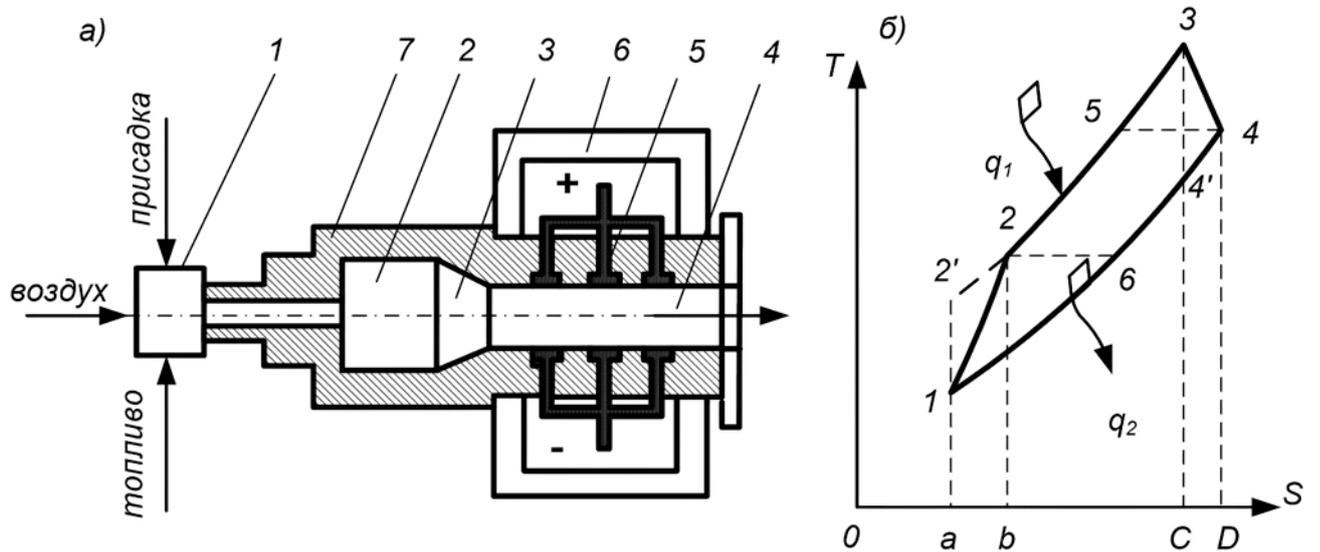


В. Г. ЗЛОБИН
М. С. ЛИПАТОВ

СПЕЦИАЛЬНЫЕ ГЛАