам не будут равны друг другу. Действительно: $\partial K_x/\partial T_0 = -T_x/(T_0 - T_x)^2$, а $\partial K_x/\partial T_x = T_0/(T_0 - T_x)^2$. Следовательно, $\partial K_x/\partial T_0 < < \partial K_x/\partial T_x$.

Аналогично из формулы $K_{\rm T} = T_{\rm T}/(T_{\rm T} - T_0)$ имеем $\partial K_{\rm T}/\partial T_{\rm T} < \partial K_{\rm T}/\partial T_0$, т. е. изменение верхней температуры обратного цикла всегда оказывает меньшее влияние на $K_{\rm x}$ или $K_{\rm T}$, чем изменение иижней его температуры.

Показателем, позволяющим сравнивать между собой разные циклы при различных температурах, может служить относительный коэффициент термодинамической эффективности $\eta_{\tau, \mathfrak{g}}$ реального цикла, равный отношению действительного значения K_x или K_{τ} к максимально возможному в данных условиях. Соответственно:

для холодильных машин

$$\eta'_{\mathbf{r},\mathbf{9}} = K_{\mathbf{x}}/K_{\mathbf{x}\max} \tag{7.18}$$

и для тепловых насосов

$$\eta_{T,9}^{"} = K_T / K_{T \max} .$$
 (7.19)

Указанные максимальные значения K_x и K_T достигаются в условиях постоянных температур T_x и T_r в обратимом цикле Карно, а для переменных температур источников тепла в обратимом цикле Лоренца.



§ 7.3. Циклы воздушных компрессорных установок

Принципиальная схема и цикл воздушной холодильной машины изображены на рис. 7.11. Здесь воздух из змеевика, расположенного в холодильной камере ХК (или охлаждаемого помещения), засасывается компрессором К, сжимается до заданного давления р., и подается в теплообменник ТО, где охлаждается водой, поступающей из реки. Воздух, охлажденный до температуры T_3 , близкой к температуре окружающей среды, но сохранивший высокое давление p_{2} , поступает в детандер \mathcal{I} , где аднабатно расширяется, производит определенную работу L_n и понижает свою температуру до Т₄. После детандера этот холодный воздух поступает в холодильную камеру (охлаждаемое помещение), нагревается там до температуры Т₁ и снова подается в компрессор. Тепло, отнимаемое воздухом в охлаждаемом помещении, и есть вырабатываемый холод Q_x. Тепло, отдаваемое воде в теплообменнике ТО, является отводимой теплотой Q_т. Очевидно, что температура воздуха T₃ должна быть несколько выше температуры охлаждающей воды, т. е. $T_3 > T_0$. Температура T_x , поддерживаемая в охлаждаемом помещении, равна или несколько выше температуры Т₁ воздуха на входе в компрессор. Как видно, здесь осуществляется цикл Лоренца, состоящий из двух изобар (41 и 23) и двух адиабат (12 и 34). Площадь цикла 1234 представляет собой затрачиваемую работу, равную для идеального цикла разности между работой компрессора L_к и работой детандера L_{π} , т. е. $L_{\mu} = L_{\kappa} - L_{\pi}$.

Поскольку температуры воздуха переменны, а источников тепла постоянны, то процессы теплообмена в холодильной камере XK и в теплообменнике TO пеобратимы. Наименыпая работа цикла в данном случае изображена дважды заштрихованной пл. 1a3b, соответствующей обратимому циклу Карно. Холодильный коэффициент воздушного цикла Лоренца найдем следующим образом.

Считая теплоемкость воздуха c_{ρ} постоянной величиной можно записать:

$$\begin{array}{c}
Q_{\mathbf{x}} = c_{p} (T_{1} - T_{4}); \\
Q_{\tau} = c_{p} (T_{2} - T_{3}); \\
L = Q_{\tau} - Q_{\mathbf{x}}.
\end{array}$$
(7.20)

А так как процессы сжатия 12 и расширения 34 происходят адиабатически между одними и теми же давлениями p_1 и p_2 , то $T_2/T_1 = T_3/T_4$ или $T_4/T_1 = T_3/T_2$. Отсюда теоретический холодильный коэффициент цикла воздушной холодильной машины $K_{\rm X\,t} = Q_{\rm X\,t}/L_t = (T_1 - T_4)/[(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)]$, или окончательно

$$K_{\mathbf{x}\,t} = T_1 / (T_2 - T_1). \tag{7.21}$$

В то же время, применяя в данных условиях обратимый цикл Карно *1а3b*, при $T_3 = T_a = T_0$ н $T_1 = T_b = T_x$ его холодильный коэффициент

$$K_{\mathbf{x},\mathbf{k}} = T_1 / (T_3 - T_1). \tag{7.22}$$

Из сравнения формул (7.21) и (7.22) видно, что холодильный коэффициент цикла воздушной холодильной установки во столько раз меньше $K_{\mathbf{x}\cdot\mathbf{k}}$ цикла Карно, во сколько раз повышается в нем температура при сжатии, т. е.

$$K_{\mathbf{x},\mathbf{x}}/K_{\mathbf{x},t} = (T_2 - T_1)/(T_3 - T_1) > 1.$$
 (7.23)

Из (7.23) следует, что чем ближе значение T_2 к величине T_3 , тем меньше отличие $K_{x\,t}$ от $K_{x\cdot\kappa}$, т. е. тем больше достигаемый холодильный коэффициент K_x и, следовательно, тем меньше необратимость воздушного цикла. Этого можно достичь простым уменьшением ширины цикла (рис. 7.12). Из рисунка видно, что наибольшее сближение температур T_2 и T_3 , а значит, и наибольший холодильный коэффициент достигаются в самом узком цикле 12''3''4''. Это положение можно доказать и аналитически. Выразим для этой цели

225



холодильный коэффициент K_x через средние температуры подвода и отвода тепла:

$$K_{\rm x} = T_{\rm mog} / (T_{\rm otb} - T_{\rm mog}) = 1 / (T_{\rm otb} / T_{\rm mog} - 1). \quad (7.24)$$

Отсюда следует, что чем ближе к единице отношение средних температур отвода и подвода тепла, тем больше холодильный коэффициент такого цикла. Это отношение, а значит, и величина K_x зависят от уровня температуры теплоприемника T_3 и температуры в охлаждаемом помещении T_1 , а также и от значения их разности. Чем меньше эта разность, тем больше K_x .

Применяя формулу (7.21) в виде $K_x = 1/(T_2/T_1 - 1)$ и заменяя отношение температур на отношение давлений из уравнения адиабаты

$$T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k} = \sigma^m,$$

получим зависимость холодильного коэффициента цикла воздушной холодильной машины от степени повышения давления в компрессоре σ [7]:

$$K_{\rm x} = 1/(\sigma^m - 1),$$
 (7.25)

где m = (k - 1)/k.

Чем более узкий цикл, тем ниже T_2 и p_2 , тем меньше степень повышения давления в компрессоре и больше теоретическое значение K_x . Однако если рассматривать реальные необратимые процессы аднабатного сжатия и расширения, то эта зависимость нарушается. Наступает такой момент, когда дальнейшее сужение цикла оказывается нецелесообразным. Справедливость такого утверждения можно заметить из рис. 7.13. Как видно, при очень узком цикле 1234, вследствие необратимости процесса расширения в детандере точка 4 может совпасть с точкой 1 и количество холода окажется равным нулю. Чем уже цикл, тем относительно больше влияние потерь от необратимости процессов сжагия и расширения (потерь от трения).

Одновременное и противоположное действие потерь от необратимости теплообмена и потерь от трения приводит к наличню оптимальной ширины цикла, обеспечивающей лостижение максимального в данных условиях значения Кх. Действие всех указанных потерь и особенностей воздушного цикла на величину холодильного коэффициента можно видеть из следующего примера. Для воздушной холодильной машины при начальном давлении $p_1 = 0,1$ МПа, давлении в конце сжатия $p_s = 0,5$ МПа, постоянных температурах в холодильной камере 273 К и окружающей среды 293 К температура воздуха в конце сжатия доходит до 435 К, а холодильный коэффициент составляет всего $K_{\rm x} = 2,68$. Холодильный коэффициент для соответствующего идеального цикла Карно K_x = 13,65. Столь большое различне в значениях холодильных коэффициентов указывает на очень пизкую эффективность воздушных холодильных установок при поддержании постоянной температуры в охлаждаемом помещении. Более высокая эффективность таких установок оказывается в тех случаях, когда охлаждаются тела с переменной температурой. При этом наименышая необратимость процессов теплоотдачи достигается в воздушно-компрессорных установках, осуществляющих противоточное охлаждение таких тел.

Определим теперь показатели реального цикла воздушнокомпрессорной холодильной установки 1234 (см. рис. 7.13). Наличие трения в процессе сжатия 12 приводит к увеличению отдачи тепла, а следовательно, и затрачиваемой работы на величину, соответствующую пл. $2_s26'6$. Наличие трения в процессе расширения 34 приводит к уменьшению выработки холода на величину ΔQ_x , равную пл. 5_s4_s45 .

Действительное количество вырабатываемого холода в реальном цикле

$$Q_{\mathbf{x}} = c_{p} \left(T_{\mathbf{1}} - T_{\mathbf{4}} \right)$$

$$Q_{\mathbf{x}\,t} = c_p \left(T_{\mathbf{1}} - T_{\mathbf{4}s} \right).$$

Выражая действительный и теоретический холодильные коэффициенты с помощью формул

$$K_{\mathrm{x}} = Q_{\mathrm{x}}/L$$
и $K_{\mathrm{x}t} = Q_{\mathrm{x}t}/L_t$,

где *L* и *L*_t — соответственно действительная и теоретическая работа, затрачиваемая в цикле, получим

$$K_{\rm x} = K_{\rm xt} \left(L_t / L \right) \left(T_{\rm 1} - T_{\rm 4s} \right) / \left(T_{\rm 1} - T_{\rm 4} \right). \tag{7.26}$$

Учитывая зависимость действительной температуры T_4 от теоретической T_{4s} и к.п.д. детандера, определяемую соотношением

$$(T_3 - T_{4s}) \eta_{\mathtt{M}} = T_3 - T_4,$$

а также зависимость температуры T_2 от T_{2s} и к.п.д. компрессора из соотношения $T_{2s} - T_1 = (T_2 - T_1)\eta_{\kappa}$, и выражая работу L и L_t через температуры цикла, окончательно получим [11]:

$$K_{\rm x} = \frac{\left[(z-1)/(x-1) \right] \eta_{\rm K} - (z/x) \eta_{\rm A} \eta_{\rm K}}{(z/x) \eta_{\rm A} \eta_{\rm K} - 1}, \qquad (7.27)$$

где $z = T_3/T_4$ и $x = T_2/T_1$.

Из уравнения (7.27) следует, что K_x обращается в нуль при условии $(x - 1)/x = [z/(z - 1)]\eta_{\mu}$, которое имеет решение для тех случаев, при которых $\eta_{\pi} > (z - 1)/z$.

Наибольшее значение К_х получится при оптимальной ширине цикла, соответствующей наивыгоднейшему соотношению давлений p_2/p_1 или температур T_2/T_1 . Так, для случая z = 1,25; $\eta_{\kappa} = 0,8$ и $\eta_{\pi} = 0,7$ имеем $(T_2/T_1)_{\text{он т}} \approx \approx 1,65.$ Потери от необратимости действительного цикла воздушной холодильной машины можно несколько уменьшить с помощью регенерации тепла. Схема холодильной машины с регенерацией тепла и ее идеальный цикл приведены на рис. 7.14. В этой машине воздух, сжатый в компрессоре К, поступает в теплообменник ТО, охлаждается там проточной водой до температуры, близкой к T_o, затем дополинтельно охлаждается в регенераторе *P* и поступает для совершения работы в детандер Д. Расширившийся в детандере холодный воздух направляется в холодильную камеру ХК, где производит холодильное действие. Этот воздух затем подогревается в регенераторе, всасывается компрессором, сжимается, и цикл повторяется. Основные процессы

228



приведенного на том же рисунке в T - s-диаграмме идеального регенеративного цикла рассматриваемой холодильной установки: 12 - адиабатное сжатие воздуха в компрессоре;<math>2a - охлаждение в теплообменнике; a3 - охлаждение врегенераторе; <math>34 -расширение в детандере; 4b -подогрев в холодильной камере; b1 -подогрев в регенераторе. В показанном цикле имеется полная регенерация. В действительности она осуществляется только частично. В связи с необратимостью теплообмена точка *а* лежит ниже точки 1, а точка b -выше точки 3.

Рассмотренный теоретический цикл с полной регенерацией иногда изображают условно в виде фигуры b'2a4', ноказанной на той же днаграмме. Здесь пл. b'b'4'5', равная ил. bb45, соответствует выработанному холоду Q_x . Отданное тепло Q_{τ} равно пл. b'2a5'. Контур b'2a4' соответствует нерегенеративному циклу, который может быть осуществлен в тех же пределах температур. Однако поскольку регенеративный цикл совершается при значительно меньшей работе сжатия, а следовательно, и при меньших потерях работы, то его действительный холодильный коэффициент всегда выше, чем у нерегенеративного. При отсутствии потерь на трение холодильные коэффициенты идеального регенеративного цикла 1234 и цикла b'2a4' всегда одинаковы, поскольку в них одинаковы Q_x и теоретическая работа цикла.

Холодильный цикл «Филлипса». В последнее время получают распространение холодильные установки периодического действия, в которых параметры газа ме-



няются по времени. Характерной особенностью таких машин является применение поршневых механизмов и регенератора. Наиболее экономичной из них представляется машина, работающая по циклу, состоящему из двух изотерм и двух изохор (цикл Филипса). Схема такой машины и ее условный идеальный цикл изображены на рис. 7.15. Основные элементы машин: цилиндр Ц (с водяной рубашкой ВР), в котором помещены поршень П и вытеснитель B: регенератор P с насадкой: охладитель ΓX и холодильная камера ХК. Поршень П и вытеснитель В приводятся в движение от специального механизма, затрачивающего на это работу L. Действие происходит следующим путем [12]. При нижнем положении вытеснителя В поршень П, расположенный в верхней части цилиндра Ц, двигаясь вниз, сжимает газ, находящийся в полости а и регенераторе Р. Протекающий через охладитель ГХ газ охлаждается, чем обесчивается почти изотермический процесс сжатия 12 цикла. После остановки поршня П вытеснитель В движется вверх и перемещает газ из полости а через регенератор Р и отключенную холодильную камеру в полость б без изменения его объема (процесс 23 цикла).

Температура газа понижается за счет насадки регенератора. Вытеснитель останавливается в верхнем положении, поршень Π начинает двигаться вверх, выполняя роль детандера. Газ совершает работу расширения и понижает свою температуру. После этого при неподвижном уже поршне Π , достигшем верхнего положения, вытеснитель B двигает-



ся вниз и перемещает холодный газ снова в полость а через холодильную камеру XK, отнимая там тепло Q_x . При этом насадка регенератора охлаждается, а газ повышает свою температуру без изменения объема (процесс 41). Таким образом, поршень П поочередно выполняет роль компрессора и детандера. Вытеснитель, всегда работая при остановленном поршне, только перемещает газ из верхней полости а в нижнюю полость б, не меняя его объема. В этих процессах перемещаемый газ то охлаждает насадку генератора, то ее нагревает. Тепло отводится в процессе сжатия газа, а холод получается в процессе расширения. Эти процессы совершаются периодически с помощью одного и того же поршия П. Благодаря отсутствию клапанов, малым скоростям движения, а также отсутствию термодинамических потерь от смешения горячего и холодного газов эта машина имеет наибольший холодильный коэффициент. Недостаток ee заключается в малой хладопроизводительности и периодичности действия.

Воздушно-компрессорные тепловые насосы. По своей конструкции и циклам они полностью подобны рассмотренным воздушным холодильным машинам. Все выводы и зависимости, касающиеся холодильного коэффициента K_x , полностью относятся к воздушным тепловым насосам и их тепловому коэффициенту $K_{\rm T}$, поскольку во всех случаях $K_{\rm T} = K_{\rm X} + 1$.

Воздушные тепловые насосы применяют для отопления зданий с одновременной их вентиляцией. Схема и цикл такой отопительно-вентиляционной установки приведены на рис. 7.16. Здесь воздух из отапливаемого помещения Π засасывается в компрессор K, сжимается в нем и подается в радиатор P для нагрева холодного воздуха, поступающего в помещение. Охлажденный в радиаторе воздух высокого давления поступает затем в детандер \mathcal{A} , где расширяется до атмосферного давления и выбрасывается в окружающую среду. Процесс 41 происходит в окружающей среде до T_0 и затем в отапливаемом помещении.

Эту же воздушную компрессорную установку можно использовать и в летний период времени для охлаждения и вентиляции воздуха в технических помещениях. Для этого нужно сжатый воздух предварительно охладить проточной водой в показанном на схеме штриховой линией охладителе *OB* и затем направить в детандер. Холодный воздух из детандера посылают в охлаждаемое помещение. Все это производится соответствующим переключением вентилей *a*, *b*, *c* и *d*.

Если схему дополнить специальными устройствами для увлажнения воздуха зимой и осушения его летом, то можно получить достаточно совершенную установку для кондиционпрования воздуха в любое время года.

§ 7.4. Циклы паровых холодильных установок и тепловых насосов

Парокомпрессорные установки. Большая внешняя необратимость циклов воздушных установок, вызванная малой теплоемкостью и значительным изменением температуры воздуха при его изобарном нагревании и охлаждении, может быть устранена, если заменить воздух насыщенным паром. Идеальный обратный цикл насыщенного пара, состоящий из двух адиабат и двух изобар, будет одновременно циклом Карно, так как изобары насыщенного пара являются также изотермами (рис. 7.17). Схема паровой холодильной установки (или теплового насоса), реально реализующая такой цикл, изображена на том же рисунке. По этой схеме в цилиндр компрессора К всасывается из испарителя И влажный пар холодильного агента, имеющий низкое давление *p*₁ и соответственно низкую температуру T_1 . Этот пар сжимается аднабатно до давления p_3 , переходя в конце сжатия в состояние сухого насыщенного пара (точка 2 цикла). В конденсаторе Кон пар отдает тепло потребителю или охлаждающей воде и превращается в жидкость с температурой насыщения, соответствующей давлению р. Эта жидкость (состоянием, соответствующим точке



З цикла) затем адиабатно расширяется в детандере \mathcal{A} до давления p_1 , частично превращаясь в пар, характеризуемый точкой 4. Оставшаяся жидкая фаза в испарителе \mathcal{H} вскипает, отнимая теплоту Q_x от охлаждаемых продуктов. Полученный пар состоянием, соответствующим точке 1, снова засасывается в цилиндр компрессора, и цикл новторяется.

Однако осуществлять этот кажущийся наиболее эффективным цикл практически нецелесообразно по следующим причинам:

1. Работа расширения кинящей жидкости в детандере Д (процесс 34) в связи с большими гидравлическими потерями оказывается незначительной и не оправдывает затрат на его изготовление и обслуживание.

2. Экономически выгоднее в испарителе рефрижератора полностью испарять всю жидкую фазу холодильного агента, что увеличивает удельную хладопроизводительность установки.

В связи с этим в парокомпрессорных установках вместо детандера устанавливают дроссельный вентиль и их схема еще больше упрощается (рис. 7.18). Этот вентиль служит также для регулирования количества жидкости, подаваемой в испаритель, и поэтому его называют регулирующим вентилем (*PB*).

Там же, на рис. 7.18, приведен идеальный цикл такой установки, где процесс 34 соответствует дросселированию жидкости в регулирующем вентиле. Как видно, замена детандера дроссельным вентилем приводит к уменьшению хладопроизводительности на величину ΔQ_x , равную пл. 64'47. Вместе с тем перемещение точки 1 на правую ногра-



ничную кривую увеличивает хладопроизводительность на величину пл. 81'19. Суммарное количество холода (пл. 7419) в результате этого остается почти таким же, как и в цикле Карно. Однако работа цикла значительно увеличивается и становится равной пл. 1235, соответствующей разности энтальпий холодильного агента (рабочего тела) в точ-ках 1 и 2, т. е. $l_{\rm H} = l_2 - l_1$.

Интересно отметить, что увеличение затрачиваемой работы и уменьшение вырабатываемого холода, вызванное процессом дросселирования, оказываются равными друг другу ($\Delta Q_x = \Delta L$) и равны пл. 534'. Следовательно, чем круче идет на T - s-диаграмме левая пограничная кривая выбранного рабочего тела (холодильного агента), тем меньше потери холода от его дросселирования. Лучшими в этом отношении телами являются фреон-12 и CO₂.

Размещение точки 1 на правой пограничной кривой приводит к перегреву сжатого пара (точка 2) и этим ухудшает холодильный коэффициент. Чем выше T_2 , тем больше уменьшение K_x . Для снижения T_2 при сжатии пара в цилиндр компрессора иногда впрыскивают его жидкую фазу.

Значение холодильного K_x и теплового K_τ коэффициентов таких циклов можно выразить через энтальпии рабочего тела. Поскольку здесь $Q_x = i_1 - i_4$ и $Q_\tau = i_2 - i_3$, то

$$K_{\rm x} = Q_{\rm x}/L_{\rm u} = (i_1 - i_4)/(i_2 - i_1),$$
 (7.28)

$$K_{\rm T} = Q_{\rm T}/L_{\rm H} = (i_2 - i_3)/(i_2 - i_1).$$
 (7.29)



Парокомпрессорные тепловые насосы. Изображенные на рис. 7.18 схема и цикл полностью соответствуют и тепловому насосу. Отличие заключается лишь в том, что уровень температур насыщения и конденсации пара должен быть более высоким. Так, если в холодильной установке температура испарения жидкости значительно ниже температуры окружающей среды ($T_1 = T_4 < T_0$), а температура конденсации T_3 близка к T_0 , то в тепловом насосе T_3 значительно выше T_0 , а T_1 мало отличается от T_0 , хотя и несколько меньше ее.

Паровые компрессорные насосы в ряде стран испольотопления жилых И служебных зланий ЗУЮТСЯ ДЛЯ (рис. 7.19). Цикл установки показан там же на рисунке. В этой установке рабочее тело (фреон) компрессором К сжимается до заданной температуры и направляется в отопительные раднаторы ОР, где и конденсируется. Пройдя затем через вентиль PB, конденсат дросселируется, частично вскипает и снижает свою температуру до величины $T_{\mathbf{x}}$, меньшей, чем температура воды в реке. Йоступив затем в испаритель И, размещенный в реке или групте, фреон там испаряется, отнимая тепло Q_x , и поступает в компрессор K, где снова сжимается, и т. д.

Благодаря тому, что температура нижних слоев воды в реке даже в самые сильные морозы превышает 0°С на несколько градусов, а температура воздуха в отапливаемых помещениях должна быть не более +20°С, реально достигают $K_{\rm T} \approx 4$. Это дает возможность почти в четыре раза снизить расход электроэнергии на отопление по сравнению с обычными электронагревателями сопротивления.



Двухступенчатые парокомпрессорные установки. Как было показано выше, чем больше степень сжатия в компрессоре холодильной установки (или теплового насоса), тем меньше оказываются величины К и К ... Особенно большое влияние степени сжатия сказывается в парокомпрессорной установке, где с ростом *p*, не только увеличивается T_{o} II работа сжатия, но и растут потери от дросселирования пара. Чем выше p_2 , тем правее оказываются точки 3 и 4 цикла (см. рнс. 7.18), тем больше потери холода ΔQ_x . А поскольку в паровых установках величина р. целиком определяется температурой отдачи тепла Т., а давление р. — температурой в холодильной камере T_x , то при больших разностях температур (T _г — T_x) степень сжатия рабочего агента оказывается очень большой и холодильный коэффициент установки сильно уменьшается. В этих случаях целесообразно применять двухступенчатые (а при $p_{0}/p_{1} > 100$ н трехступенчатые) холодильные установки с промежуточным охлаждением рабочего агента, чем значительно повышается реальное значение K_x и K_{π} . На рис. 7.20 приведены принципнальная схема и цикл такой установки. Здесь К₁ и К₂ компрессоры ступеней І н ІІ, *РВ*₁ и *РВ*₂ — дроссельные вентили; КВ — конденсатор пара верхней ступени (отдающий тепло Q_{τ}); KH — конденсатор-испаритель; XK — холодильная камера. В верхнем цикле работает большее количество рабочего агента, чем в нижнем. Это обусловлено процессом в конденсаторе-испарителе, где отдаваемое в процессе 23 первичным паром тепло (равное пл. 23ае) расходуется на испарение вторичного пара (второго цикла), каждому килограмму которого подводится меньшее количество тепла, равное пл. 96dc.

Общий холодильный коэффициент двухступенчатой установки, очевидно, будет

$$K_{\rm x} = Q_{\rm x} / (L'_{\rm u} + L''_{\rm u}) = q_{\rm x} / (l'_{\rm u} + g l'_{\rm u}), \qquad (7.30)$$

где g — отношение вторичного пара к первичному; l''_{n} — работа l кг пара в верхнем цикле, соответствующая пл. 6783.

На рис. 7.20 на той же T - s-днаграмме нанесен одноступенчатый цикл 12'84', который обеспечивает одинаковые с двухступенчатым циклом температуры $T_{\rm r}$ н $T_{\rm x}$. Работа этого цикла соответствует пл. 12'85, а вырабатываемый холод — пл. b'4'1e, значительно меньшей, чем в двухступенчатом цикле. Этим наглядно доказывается термодинамическая эффективность замены одноступенчатого цикла двухступенчатым.

Паровые эжекторные установки. Применение воды как холодильного агента и теплоносителя имеет значительные преимущества перед другими рабочими телами. Это прежде всего ее всеобщая распространенность, дешевизна и отсутствие всякой токсичности и запаха. Единственным ее недостатком является практическая невозможность достижения отрицательных температур. Поэтому водяной пар широко применяют в тех установках, где самые инзкие температуры превышают 275 К. При более низких температурах водяной пар должен находиться при очень глубоком вакууме и занимать колоссальный объем. Так, например, при температуре в испарителе рефрижератора 263 К потребовалось бы поддерживать в нем давление $p_1 = 0.29$ кПа. При этом удельный объем пара равиялся бы 401 м³/кг, т. е. был в сотни раз больше, чем объем воздуха в соответствующей воздушной холодильной установке.

Объем пара в испарителе оказывается большим и при температурах 275—278 К, что не дает возможности применять механические компрессоры. Но в этих условиях вполне справляются пароструйные эжекторы (рис. 7.21).

Применение паровых эжекторов имеет преимущество и в том, что в иих для сжатия холодильного агента расходуется не электрическая энергия, а кинетическая энергия струи рабочего пара. Причем этим рабочим паром и холодильным агентом в принципе может служить пар любого



вещества. Цикл пароэжекторной установки в T — s-координатах изображен там же на рис. 7.21. Работает эта установка следующим сбразом. Рабочий пар из котла ПК состоянием точки 1 цикла поступает в сопло С эжектора Э, расширяется в нем до давления *p*_п (процесс *12*) и приобретает большую скорость. Протекая через камеру смешения, струя этого пара захватывает с собой пар из испарителя И, смешивается с ним и поступает в диффузор \mathcal{I} , где в процессе 34 повышает свое давление до величины рк. После этого смесь направляется в конденсатор К, где конденсируется (процесс 46). Часть полученного конденсата проходит через редукционный клапан РВ, частично вскипает там и понижает свою температуру до T_x , затем поступает в испаритель H_x где отнимает тепло Q_x от охлаждаемых тел. Остальная часть конденсата отсасывается питательным насосом Н и возвращается в паровой котел ПК, где за счет подводимого тепла *Q*₁ снова превращается в пар, и цикл повторяется.

Если принять, что из парового котла поступает в эжектор 1 кг пара, а засасывается из испарителя g кг, то в диффузоре (процесс 34) будет сжиматься (1 + g) кг пара, а дросселироваться (процесс 67) только g кг. Следовательно, изображенный на рис. 7.21 процесс является условным. Чтобы определить в этом случае количество вырабатываемого холода, нужно площадь 57bd на T - s-диаграмме умножить на величину g. Работа, затрачиваемая на сжатие смеси в диффузоре, соответствует пл. 3468, умноженной на (1 + g). Очевидно, что эта работа должна быть равна работе истечения в сопле, соответствующей пл. 1286.

Эффективность эжекторной холодильной установки, затрачивающей для охлаждающего действия энергию не в виде работы, а в форме тепла высокого потенциала, оценивают коэффициентом использования тепла

$$\psi = Q_{\mathbf{x}}/Q_{\mathbf{1}}.\tag{7.31}$$

Поскольку работоспособность тепла высокого потенциала может быть определена приближенио по формуле

$$E_Q = Q_1 [(T_1 - T_4)/T_1], \qquad (7.32)$$

то между величиной ψ и холодильным коэффициентом K_x будет следующая зависимость:

$$K_{\rm x} = Q_{\rm x} / E_Q = \psi \left[T_{\rm 1} / (T_{\rm 1} - T_{\rm 0}) \right] \tag{7.33}$$

или

$$\psi = [(T_1 - T_0)/T_1] K_x, \qquad (7.34)$$

где затрата энергии на привод жидкостного насоса ввиду незначительности не учитывается.

Построенную по тому же принципу (рис. 7.21) пароэжекторную установку при более высоких $p_{\rm n}$ и $p_{\rm k}$ иногда применяют как тепловой насос для использования имеющегося на теплоэлектроцентралях пара низкого давления (из отборов турбины) с целью теплоснабжения потребителей, нуждающихся в паре более высокого давления. Схема такой установки показана на рис. 7.22. Здесь пар из котла. проходя через эжектор Э, засасывает отборный пар из турбины ΠT и после сжатия смеси в диффузоре Π направляется к потребителю ТП. Вместо острого нара для эжектора можно применять также отборный пар более высокого давления (большего, чем р_к). По этой же схеме (см. рис. 7.21) можно изготовлять пароструйные термотрансформаторы для опреснения морской воды в жарких районах страны путем ее выпара. В этом случае испарителем служит сосуд с морской водой, где под вакуумом происходит ее испарение за счет тепла окружающей среды. Вакуум в испарителе также создается пароструйным эжектором, работающим на паре повышенного давления из отбора турбины и на остром паре из котла.

§ 7.5. Абсорбционные и вихревые установки

Абсорбционные холодильные машины. Действие абсорбционных холодильных машин основано на применении бинарных смесей, состоящих из компонентов, резко отли-



чающихся температурами кипения при одном и том же давлении. Легкокипящий компонент (т. е. кипящий при низкой температуре) является здесь холодильным агентом. Второй компонент, со значительно более высокой температурой кипения, имеет назначение поглощать, т. е. абсорбировать холодильный агент, и называется абсорбентом. В качестве рабочей смеси таких холодильных машин применяют, например, аммнак и воду. Последняя является абсорбентом, а аммиак — холодильным агентом. Первой особенностью бинарных смесей является то, что паровая и жидкая фазы этого раствора, находящиеся при одинаковом давлении, имеют различные температуры, зависящие от их концентрации.

Второй существенной особенностью бинарных смесей является способность жидкого раствора поглощать пары холодильного агента, имеющие значительно более низкую температуру, чем жидкий раствор. Указанные свойства растворов дают возможность осуществить холодильный процесс путем периодического изменения их концентрации. В таких машинах, как и в пароэжекторных установках, для производства холода расходуется не электрическая энергия, тепло высокого потенциала. Принципиальная а схема абсорбционной холодильной установки приведена на рис. 7.23. Установка работает следующим образом. В генератор Г накачивается концентрированный раствор (например, вода с большим количеством аммиака). Здесь к нему подводится

тепло Q_1 от внешнего теплового источника (пара из котла), в результате чего он кипит при давлении p_1 и выделяет пар легкокипящего вещества (аммиака). Этот пар из генератора направляется в конденсатор K, где благодаря охлаждению проточной водой или каким-либо теплоносителем конденсируется, выделяя тепло $Q_{\rm T}$ при еще относительно высокой температуре. Образовавшийся конденсат холодильного агента (аммиака) затем проходит через регулировочный вентиль *PB*, где он дросселируется до $p_2 < p_1$, частично вскипает и в результате этого снижает свою температуру до $T_{\rm X}$. Образовавшаяся парожидкостная смесь направляется в холодильную камеру *XK*.

В испарителях холодильной камеры холодильный агент, отнимая тепло от охлаждаемых продуктов, кипит при постоянном давлении, сохраняя неизменной свою температуру. Образующийся пар отводится в абсорбер A, где поглощается абсорбентом. Поглощение паров холодильного агента (аммиака) обедненным жидким раствором сопровождается повышением его температуры (реакция экзотермическая) и снижением поглотительной способности. Для обеспечения устойчивой работы абсорбер охлаждается проточной водой. При этом отводится тепло Q_0 при температуре, близкой к T_0 . Образующийся в абсорбере концентрированный раствор насосом H постоянно отводится в генератор Γ . После выпаривания в генераторе обедненный раствор через дроссель \mathcal{A} сбрасывается в абсорбер A. Таким образом обсспечивается постоянная работа схемы и непрерывная выработка холода Q_x , а также низкопотенциального тепла Q_T .

Как видно, в абсорбционной установке механическая энергия затрачивается только на привод жидкостного насоса, работа которого незначительна.

Поскольку через отдельные элементы установки циркулируют разные количества рабочего вещества при различных концентрациях, то для расчета абсорбционной холодильной установки к тепловому балансу должен обязательно дополняться баланс материальный. При этом следует учитывать, что при установившемся режиме подводимые и отводимые в единицу времени количества раствора одинаковы. Так, если из абсорбера в генератор подается в час Gкг богатого раствора концентрации ξ_d , а из раствора выпаривается D кг пара высокой концентрации ξ_d , то в абсорбер будет возвращаться (G - D) кг бедного раствора концеитрации ξ_a .



Рис. 7.24

В этом случае уравнение материального баланса

$$G\xi_g = (G - D)\xi_a + D\xi_d, \qquad (7.35)$$

а уравнение теплового баланса

$$Q_1 + Q_n + Q_x = Q_\tau + Q_0. \tag{7.36}$$

Здесь Q_1 — тепло, подведенное в генераторе от горячего источника; $Q_{\rm H}$ — тепловой эквивалент работы насоса; $Q_{\rm x}$ — выработанный холод; $Q_{\rm T}$ — тепло, отведенное из конденсатора; Q_0 — тепло, отведенное из абсорбера в окружающую среду.

Вследствие большой необратимости процессов в абсорбционной холодильной машине ее холодильный коэффициент и коэффициент использования тепла оказываются весьма низкими. Так, например, для реальной водоаммиачной машины, работающей при температуре подвода тепла T = 400 К, температуре охлаждаемого помещения $T_x =$ = 258 К и температуре окружающей среды $T_0 = 298$ К, наибольший коэффициент использования тепла ψ не превышает 0,5, а холодильный коэффициент установки — 1,4. Вместе с тем благодаря относительной простоте, невысокой стоимости и надежности работы они получили определенное распространение.

Абсорбционные тепловые насосы. Описанную абсорбционную холодильную машину можно успешно применять и в качестве теплового насоса. Схема такой «обращенной» абсорбционной машины приведена на рис. 7.24. Принцип

действия рассмотрим на примере [11]. Образующийся в генераторе Γ (за счет подвода тепла Q_1 при температуре T₁ = 300 K) концентрированный пар низкого давления p₁ поступает в охладитель ОП, где он конденсируется, отдавая в окружающую среду тепло Q_0 при температуре T_0 . Полученный конденсат сжимается насосом Н до давления р., равного примерно 1,0 МПа. При этом давлении за счет вторичного подвода тепла $Q_{\rm B}$ при температуре $T_{\rm 1}=300~{\rm K}$ в испарителе И жидкость испаряется. Образовавшийся насыщенный пар высокого давления поступает в смесительабсорбер А, где он смешивается с раствором низкой концентрации. Выделяющееся за счет абсорбции тепло вызывает нагрев смеси до температуры $T_{\tau} = 420$ К. Образующийся из этой смеси в абсорбере пар с меньшей концентрацией, но с той же температурой Т, поступает в теплообменник К, где, конденсируясь, отдает тепло сетевой воде, нагревая ее примерно до 370 К. Нагретую сетевую воду используют затем для нужд отопления и горячего водоснабжения. Образующийся в теплообменнике К конденсат раствора через дроссель направляется в генератор Г, где из раствора снова выпаривается аммиак. Обедненный раствор из генератора насосом Н подается в смеситель-абсорбер А, и цикл повторяется.

Достоннство такой абсорбционной машины состоит в том, что она дает возможность использовать для отопления теплоту низкого потенциала (300 K), каким является отбросное тепло различных технологических установок. Без такой машины указанное тепло просто выбрасывается, ибо непосредственное его применение потребовало бы колоссальные поверхности отопительных радиаторов.

Коэффициент преобразования тепла установки

$$\varphi = Q_{\rm r} / (Q_1 + Q_{\rm p}),$$
 (7.37)

где Q_1 и Q_p подводнмое тепло в генераторе и испарителе. Установки с вихревой трубой. Одним из новых видов струйных трансформаторов тепла является вихревая тру-

струнных трансформаторов тепла является вихревая труба, холодильный эффект в которой был открыт Ранком еще в 1933 г. Схема вихревой трубы приведена на рис. 7.25.

Если в среднюю часть вихревой трубы подать тангенцнально через сопло A сжатый газ так, чтобы в трубе образовался вихрь, то этот газ разделяется на два потока. Периферийный поток газа (горячий), выходящий через патрубок C, будет иметь более высокую температуру $T_{\rm C} > T_{\rm A}$, а другой поток (холодильный), движущийся по центру тру-



бы н выходящий через днафрагму \mathcal{A} в натрубок B,— более низкую температуру ($T_{\rm B} < T_{\rm A}$). Повышение температуры периферийного потока газа на пути от сопла A до выхода из трубы C вызывается торможением газа, т. е. снижением его тангенциальной скорости. Центральный поток газа, отсекаемый диафрагмой \mathcal{A} и движущийся в противоположную сторопу (в патрубок B), имеет нанболее низкую температуру по оси трубы. Понижение температуры газа вызывается адиабатным истечением его через сопло A, работа в котором расходуется на вращение газа в трубе.

В процессе взаимодействия периферийного и центрального потоков их угловые скорости вращения и термодинамические температуры сближаются. Но поскольку тангенциальные скорости движения этих потоков будут разные, то п температуры их тороможения также оказываются различными. Это видно из следующего.

Тангенциальная скорость потока в любой точке

$$w_{\rm T} = \omega r, \qquad (7.38)$$

где ω — угловая скорость (величина которой практически постоянна по сечению); *r* — радиус.

Температура торможения холодного потока газа в днафрагме

$$T_{\rm x} = T_2 + (\overline{\omega}_{\rm T}^2 + \overline{\omega}_0^2)/(2c_{\rho}),$$
 (7.39)

где T₂ — температура газа после аднабатного истечения

из сопла; \overline{w}_{T} , \overline{w}_{o} — соответственно средние скорости тангенциального и осевого движения на уровне диафрагмы \mathcal{A} ; c_{n} — массовая теплоемкость газа.

Температура горячего газа также определяется по (7.39), следует только подставить туда более высокие скорости периферийного потока. Так как тангенциальная скорость $\omega_{\rm T}$ этого потока значительно больше центрального, то и температура торможения горячего газа $T_{\rm T}$ больше $T_{\rm X}$.

Процессы истечения и затем торможения обоих потоков в *T* — *s*-координатах показаны на том же рис. 7.25, где *12* — аднабатное истечение в сопле; *23* — торможение центрального потока; *24* — торможение периферийного потока.

Здесь следует учитывать, что в результате центробежных сил давление газа периферийного потока песколько выше, чем центрального. В зависимости от того, какая доля газа направлена через кольцевую щель, образуемую регулировочным клананом *E*, такими и будут периферийный поток и величина температурной разности ($T_r - T_x$), а также хладопроизводительность вихревой трубы.

§ 7.6. Ожижение и замораживание газов

В современной технике процессы ожижения и замораживания газов получают все большее распространение. В частности, ожижение воздуха применяют для получения кислорода, ожижение природного газа — для более экономичной его транспортировки и т. д.

Способы ожижения газов. Превращать газы в жидкость теоретически можно двумя принципнально отличающимися способами.

Способ I. Не меняя давления, газ с помощью холодильной установки охлаждают до тех пор, пока он сконденсируется в жидкость. Дальнейшее глубокое охлаждение этой жидкости приведет ее к замораживанию.

Способ II. Газ, подлежащий ожижению, предварительно сжимают при ступенчатом охлаждении до очень высокого давления, стремясь осуществить изотермический процесс при температуре окружающей среды. Затем совершают пропесс адиабатического расширения в детандере.

В реальных условиях ин первый, ин второй способы в чистом виде не применяют, поскольку первый требует большой затраты работы на глубокое охлаждение, а второй очень высокого сжатия (до десятков тысяч МПа) и реально неосуществим. Практическое применение обычно находят



методы, заключающиеся в комбинировании указанных теоретических способов. Наибольший эффект при ожижении дает применение высокого сжатия с последующим дросселированием жидкости.

Наиболее старым распространенным способом является процесс Линде, схема установки для осуществления которого и ее цикл в T - s-диаграмме приведены на рис. 7.26. Этот процесс происходит следующим образом [12]. Газ при температуре окружающей среды (точка 1 цикла) сжимается в компрессоре K до 10—20 МПа и охлаждается в охладителе ΓO до состояния точки a. После этого сжатый газ проходит регенеративный охладитель P, где охлаждается до состояния жидкости (точка 3) и поступает в дроссельный вентиль PB. От дросселирования образуется парожидкостная смесь с более низкой температурой T_4 , чем критическая $T_{\rm kp}$.

Полученная парожидкостная смесь в сосуде C сепарнруется. Жидкая фаза, характеризующаяся состоянием точки 5, отводится к потребителю, а паровая фаза (состоянием точки 6) поступает в регенеративный охладитель P, где охлаждает сжатый в компрессоре газ и нагревается до температуры, близкой к T_1 . Этот пар затем совместно с новой порцией вещества засасывается в компрессор K, сжимается там, поступает в охладитель ΓO и так далее. Таким образом, из 1 кг сжимаемого газа часть его (y кг) превращается в жидкость (т. е. ожижается), а остальная часть



(1 - y) снова возвращается в компрессор. Величина *у* при ожижении воздуха и его сжатии до 10—20 МПа приблизительно составляет в реальных установках 0,03 ÷ ÷ 0,05, а удельная работа компрессора на 1 кг ожиженного воздуха порядка 3,5—4,0 кВт.ч.

Более экономичными являются способы ожижения. использующие дополнительное охлаждение ожижаемого газа с помощью посторонней холодильной установки или части ожижаемого газа, расширяемого в специальном детандере. Последний способ известен как процесс Клода. Схема установки, реализующей этот процесс, и ее цикл приведены на рис. 7.27. Здесь, в дополнение к элементам машины Линде (обозначенных так же, как и на рис. 7.26), имеются: теплообменник Т₂, промежуточный охладитель Т₁ и детандер Д. Сжатый в компрессоре К и охлажденный до То в охладителе ГО ожижаемый газ предварительно охлаждается в теплообменнике Т, до состояния точки 7 цикла. Часть этого газа отводится в детандер Д, где, совершая работу расширения до атмосферного давления, значительно охлаждается (процесс 78). Затем, поступив в основной регенератор Р более глубоко, чем это было в машине Линде, охлаждает оставшееся количество ожижаемого газа. Дальнейшее охлаждение основного потока производится в теплообменнике Т, до состояния жидкости (точка 3 цикла), поступающей в дроссель РВ. Отделенная в сепараторе С жидкость, характеризующаяся состоянием точки 5, отводится



потребителю, а образовавшийся пар (точка 6) подается в теплообменник T_2 для охлаждения основного потока газа. По выходе из T_2 этот пар смешивается с охлажденной в детандере частью газа и общим потоком поступают в основной регенеративный охладитель P, теплообменник T_1 и далее снова в компрессор, смешиваются там с новой порцией газа. Благодаря дополнительному охлаждению с помощью детандера с каждого сжимаемого в компрессоре газа получают почти в 3 раза больше сжиженного газа, чем в машине Линде.

Для получения очень низких температур применяют каскадное включение детандеров с промежуточным охлаждением ожижаемого газа.

Замораживание газов. В последние годы превращение ряда технических газов в твердое состояние приобрело широкое промышленное значение. Это вызвано тем, что хранение и транспорт технических газов в твердом виде оказывается во многих случаях более выгодным, чем в жидком состоянии. Замороженный газ имеет меньший объем, чем жидкий, а потери от внешнего теплопритока меньше.

Рассмотрим непрерывный процесс замораживания газа на примере [12] производства «сухого льда» (твердой двуокиси углерода). На рис. 7.28 в T - s-коордипатах показана днаграмма состояния CO₂, где твердому состоянию газа при $p_a = 0,1$ МПа, T = 194,5 К соответствует точка *а*. Состояние тройной точки соответствует $T_{\tau} = 216,4$ К и $p_{\tau} = 0,53$ МПа.

Как видно, замороженный СО₂ при атмосферном давлении имеет более низкую температуру, чем в тройной точке, Наибольший интерес для энергетики будущего представляют установки непосредственного превращения химической энергии в электрическую без предварительного получения тепла. Это объясняется тем, что химическая энергия представляет собой энергию направленного (а не хаотического) движения и в идеальном случае может полностью превратиться в электрическую энергию, т. е. $dE_x = dL$. Но как только мы ее превратим в тепло, хотя количественно вся энергия сохранится,

$$d\mathbf{E}_{\mathbf{x}} = dQ_{\mathbf{x}},$$

максимально возможная работа согласно (8.1) будет уже значительно меньшей, т. е.

$$dL' < dQ_{\rm x}.\tag{8.2}$$

Таким образом, наличие промежуточного превращения химической энергии в тепло сразу же вызывает невозвратную потерю

$$dL_{\pi\sigma\tau} = dE_{\mathbf{x}} - dL',$$

или с учетом (8.1)

$$dL_{\rm nor} = dE_{\rm x} \left(T_{\rm o} / T_{\rm r} \right). \tag{8.3}$$

Из приведенного следует необходимость исследования непосредственного превращения химической энергии в электрическую. Такое превращение осуществляется в различных химических источниках тока, из которых напбольший интерес для энергетики представляют топливные элементы.

Топливным элементом называют химический генератор электрической энергии, в котором химическая энергия, выделяемая в результате реакции между топливом и окислителем, непосредствению превращается в электрическую. Изобретенный еще в 1842 г. топливный элемент устроен и работает следующим образом (рис. 8.1). В сосуде *1* с электролитом (КОН) находятся два электрода: апод *3* и катод *2*. К поверхности апода непрерывно поступает восстановитель (водород H₂), а к поверхности катода — окислитель (кислород O₂). На контактирующих поверхностях пористых электродов происходят реакции

$$\begin{array}{r} \mathrm{H_2} \rightarrow 2\mathrm{H^+} + 2e \\ 2\mathrm{H^+} + \frac{1}{2}\mathrm{O_2} + 2e \rightarrow \mathrm{H_2O} + 2e \end{array}$$

где е — заряд электрона.



Эти суммарные токообразующие реакции являются результатом сложения двух реакций:

на кислородном электроде

$$\frac{1}{2}$$
O₂ + H₂O + 2 $e \rightarrow 2$ OH

на водородном электроде

$$H_2 + 2OH \rightarrow 2H_2O + 2e$$

Топливные элементы по своему принципу работы подобны гальваническим элементам, сочетающим свое действие с теплоэнергетическими установками, поскольку выделяют энергию в результате процесса окисления топлива («холодного горения»).

Процесс, проходящий в топливном элементе, из-за малого электрического тока приближается к обратимому изобарно-изотермному процессу. Согласно уравнению Гиббса — Гельмгольца термодинамическим потенциалом такого процесса является

$$Z = I + T \left(\frac{dZ}{dT} \right)_{p}, \tag{8.4}$$

а максимальная работа этого процесса

$$L_{\max} = \Delta Z = \Delta I + T \left(\partial \Delta Z / \partial T \right)_p = \Delta I_p + T \left(dL_{\max} / \partial T \right)_p.$$
(8.5)

В первой части курса [1] было показано, что для подобных реакций L_{max} может быть как меньше, так и больше ΔI , представляющего максимальную теплоту реакции $Q_{\rm p}$, т. е. $L_{\rm max} = Q_p$.

Соотношение между ΔI и L_{max} целиком определяется знаком производной $(dZ/dT)_p$. При $(dZ/dT)_p < 0$ имеем $\Delta Z < \Delta I$ и избыток тепла отводится в окружающую среду. При $(dZ dT)_p > 0$ оказывается $\Delta Z > \Delta I$. В этом случае недостающая энергия заимствуется из окружающей среды. Величина L_{max} топливного элемента представляет собой работу по переносу электрического заряда $n\Phi$, где n — валентность и $\Phi = 96500$ кДж/кэВ — постоянная Фарадея, т. е.

$$L_{\max} = \Delta L = n\Phi E = -96\,500nE, \qquad (8.6)$$

где Е — электродвижущая сила элемента.

Из совместного рассмотрения (8.5) и (8.6) имеем [14]

$$L_{\rm max} = \Delta I - 96\,500 nT \,(\partial E/\partial T)_p,$$

откуда

$$E = -\Delta I/96\,500 + T\,(\partial E/\partial T)_{\rho}.\tag{8.7}$$

Коэффициентом полезного действия топливных элементов $\eta_{r, \mathfrak{p}}$ называют отношение полученной действительной работы (электрического тока) $L_{\mathfrak{q}}$ к теоретической полезной работе, приближенио равной теплотворной способности топлива Q_p , т. е.

$$\eta_{\mathrm{T},\mathfrak{d}} = L_{\mathrm{fl}}/Q_{\rho}. \tag{8.8}$$

Соответственно термический к.п.д.

$$\eta_t = L_t / Q_p. \tag{8.9}$$

Зависимость теоретической работы L_t элемента от температуры определяется известной из раздела химической термодинамики формулой

$$L_{i} = Q_{\rho} - T (S_{i} - S_{2}) - Q_{1,2} (T - T_{0}) T_{0}, \qquad (8.10)$$

где $S_1 - S_2$ — изменение энтропии продуктов реакции; T_0 — температура окружающей среды, К; T — температура, при которой осуществляется реакция, К; $Q_{1,2}$ — тепло, отведенное в окружающую среду.

Термический к.п.д. η_t и величина э.д.с. Е зависят от температуры реакции. При этом максимумы потенциала Е и термического к.п.д. η_t , как правило, соответствуют различным температурам (рис. 8.2). Например, для метанокислородного элемента максимум η_t достигает при 700— 800 К, а максимум E — при 900 К [8].

Серьезным недостатком всех известных топливных элементов является очень низкое создаваемое напряжение (не более 1—1,2 В) постоянного тока. Вместе с тем термический к.п.д. идеального топливного элемента очень высок и в отдельных случаях может быть больше единицы. Эго объясняется тем, что абсолютное значение энтропии конечных продуктов реакции S_2 может быть больше энтропии начальных продуктов S_1 , при этом величина— $T(S_1 - -S_2)$ оказывается положительной, а приращение эксергии $\Delta Z = Q_p - T (S_1 - S_2)$ оказывается больше Q_p . В таких элементах частично используется энергия окружающей среды, отнимаемая от нее в процессе реакции. В тех же элементах, где энтропия продуктов реакции уменьшается, отличие ΔZ от Q_p оказывается также небольшим, что обеспечивает достижение высокого термического к.п.д.

В качестве примера можно привести данные [14] расчета э.д.с. и максимальной работы топливного элемента, изображенного на рис. 8.1. В этом элементе кислород O_2 и водород H_2 поступают под давлением через пористые платиновые электроды 1 и 2 в электролит — раствор щелочи КОН. При этом атомы O_2 захватывают электроны с поверхности пор в металле, превращаются в отрицательные ионы и перемещаются к электроду 1, где отдают электроны и, превращаясь в нейтральные атомы, вступают в реакцию с водородом

$$H_2 + \frac{1}{2}O_2 \rightleftharpoons H_2O$$

Для этой реакции при T = 298 K имеем:

максимальная теплота реакции $Q_p = 287\,000\,\mathrm{k}\mbox{Д}\mbox{ж/кмоль}$: максимальная работа реакции $L_{\max} = \Delta Z = 238\,000\,\mathrm{k}\mbox{Д}\mbox{ж/кмоль}$;

вырабатываемое напряжение E = 1,23 B; термический к.п.д.

$$\eta_t = L_{\max}/Q_p = 238\ 000/286\ 000 = 0.8.$$

Как видно, в топливных элементах достигается очень высокий термический к.п.д., недостижимый в теплоэнергетических установках обычного типа.

§ 8.2. Установки непосредственного превращения тепловой энергии в электрическую

Наибольший практический интерес для теплоэнергетики представляют два типа таких установок: термоэлектрические и термоэлектронные генераторы, пригодные по своим качествам для создания «безмашинных» теплоэнергетических установок большой мощности. Рассмотрим здесь основные принципы их устройства и работы, а также основы их термодинамического расчета.

Термоэлектрические генераторы. Прообразом термоэлектрических генераторов являются широко известные термопары, применяемые для измерения температур (эффект Зеебека). На рис. 8.3 показано схематическое устройство таких термопар из полупроводников. Так как полупроводники (1 и 2) имеют малую теплопроводность, то их соединяют через пластину 3 из хорошего проводника (меди). Этим обеспечивается равенство температур обоих полупроводицков (на стыках с этой пластиной) температуре горячего источника T_1 . Вторые концы полупроводников помещают в среду с наиболее низкой температурой T_2 . Под воздействием разности температур между горячими и холодными спаями возникает э.д.с.

 $dE = a_{1,2}dT$

или

$$E \approx \alpha_{1,2} \left(T_1 - T_2 \right),$$

где $a_{1,2}$ — коэффициент термо-э.д.с., зависящий от материала пары полупроводников; dT — разность температур между горячими и холодными спаями.

Количество теплоты, превращаемой в электрическую энергию,

$$q' = (\pi_{1,3} - \pi_{2,3}) i, \qquad (8.11)$$

где π — коэффициент Пельтье, нидексы при котором указывают, к какой паре материалов он относится.

Часть тепла передается через полупроводники посредством теплопроводности

$$q'' = \lambda \, (T_1 - T_2), \tag{8.12}$$

где λ — коэффициент теплопроводности, учитывающий сечение стержней 1 и 2.

Выделяющееся джоулево тепло, распространяющееся в обе стороны одинаково, уменьшает подводимое тепло от горячего источника на величину

$$q^{\prime\prime\prime} = -t^2 r/2, \tag{8.13}$$

где *i* — сила тока; *r* — сопротивление полупроводниковых стержней.

Кроме того, на стыке полупроводников в результате прохождения электрического тока возникает «тепло Томсона», определяемсе зависимостью [8]

$$dQ = \neg di \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) dx,$$

которое в рассматриваемых условиях составит

$$q^{1V} = (\tau_1 - \tau_2) i (T_1 - T_2), \qquad (8.14)$$

где т — коэффициент Томсона; *х* — длина проводника.

Общее количество подводимого от горячего источника тепла q₁ будет равно алгебраической сумме указанных теплот, т. е.

$$q_1 = q' + q'' + q''' + q^{\mathrm{IV}}$$

или с учетом (8.11) — (8.14)

$$q_{1} = (\pi_{1,3} - \pi_{2,3}) i + \lambda (T_{1} - T_{2}) - i^{2}r/2 - (\tau_{1} - \tau_{2}) (T_{1} - T_{2}) i.$$

$$(8.15)$$

Сила тока

i = E/[r(m+1)],

где m = R/r — параметр нагрузки (R — сопротивление внешней цепи).

Подставляя сюда значение Е из (8.10), получим

$$i = \alpha (T_1 - T_2)/[r(m+1)].$$
 (8.16)

Соответственно полезная работа термогенератора

$$l = i^2 R = \alpha^2 \left(T_1 - T_2 \right)^2 m / [r (m + 1)^2]$$
(8.17)

и напряжение

$$V = a (T_1 - T_2) m/(m+1).$$
 (8.18)

Термодинамический к.п.д. термогенератора найдется как отношение полезной работы l к затраченному теплу горячего источника q_1 , т. е.

$$\eta_t = l/q_1. \tag{8.19}$$



Определяя значения q_1 из (8.15) с учетом (8.16) и lиз (8.17), можно рассчитать возможное значение η_t . Так, например, согласно [14] для термоэлектрического генератора из теллурида свинца мощностью 10 Вт и напряжением V = 3 В при $T_1 = 873$ К и $T_2 = 293$ К; m = 1,3; r = 0,692 Ом; $\lambda = 0,02$ Вт/(см·К) термодинамический к.п.д. $\eta_t = 9,9\%$.

Термоэлектронные генераторы. Основным недостатком термоэлектрических генераторов является их малая мощность и низкий к.п.д., обусловленный передачей тепла по электродам путем теплопроводности. Термоэлектронные генераторы (рис. 8.4), в которых горячая 1 и холодная 2 пластины разделены узким пространством, находящимся под вакуумом и исключающим передачу тепла теплопроводностью, обеспечивают прохождение электрического тока путем эмиссии электронов. Здесь используется свойство металлов в нагретом состоянии испускать (эмиттировать) со своей поверхности свободные электроны.

Пластину *I*, находящуюся под более высокой температурой, называют катодом, а пластину 2 — анодом. На вывод свободных электронов металла за пределы его поверхности затрачивается работа выхода, направленная на преодоление потенциального барьера, равного разности энергии электрона за пределами металла и внутри его. В результате эмиссии с поверхности каждой пластины непрерывно выделяются электроны, т. е. устанавливается определенный ток эмиссии. Величина плотности максимального тока эмиссии *j* определяется известной из физики формулой Ричардсона

$$j = BT^2 e^{\varphi/(kT)}, \qquad (8.20)$$

где φ — работа выхода электрона (равная для разных материалов 1 ÷ 5 эВ); В — константа, равная 120 А/(см²× × град²); k — постоянная Больцмана.

Электроны эмиссии, ушедшие с поверхности катода, накапливаются на поверхности анода, что увеличивает работу выхода на работу преодоления дополнительного потенциального барьера, представляющего собой разность потенциалов между пластинами V_a .

Соответствению плотность максимального тока от катода станет

$$j_{\kappa} = BT_1^2 e^{-(\varphi_2 + V_a)/(kT_1)}$$
 (8.21)

Противоположно направленный ток существует и от анода к поверхности катода. Согласно формуле Ричардсона (8.20) плотность этого тока

$$j_{a} = BT_{2}^{2} e^{-\varphi_{z}/(kT_{z})}$$
 (8.22)

Результирующий ток, направленный от катода к аноду, соответствует разности $(j_{\kappa} - j_{a}) = j$, или с учетом (8.21) и (8.22)

$$j = BT_1 e^{-(\varphi_2 + V_a)/(kT_1)} - BT_2 e^{-\varphi_2/(kT_2)}.$$
(8.23)

При площади поверхности катода *F* сила тока в цепи термоэлектронного преобразователя (генератора) будет

$$I = jF, \tag{8.24}$$

а мощность этого преобразователя

$$N = V_{a}I. \tag{8.25}$$

В реальных условиях действия термоэлектронного генератора между пластинами создается «электронное облако», на преодоление которого требуется дополнительная работа δ .

Общая работа выхода в этом случае составляет сумму ($\varphi + V_a + \delta$). Возникающий в этих условиях сложный потенциальный барьер иллюстрируется рис. 8.5.


Плотность тока *j* очень сильно зависит от величины межэлектродного зазора *d*(см. рис. 8.4). С достаточной точностью принимают [14] [А/см²]

$$j = 7,73 \cdot 10^{-12} \left(T^{3/2} / d^2 \right). \tag{8.26}$$

Для повышения эффективности термоэлектронных геператоров межэлектронные зазоры необходимо уменьшать до предельно возможных величин. Например, изготовляются генераторы с зазором 10 мкм, однако и при этом их к.п.д. оказывается очень низким, не более 10%.

Термический к.п.д.

$$\eta_t = N/Q_{\kappa} = V_R I/[I\varphi_1 + I(V_a + \varphi_2 + V_R - \varphi_i) + U_{\vartheta} + Q_{nor}].$$

$$(8.27)$$

Здесь $Q_{\rm k}$ — подводимое тепло к катоду; V_R — напряжение во внешней цепи; $U_{\rm y}$ — кинетическая энергия электронов; $Q_{\rm поr}$ — тепловые потери во всех элементах генератора.

Простота устройства, высокая надежность работы термоэлектронных генераторов и возможность создания установок большой мощности вызывают пеобходимость их широкого исследования. Они представляют большой интерес прежде всего для атомной энергетики в связи с созданием в последнее время высокотемпературных атомных реакторов.

Термоэлектронные установки атомных электростанций могут создаваться чрезвычайно простыми и располагаться

непосредственно в ядерных реакторах, где горячим источником тепла служат сами тепловыделяющие элементы. Схема термоэлектронного преобразователя, собранная на тепловыделяющем элементе атомного реактора [13], приведена на рис. 8.6. Как видно, здесь катод размещается непосредственно на тепловыделяющем элементе 3, содержащем делящееся вещество. Анод 1, имеющий форму трубы, окружает катод с минимальным промежутком 2 (незаштрихованное кольцо на рис. 8.6). Для охлаждения анода и поддержания его низкой температуры по внешнему кольцевому зазору 4 прокачивается охлаждающая жидкость.

Поскольку сила тока *j* при повышении температуры катода сильно увеличивается, то при очень высоких температурах ТВЭЛ можно температуру анода поддерживать также достаточно высокой, чтобы дополнительно использовать охлаждающее тепло $Q_{\rm ox}$ для выработки электроэнергии по обычному паровому циклу.

Установки термоэлектрического охлаждения. В последние годы для неглубокого охлаждения воздуха, в частности для его кондиционирования, применяют термоэлектрические элементы, создающие определенную разность температур при прохождении через них электрического тока. Этот эффект, заключающийся в появлении разности температур в спаях пары различных проводников под влиянием проходящего тока, называют эффектом Пельтье. Если температура холодного спая станет ниже температуры окружающей среды, то этот обращенный термоэлемент начинает выполнять функции холодильной машины. Принцип работы обрашенного элемента Пельтье рассмотрим с помощью схемы (рис. 8.7). Здесь два полупроводника А и В образуют контур, по которому циркулирует постоянный ток от электрической батарен Е. В результате этого в местах спаев C п D устанавливаются различные температуры ($T_r > T_x$). а тепло от холодного спая D передается к горячему спаю C. Чрезвычайная простота устройства, отсутствие какихлибо вращающихся механизмов и какого-либо рабочего агента делают термоэлемент Пельтье перспективным для широкого применения его в бытовых и транспортных холодильниках и кондиционерах.

Академик А. Т. Иоффе, предлагавший еще в 1929 г. использовать полупроводники для обращенных термоэлементов Пельтье, при ряде допущений получил зависимость между максимальной температурной разностью ΔT_{max} и некоторыми параметрами термоэлемента [2]:



Рис. 8.7



$$\Delta T_{\max} = (z/2) T_2^2, \qquad (8.28)$$

где $z = (a_1 - a_2)^2 / V(\overline{\lambda_1 \rho_1} + V \overline{\lambda_2 \rho_2}); T_2$ — температура холодного спая; $a_1 u a_2, \lambda_1 u \lambda_2, \rho_1 u \rho_2$ — соответственно термо-э.д.с., коэффициенты теплопроводности и удельные сопротивления ветвей термоэлемента.

Коэффициент z называют коэффициентом добротности материалов пары. Чем больше z, тем большая разность температур может быть получена. Но, чем больше ΔT , тем меньше достигаемый холодильный коэффициент K_x .

Исследования показывают, что для чистых металлов невозможно составить пару, обеспечивающую заметную разность температур. Значительно лучшие результаты дают полупроводниковые материалы и соединения из сурьмы, теллура, висмута и селена с небольшими присадками.

В настоящее время в полупроводниковых термоэлектрических холодильниках достигают почти таких же холодильных коэффициентов, как и в малых бытовых абсорбционных установках. Это позволяет применять термоэлектрические установки в качестве охладителей питьевой воды, воздушных кондиционеров, охладителей различных реактивов и т. п. Определенным недостатком этих установок является резкое снижение их эффективности при больших разностях температур. Однако применение многокаскадных установок позволяет получить снижение температуры до 140-130 К. Положительное их качество заключается в том, что термоэлектрические установки дают возможность чрезвычайно просто, путем изменения направления питаемого электрического тока, осуществить их перевод с режима охлаждения на режим подогрева. В последнем случае установка работает как тепловой насос, расходуя значительно меньше энергии, чем электроподогреватель сопротивления.

В последнее время имеются попытки применить для достижения глубоких температур (порядка 100 К) так называемый термомагнитный или «гальвано-магнитный» эффект Эттинсгаузена с помощью полупроводниковых монокристаллов висмут — сурьма [3]. Принцип действия этого охладителя виден из рис. 8.8. Монокристаллическое вещество *М*, имеющее призматическую форму, размещается меж-ду полюсами *N* — *S* магнита. К торцам монокристалла подводят постоянную разность потенциалов, в результате чего в нем возникает электрический ток, направление которого оказывается перпендикулярным направлению магнитного поля. При этом в монокристалле возникает градиент температур в направлении, перпендикулярном как току, так и магнитному полю. При таком расположении кристалла и магнитов, как показано на рисунке, верхняя грань монокристалла нагревается, а нижняя охлаждается. Поддерживая постоянную разность температур между верхней и нижней гранями, можно использовать эту установку в качестве охлаждающего устройства. В случае необходимости охлаждения в широком диапазоне температур применяют каскадное сочетание термоэлементов Пельтье с элементами Эттинсгаузена.

§ 8.3. Циклы установок с магнитогидродинамическими генераторами (МГДГ)

В последние годы в связи с развитием техники высоких температур, магнитной гидродинамики, ракетной техники и металлургии успешно разрабатываются циклы и схемы энергетических установок с МГДГ. Первые принципиальные схемы таких установок были запатентованы в Германии в 1907—1910 гг., а основная их идея — высказана еще Фарадеем в 1837 г.

Основным принципом работы МГДГ является «безмашинная» выработка электроэнергин потоком электропроводящего газа (низкотемпературной плазмы) или жидкости, пересекающим магнитное поле (рис. 8.9). При этом в МГДГ происходит преобразование части кинетической и потенциальной энергии потока в электрическую. Необходимую начальную скорость газ (или жидкость) перед входом в канал З МГДГ приобретает в разгонном сопле 1. Поток плазмы, пересекая магнитный поток, создаваемый ма-



Рис. 8.9

гнитами 3, вырабатывает электрическую энергию, которая отводится к потребителям через электроды 4.

Охлаждение всех элементов МГДГ имеет здесь исключительное значение, поскольку температура газа доходит до 3000 К и выше. Поскольку основным условием выработки электроэнергии является проводимость вещества, пересекающего магнитное поле, то, следовательно, в газовых МГДГ рабочим телом может быть только высокоионизированный газ, представляющий собой низкотемпературную плазму. Чтобы снизить температуру газа и все же иметь достаточно высокую степень его понизации, к газу добавляют присадки солей щелочных металлов (обычно калия) около 1% от массы газа. В рабочем канале МГДГ происходит вначале превращение внутренней тепловой энергии газа в механическую энергию перемещаемого потока, а затем (поскольку этот поток тормозится магнитным полем) механической энергии потока в электрическую энергию. Таким образом, МГДГ представляет собой расширительное устройство, процесс в котором подобен процессам в охлаждаемой газовой турбине.

Работа *l*, развиваемая МГДГ, определяется разностью энтальпий плазмы на входе (*i*₁) и на выходе (*i*₂) из него

$$l = i_1 - i_2 - q_{\rm ox}. \tag{8.29}$$

При этом энтальпия и энтропия плазмы определяются с учетом всех ее компонентов

$$i_j = \sum g_j i_j, \tag{8.30}$$

263

где g_j массовая доля данного (*j*-го) компонента; i_j его энтальпия, определяемая по состоянию заторможенного потока, поскольку скорость входа и выхода газа из МГДГ может быть различной.

Соответственно энтропия плазмы определяется как сумма энтропий всех ее компонентов, с учетом приращения энтропии от смешения

$$s_j = \sum g_i [s_i - R \ln (p_i/p_0)].$$
 (8.31)

Если процесс расширения в МГДГ адиабатный, то приближенно работа

$$l = [k/(k-1)] RT_{2} [(p_{1}/p_{2})^{(k-1)/k} - 1].$$
 (8.32)

В некоторых случаях в МГДГ предусматривается изотермический процесс работы, что вызвано необходимостью поддержания максимальной температуры, а следовательно, и проводимости газа. В этих случаях работу газа рассчитывают [14] по формуле

$$l = RT \left[(p_1/p_2)^{(k-1)/k} - 1 \right] \ln (p_1/p_2).$$
 (8.33)

Здесь выравнивание температуры, понижающейся в результате совершения работы расширения, происходит за счет торможения потока газа, а скорость выхода оказывается значительно меньше, чем на входе в МГДГ.

В зависимости от применяемого рабочего тела все установки с МГДГ могут быть разделены на следующие группы: установки с МГДГ, работающие на продуктах сгорания; замкнутые МГД-установки на ионизированных газах; жидкометаллические установки с МГДГ.

Рассмотрим кратко простейшие схемы и циклы каждой из этих групп.

МГДГ на продуктах сгорания. Схема простейшей установки с МГДГ на продуктах сгорания и ее цикл приведены на рис. 8.10. Здесь сжатый в компрессоре K воздух подается через регенератор P в камеру сгорания KC. Туда же подается топливо и частично кислород. Замена части воздуха кислородом позволяет получить ионизированный газ с температурой на выходе из камеры сгорания порядка 3000 К при добавке в качестве ионизатора щелочи калия. Выходящие из регенератора P продукты сгорания, обладающие еще высокой температурой, подаются в котел-утилизатор KY, где образуют водяной пар, работающий затем в турбине ΠT . Охлажденные продукты сгорания пос



ле котла-утилнзатора проходят через фильтр Φ , где отводится ионизатор, и затем выбрасываются в окружающую среду. Соответствующие процессы цикла в T — s-диаграмме обозначены на том же рисунке: 12 — сжатие воздуха, 2a регенеративный подогрев воздуха; a3 — подвод тепла q_1 (горение топлива в кислородно-воздушной среде); 34 рабочий процесс МГДГ; 4b — охлаждение продуктов сгорания в регенеративном теплообменнике; bc — охлаждение продуктов сгорания в котле-утилизаторе. Под этой кривой дважды заштрихованная площадка изображает цикл паровой утилизационной установки.

Следует отметить, что для МГДГ на продуктах сгорания, степень ионизации которых резко уменьшается при повышении давления, степень сжатия в компрессоре (и расширения в МГДГ) выбирают очень малой и цикл 1234 оказывается весьма узким. Все же теоретически по такой комбинированной парогазовой схеме можно достигнуть довольно высокого значения абсолютного внутреннего к.п.д. цикла, превышающего 55% (без учета расхода энергии на выработку кислорода). Так, проектируемый по схеме, изображенной на рис. 8.10, энергетический блок с МГДГ на твердом топливе имеет суммарную мощность 365 МВт, в том числе паротурбиниая утилизационная часть дает 97 МВт. Давление газа принято 1,0 МПа, температура на входе в МГДГ 3200 К. Ожидаемый электрический к.п.д. блока (без учета расхода энергии на выработку кислорода) 55%.



Термический к.п.д. представленного цикла, как бинарного, в котором тепло топлива подводят только к газовой его части, определяется как отношение суммы работ в МГДГ и паровой турбине к подведенному теплу q_1 . Соответственно обозначениям точек цикла имеем: подводимое в камере сгорания тепло $q_1 = i_3 - i_a$; работа в МГДГ $l_{\Gamma} = i_3 - i_4$; отводимое в регенеративном подогревателе тепло $q_{\rm ner} =$ $= i_{1} - i_{b}$; отводимое в котле-утилизаторе тепло $q_{s} = i_{b} - i_{c}$; потери с уходящими газами $q_{yx} = i_c - i_1$. При этом термический к.п.д. газовой части цикла

$$\eta_{l_{\rm F}} = (l_{\rm F} - l_{\rm K})/q_1 = [(i_3 - i_4) - (i_2 - i_1)]/(i_3 - i_a), \quad (8.34)$$

а термический к.п.д. бинарного цикла

$$\eta_t = (l_r + l_n - l_\kappa)/q_1 = [i_3 - i_4 + (i_b - i_a) \eta_n - (i_2 - i_1)]/(i_3 - i_a), \qquad (8.35)$$

где ŋ_п термический к.п.д. парового (утилизационного) шикла.

Другой схемой, позволяющей несколько повысить температуру регенеративного подогрева воздуха и понизить температуру уходящих газов, является схема МГД-установки с расширительной газовой турбиной (рис. 8.11) и более высокой степенью сжатия воздуха в компрессоре. Здесь отработанные в МГДГ газы при еще относительно высоком давлении направляются в регенератор P, подогревают там воздух, поступающий в камеру сгорания КС, и после этого подаются в расширительную турбину *PT*. Выхлопные газы из этой турбины выбрасываются в окружающую среду, а при необходимости их тепло используют для целей теплоснабжения. Теплообмен в регенераторе при повышенном давлении газа несколько уменьшает его размеры и соответствующие капиталовложения.

Цикл рассматриваемой установки показан па том же рис. 8.11. Как видно, здесь работа расширения совершается газом как в МГДГ ($l_{\rm p} = i_3 - i_4$), так и в расширительной турбине ($l_{\rm T} = i_5 - i_6$). Работа, затраченная в компрессоре, $l_{\rm K} = (i_2 - i_1)$. При этом полезная работа всего газового цикла $l_{\rm H} = l_{\rm F} + l_{\rm T} - l_{\rm K} = (i_3 - i_4) + (i_5 - i_6) - l_{\rm K}$; подведенное тепло топлива $q_1 = i_3 - i_7$; отводимое тепло $q_2 = i_6 - i_1$.

Термический к.п.д. цикла

$$\eta_{t} = (l_{\mathbf{r}} + l_{\mathbf{r}} - l_{\mathbf{k}})/q_{\mathbf{1}} = [(i_{3} - i_{4}) + (i_{5} - i_{6}) - (i_{2} - i_{1})]/(i_{3} - i_{7})$$
(8.36)

нли

$$\eta_t = 1 - q_2/q_1 = 1 - (i_6 - i_1)/(i_3 - i_7). \quad (8.37)$$

Преимущество рассмотренной схемы установки с МГДГ и ее цикла заключается в том, что благодаря наличию расширительной газовой турбины температура уходящих газов значительно понижается. Отсутствие паротурбинной утилизационной части позволяет синзить размеры каниталовложений в установку и повысить ее маневренность. Конечно, при этом ее термический и эффективный к.п.д. оказываются значительно ниже, чем парогазовой.

Замкнутые МГДГ на ионизированных газах. Продукты сгорания, как рабочее тело в МГДГ, имеют серьезные недостатки: малая степень ионизации при технически приемлемых температурах; большие объемы, вызываемые инзким давлением газов; низкий коэффициент теплоотдачи и др. Можно найти ряд более пригодных для этой цели газов. Но при этом обязательным становится применение так называемых замкнутых схем, при которых рабочее тело постоянно циркулирует по замкнутому контуру, не смешиваясь с окружающей средой.

Определенной аналогией таких схем являются схемы «замкнутых» газотурбинных установок (см. гл. III). Приведенные на рис. 8.10 н 8.11 схемы установок с МГДГ могут быть превращены в «замкнутые», если камеру сгорания заменить «газовым котлом», где рабочий газ будет нагре-



ваться через ограждающую стенку, не смешиваясь с продуктами сгорания. Отработавший газ необходимо охлажспециальном теплообменнике-охладителе, после лать в которого он должен снова поступать на всас компрессора. Циклы этих установок останутся такими же, как и для открытых (см. рис. 8.10 и 8.11). Однако по той причине, что металл поверхности нагрева газового котла должен иметь более высокую температуру, чем нагреваемый рабочий газ, нельзя поднять температуру последнего до необходимого для МГДГ уровня. Замкнутые МГДГ на ионизированных газах в перспективе могут получить определенное применение на АЭС при создании соответствующих высокотемпературных реакторов. В таких схемах рабочим телом МГДГ может служить высокопроводящий инертный газ, проходящий непосредственно через тепловыделяющие элементы и нагреваемый в них до необходимой температуры. В частности, таким инертным газом может служить гелий или смеси с ним, обладающие высоким коэффициентом теплоотдачи и рядом других качеств, необходимых для рабочих тел МГДГ.

В последние годы исследуются схемы атомных электростанций с МГДГ и высокотемпературным атомным реактором, нагревающим гелий до 2300—2800 К. Наиболее простая принципиальная схема и термодинамический цикл такой АЭС представлены на рис. 8.12. По этой схеме гелий, нагретый в ТВЭЛ атомного реактора *АР* при температуре около 2000 К и давлении 0,3—0,4 МПа, поступает в сопло МГДГ, разгоняется там до определенной скорости, после чего в канале МГДГ вырабатывает электрическую энергию.



Отработавший газ охлаждается в регенераторе P, а затем в холодильнике ΓO , отдавая там тепло окружающей среде. Вследствие неравенства значений теплоемкостей газа на изобарах 2a и 4b и наличия температурного напора в регенераторе, температура регенеративного подогрева T_a оказывается невысокой, а потеря тепла с уходящими газами q_2 значительной. Для уменьшения этой потери предполагается комбинировать цикл МГДГ с циклом газотурбинной установки так, чтобы после выхода из регенератора газы могли дополнительно расширяться в газовой турбине, тем самым понижая температуру отвода тепла к окружающей среде. При этом степень повышения давления газа в компрессоре значительно увеличивается и становится целесообразным двухступенчатое сжатие гелия с его промежуточным охлаждением.

Более высокий к.п.д. установки можно получить, если осуществить на АЭС парогазовый цикл с МГДГ. Схема такой установки и ее цикл показаны на рис. 8.13. Здесь: AP — высокотемпературный атомный реактор; P — регенератор; KY — паровой котел-утилизатор; ΓO — охладитель рабочего газа; K — компрессор; ΠT — паровая турбина с конденсатором; H — питательный насос. Как видно, эта установка подобна парогазовой установке с МГДГ на органическом топливе (см. рис. 8.10). Все отличие заключается лишь в замене камеры сгорания высокотемпературным реактором. Циклы обоих установок подобны друг другу. Полная аналогия будет и в расчете к.п.д.

Чтобы представить возможный порядок значения к.п.д. и величин мощностей отдельных агрегатов МГД-установок на АЭС, рассмотрим проектные данные атомной электростанции с МГДГ, схема которой изображена на рпс. 8.13. Мощность этой парогазовой установки с МГДГ N == 380 МВт. Рабочий газ МГДГ — смесь аргона и цезия. Температура газа на входе в МГДГ 2500 К. Вырабатываемая паровой турбнной монность составляет 38 МВт, а компрессор потребляет 135 МВт, поэтому введен дополнительный электродвигатель ЭД мощностью 97 МВт. Полная мощность собственно МГДГ составляет 515 МВт.

Паровая часть цикла в таких установках является утилизационной, поэтому ее параметры целиком определяются температурой газа по выходе из регенеративного подогревателя (точка *b*).

Во всех случаях параметры пара на выходе из котлаутилизатора и параметры промперегрева выбирают такими, чтобы получить максимальную работу турбины. Температура пара при этом обычно не превышает 800 К, а давление — 5,0 ÷9,0 МПа.

Задача создания замкнутых установок АЭС с МГДГ является очень сложной. Пока остаются нерешенными многне сопросы как самого МГДГ, так и сооружения соответствующего высокотемпературного реактора. Практически еще невозможно постронть регенератор при температурах теплообмена до 2000 К. Много и других вопросов нуждаются еще в детальной научно-псследовательской проработке. Поэтому большое внимание уделяется сейчас перспективе применения на АЭС высокотемпературных газовых турбин (с охлаждением их проточной части), которые дают возможность в комбинации с утилизационными паротурбинными установками получать к.п.д., близкий к к.п.д. АЭС с МГДГ.

Циклы жидкометаллических МГД-установок. В последнее время большое внимание стало уделяться созданию МГД-преобразователей, в качестве рабочего тела которого используется расплаеленный жидкий металл. Это объясияется тем, что проводимость жидкого металла в несколько тысяч раз выше проводимость кидкого металла в несколько тысяч раз выше проводимости газов и, кроме того, она не связана с высокими температурами, как у газов. Более простым оказывается и техническое осуществление жидкометаллических МГДГ по сравнению с плазменными. Жидкометаллические теплоносители получают применение в современной ядерной эпергетике. В частности, жидкие щелочные металлы используют в реакторах на быстрых ней-



трснах. Нанбольшее применение имеют такие металлы, как натрий, обладающий относительно небольшим сечением захвата тепловых пейтронов, и сплав патрия и калия, являющийся жидким уже при нормальной температуре. Вместе с тем они обладают такими отрицательными свойствами, как опасное взаимодействие с водой и кислородом воздуха, вызывающее самовоспламенение и взрывы.

Предложено несколько различных схем жидкометаллических МГДГ [18]. Рассмотрим здесь такие преобразователи с одним и двумя рабочими веществами. Принцип работы первой группы энергетической МГД-установки с жидкометаллическим рабочим телом рассмотрим на примере одноконтурной схемы (рис. 8.14). Там же показан и ее цикл в Т -- s-координатах. Здесь рабочая жидкость, характеризующаяся состоянием точки 1', после выхода из МГДГ, используя имеющуюся остаточную скорость, сжимается в диффузоре до верхнего давления цикла, соответствующего температуре насыщения $T_{\rm r}$ (процесс 1'2 цикла). Затем в нагревателе ИТ (источник тепла) рабочее тело при постоянном давлении p_{23} нагревается до T_{r} и частично испаряется (процесс 23). Образовавшийся двухфазный поток жидкометаллического теплоносителя попадает в разгонное сопло С, где осуществляется процесс расширения 34 до нижней температуры цикла Т_х. Эта температура и соответствующее ей давление насыщения р₁ определяется температурой отвода тепла в конденсаторе КП. Жидкий металл, характеризуемый состоянием точки 1 и обладающий определенной кинетической энергией, попадает в МГДГ, где преобразует эту энергию в электрическую (пересекая магнитный поток).



Рис. 8.15

Недостаток схемы заключается в больших гидравлических потерях в конденсаторе. Значительно более эффективным оказывается применение струйного инжектора-конденсатора. При этом схема становится двухконтурной (рис. 8.15). Здесь жидкометаллическое рабочее тело нагревается и частично испаряется в источнике тепла ИТ, в результате чего образуется двухфазный поток заданного паросодержания и поступает в разгонное сопло *C*, где расширяется, приобретая определенную скорость движения. Для ликвидации образовавшейся паровой фазы, ухудшающей проводимость потока, на входе в инжектор-конденсатор происходит впрыск жидкого металла из охладителя ОМ. Жидкий металл из инжектора-конденсатора направляется в МГДГ, где преобразует свою кинетическую энергию в электрическую. После выхода из МГДГ поток разветвляется, одна часть его идет в нагреватель ИТ (для нагрева и испарения), а другая — в охладитель ОМ. Далее цикл повторяется. Такого типа установки при использовании в качестве рабочего тела жидкого натрия имеют относительно невысокий к.п.д. из-за больших гидравлических потерь. Так, при $T_{\rm r} = 1500$ K, температуре конденсации $T_{\rm k} = 900$ K и температуре на выходе из охладителя 500 К к.п.д. преобразования тепловой энергии в кинетическую оценивается в 6%.

К другой группе жидкометаллических МГДГ относятся установки комбинированного типа, где одновременно работает два вещества. Одно из них является жидким рабо-



чим телом МГДГ, не изменяющим своего фазового состояния, а другое — периодически превращающимся из жидкости в пар и служит для разгона жидкого рабочего тела перед его поступлением в МГДГ. Схема такой установки (рис. 8.16) двухконтурная: в контуре *I* постоянно циркулирует рабочая жидкость, а в контуре *II* — пар другого вещества, меняющий свое фазовое состояние. Контур *I* называют жидкостиным, а контур *II—паровым*. Тепло Q_1 от горячего источника подводится к рабочей жидкости контура *I* в теплообменнике *АР* (атомном реакторе).

Установка работает следующим образом. Нагретая в реакторе АР рабочая жидкость поступает в смеситель СМ, где встречается с легкокипящей жидкостью контура II, испаряет ее и в смеси с этим паром поступает в разгонное сопло РС. Набрав там определенную скорость, рабочая жидкость отделяется от этого пара в сепараторе СП (с минимальной потерей скорости) и направляется в МГДГ для работы. Здесь благодаря пересечению магнитного потока скорость ее падает и происходит превращение кинетической энергии рабочей жидкости в электрическую. Поступая затем в диффузор Д, рабочая жидкость восстанавливает свое давление и направляется в атомный реактор *АР* для нагрева. В контуре *II* (паровом) процессы происходят следующим образом. Из конденсатора К легкокипящая жидкость электромагнитным насосом ЭН подается в смеситель СМ, где, встречаясь с горячей рабочей жидкостью, вскипает, превращается в пар и в смеси с рабочей жидкостью истекает через сопло *PC*, разгоняя эту жидкость до нужной

скорости. Затем, отделившись в сепараторе $C\Pi$ от жидкости, направляется в конденсатор K, где отдает тепло Q_2 , превращаясь в жидкое состояние — конденсат. Насосом \mathcal{H} этот конденсат снова подается в смеситель CM, превращается там в пар, и цикл повторяется. Цикл парового контура изображен на рис. 8.16. Здесь: процесс 12 — работа разгона жидкого металла; процесс 41 — испарение и перегрев за счет смешения с горячей рабочей жидкостью; процесс 23 — процесс конденсации пара (процесс в конденсаторе). Рабочее (контур I) и разгопное (контур II) вещества подбирают таким образом, чтобы при одной и той же температуре T_1 первое паходилось в жидком и второе в паровом состоянии. Такой парой могут, в частности, быть ртуть и водяной пар.

Главным достоинством приведенной парожидкостной схемы МГДГ является возможность ее работы при относительно низких температурах. Основной недостаток — низкий термический к.п.д. Так, при работе на ртути и воде максимальный термический к.п.д. цикла не превышает 25—30%, а эффективный к.п.д. установки — в несколько раз меньший.

Выбор оптимальных параметров цикла парожидкостной установки характеризуется некоторыми особенностями. Учитывая, что процесс расширения в сопле *PC* идет с подогревом практически без изменения температуры пара, можно считать этот процесс изотермическим. Тогда суммарная теоретическая работа расширения

$$L_{p_{2}c} = G_{n}R_{n}T_{1}\ln(p_{1}/p_{2}) + (G_{n} + G_{\pi})(w_{2}^{2} - w_{1}^{2})/2 + G_{\pi}(p_{2} - p_{1})v_{\pi}, \quad (8.38)$$

где p_1 , T_1 — параметры пара на входе в сопло; p_2 — давление пара и жидкости на входе в МГДГ; $G_{\rm H}$, $G_{\rm K}$ — соответствению масса пара и жидкости; $v_{\rm K}$ — удельный объем жидкости.

Теоретическая работа сжатия, затрачиваемая в электромагнитном насосе ЭН и в диффузоре Д,

$$L_{c_{\mathcal{K}}} = G_{\mathcal{K}} \left(p_1 - p_2 \right) v_{\mathcal{K}} + G_{\Pi} \left(p_1 - p_2 \right) v_{\mathcal{K}}.$$
(8.39)

При этом термический к.п.д. цикла парожидкостной установки

$$\eta_{\prime} = (L_{\text{pac}} - L_{\text{cw}})/Q_{1} = \left[(G_{\text{n}} + G_{\text{w}}) \left(w_{2}^{2} - w_{1}^{2} \right) - 2G_{\text{n}} \left(p_{1} - p_{2} \right) v_{\kappa} \right]/(2Q_{1}), \qquad (8.40)$$

где v_{κ} — удельный объем конденсата рабочего пара; Q_1 — тепло, подведенное от горячего источника.

Полезную работу L_{μ} реального цикла МГДГ можно выразить через изменение кинетической энергии потока, работу сжатия в электромагнитном насосе L_{μ} , потери давления на тракте пара $\Sigma \Delta p$ и жидкости $\Sigma \Delta p_{\mu}$, а также относительные к.п.д. отдельных агрегатов (сопла η_c , сепаратора η_{cer} , генератора η_r , диффузора η_{π} и насоса η_{μ}).

Исходя из формул (8.38) и (8.39) и обозначая $G_n/G_{\pi} = d_n$, после некоторых преобразований получим [17]:

$$\frac{L_{II}}{G_{II}} = \left[\frac{1}{1+d_{II}} RT_{I} \ln \frac{p_{I}}{p_{2}} + \frac{(p_{I}-p_{2}) v_{IK}}{d_{II}} \frac{1}{(1+d_{II})}\right] \eta_{c} \eta_{cen} \eta_{r} - \left(1 + \frac{\sum \Delta p_{IK}}{p_{I}-p_{2}}\right) \frac{(p_{I}-p_{2}) v_{IK}}{d_{II} \eta_{A}} - \left(1 + \frac{\sum \Delta p_{II}}{p_{I}-p_{3}}\right) \times \left(p_{I}-p_{2}\right) \frac{v_{K}}{T_{II}}.$$
(8.41)

Отводимое в цикле тепло Q_2 найдется через энтальпию нара $i_{n,c}$ на выходе из сепаратора и энтальпию его конденсата i_{κ} по формуле

$$Q_2 = G_{\mathfrak{n}} \left(i_{\mathfrak{n},\mathfrak{e}} - i_{\kappa} \right). \tag{8.42}$$

Внутренний к.п.д. цикла парожидкостной установки с МГДГ

$$\eta_i = L_{\mu} / (L_{\mu} + Q_2). \tag{8.43}$$

При определении электрического к.п.д. всей установки учитывают также затраты энергии на создание магнитного поля и потери в электрических преобразователях, выраженные коэффициентом η_{np} :

$$\eta_{\mathfrak{s}} = \eta_{\mathfrak{i}} \eta_{\mathfrak{n}\mathfrak{p}}. \tag{8.44}$$

Из приведенных формул видно, что при заданных значениях η_c , η_{cen} , η_r , η_{π} и η_{μ} решающее значение имеют начальная температура цикла T_1 , степень повышения давления σ и отношение расходов пара и жидкости d_n .

Как для идеальных, так и для реальных условий, чем выше T_1 , тем больше и термический к.п.д. цикла и электрический к.п.д. всей установки. Термодинамического оптимума для T_1 здесь, как и в других циклах, не существует.

С ростом э увеличивается работа расширения, повышается термический к.п.д. цикла, по одновременно увеличива-



ются работа сжатия и потери по тракту. Все это приводит для каждых конкретных реальных условий к наличию своего оптимального значения σ_{ont} .

Из (8.40) можно установить также существование термодинамически оптимального соотношения расходов пара и жидкости. Подробно об этом изложено в [17].

Бинарные установки с жидкометаллическими МГДГ. Создание высокотемпературных атомных реакторов на двуокиси урана с предельной температурой центра ТВЭЛ более 3000 К приводит к оптимальной средней температуре подвода тепла в цикле до ~ 1000 К. В этих условиях нанлучшими являются жидкометаллические рабочие тела, позволяющие использовать соответствующие МГДГ в виде надстройки над паротурбинной установкой, т. е. осуществить бинарный эпергетический цикл. Так, например, при верхней температуре цикла 1140 К и температуре на выходе из МГДГ 890 К такая надстройка к паротурбинному блоку 825 МВт с электрическим к.п.д. 40% может дать экономию топлива на 8-13%. При этом в МГДГ будет вырабатываться 175 МВт, а общая мощность бинарного блока составит 1000 МВт. При реконструкции старых паротурбинных установок, например, мощностью 100 MBr с к.п.д. 32% путем надстройки цикла жидкометаллического МГДГ с к.п.д. около 7% общий к.п.д. бинарного блока можно повысить до 36,7%. Мощность же блока возрастет до 123,5 МВт [18].

В качестве примера рассмотрим схему бинарной установки с жидкометаллическим МГДГ, в которой конденса-

ция паровой фазы рабочего тела осуществляется смешением (рис. 8.17). На этом же рисунке показан ее термодинамический цикл в $T - g\Delta s$ -координатах. Здесь величина g учитывает относительные массы рабочих тел, а Δs — соответствующее приращение энтропии 1 кг каждого вещества. Цикл паротурбинной установки (пл. 5678910) соответствует конденсационной паротурбинной установке K-500-240 ($p_1 = 240 \text{ кг/см}^2$, $t_1 = 540^\circ \text{C}$, $t_2 = 0,035 \text{ кгс/см}^2$). Расход жидкометаллического рабочего тела (верхний цикл 1234) выбирают из условия обеспечения полной бинарности цикла.

Приведенная схема работает следующим образом. Нагреваясь в атомном реакторе, жидкий металл приобретает двухфазное состояние (точка 1 верхнего цикла) и направляется в разгонное сопло *PC* и затем в ускорительно-конденсационную камеру *KC*, где за счет охлажденного жидкого металла происходит конденсация имеющейся паровой фазы и в МГДГ поступает металлическое рабочее тело только в жидкой форме. По выходе из МГДГ это рабочее тело разделяется на три потока. Первый из них идет в атомный реактор АР для подогрева и частичного испарения, второй — в парогенератор для выработки водяного пара (процесс 67 нижнего цикла), а третий — в пароперегреватель ПП, где, охлаждаясь, жидкий металл отдает свое тепло водяному пару (процесс 89) и затем в парогенератор ПГ для более глубокого охлаждения (процесс ab). Охлажденный металл второго и третьего потоков насосом МН из парогенератора ПГ направляется в ускорительно-конденсационную камеру КС для конденсации паровой фазы первого потока и, захватываясь этим потоком, снова поступает в МГДГ.

Подробный анализ этой схемы приведен в [18]. По данным расчетов при начальной температуре жидкометаллического рабочего тела 850° С и его паросодержании $x_1 = 0,1$ знутренний к.п.д. действительного жидкометаллического икла достигает 4,8%, а к.п.д. всего бинарного цикла — 16,6%. Вынгрыш в η_i по сравнению с используемой пароурбинной установкой составляет 2,3% абсолютных или 5,1% относительных. При этом он зависит от степени сухоси жидкометаллического рабочего тела x_1 . Оптимальное начение x_1 оказывается около 0,1. 1. А. И. Андрющенко. Основы технической термодинамики реальных процессов. «Высшая школа», 1975.

2. В. С. Мартыновский. Анализ действительных термодинамических циклов. «Энергия», 1972.

3. М. М. Хазен. Локомотивные газотурбинные установки. Трансжелдориздат, 1960.

4. А. И. Андрющенко, А. В. Змачниский, В. А. Понятов. Оптимизация тепловых циклов и процессов ТЭС. «Высшая школа». 1974.

5. В. В. Уваров, А. П. Чернобровкин. Газовые турбины. Машгиз, 1960.

6. А. И. Андрющенко., В. Н. Лапшов. Парогазовые установки электростанций. «Энергия», 1965.

7. Э. Ш м н д т. Введение в техническую термодинамику. «Энергия», 1965.

8. М. П. Вукалович, И. И. Новиков. Термодинамика. «Машиностроение», 1972.

9. В. А. Зысин. Комбинированные парогазовые установки и циклы. Госэнергоиздат, 1963.

10. Д. Д. Калафати. Термодинамические циклы атомных электростанций. Госэнергоиздат, 1963.

11. В. С. Мартыновский, Л. З. Мельцер. Судовые холодильные установки. «Транспорт», 1964.

12. Е. Я. Соколов, В. М. Бродянский. Энергетические основы трансформации тепла и процессов охлаждения. «Энергия», 1968.

13. В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. Техническая термодинамика. «Энергия», 1974.

14. Техническая термодинамика. Под ред. В. И. Крутова. «Высшая школа», 1971.

15. Т. Х. Маргулова. Атомные электрические станции. «Высшая школа», 1974.

16. Д. П. Гохштейни Г. П. Верхивкер. Проблема повышения к.п.д. паротурбинных электростанций. Госэнергоиздат, 1960.

17. О. Н. Фаворский. Установки для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую. «Высшая школа», 1965.

18. Д. Д. Қалафати, В. Б. Қозлов. Термодинамик жидкометаллических МГД-преобразователей. Атомиздат, 1972.



оглавление

Предисловие Введение	$ \frac{5}{1} $
Г <mark>.</mark> ава 1. Оби цин	цая методика термодинамического анализа клов
§ 1.1.	Показатели термодинамической эффективности
§ 1.2. § 1.3.	ярямых циклов
§ 1.4.	Общие методы повышения термического к.п.д.
§ 1.5.	Кариотизация циклов
Глава 2. Ци	клы паровых теплоэнергетических установок . 52
§ 2.1.	Типы паровых теплоэнергетических установок
§ 2.2.	Цикл Ренкина
§ 2.3.	Пути повышения эффективности циклов паро- турбинных установок конденсационного типа 60
§ 2.4.	Влияние начальных и конечных параметров пара на термодинамическую эффективность цикла Ронкина
§ 2.5.	Регенеративные циклы паротурбинных установок 69
§ 2.6. § 2.7.	Циклы с промежуточным перегревом пара . 75 Особенности циклов теплофикационных паро-
§ 2.8.	турбинных установок
лава З. Ци	клы газотурбинных установок 97
§ 3.1.	Простейшие циклы ГТУ с подводом тепла при
§ 3.2. § 3.3.	Простейший регенеративный цикл
§ 3.4. § 3.5.	шения Сложные циклы газотурбинных установок Высокотемпературные и другие циклы ГТУ
§ 3.6.	постоянного горения

279

Глава	4.Ц	иклы поршневых и реактивных двигателей внут- реннего сгорания	139
	§ 4.1	. Общие принципы действия поршневых д.в.с.	139
	§ 4.2	д.в.с.	143
	§ 4.3	. Принципы действия реактивных двигателей и их циклы	151
	§ 4.4	. Турбореактивные двигатели	160
Глава	5. K e	омбинированные циклы теплоэнергетических ус- гановок	165
	§ 5.1	. Общие принципы комбинирования циклов .	165
	§ 5.2 § 5.3	. Комбинированные парогазовые циклы	178
Глава	6. Ц	иклы ядерных теплоэнергетических установок	189
	§ 6.1	. Принципиальные схемы атомных электростанций	100
	§ 6.2	и особенности их работы . Термодинамические циклы АЭС с жидким или	189
	× 863	паровым теплоносителем	196
	y 0.0	лоносителями	200
Глава	7.Ц	иклы холодильных машин и тепловых насосов	212
	§ 7.1	. Общие принципы трансформации тепла	21
	§ 7.2	тепловых насосов	21
	§ 7.3 § 7.4	. Циклы воздушных компрессорных установок . Инклы паровых холодильных установок и теп-	22^i
	5 7 E	ловых насосов	23
	§ 7.6	. Ожижение и замораживание газов	23 24
Глава	8. T	ермодинамические основы безмашинного преобра-	05
	3	зования энергии	25
	§ 8.1 § 8.2	. Основы термодинамики топливных элементов . Установки непосредственного превращения	25
	§ 8.3	тепловой энергии в электрическую . Циклы установок с магнитогидродинамическими	25
		генераторами (МГДГ)	2 6
Литер	атура	••••••••••••••••••••••••••••••••••••••	27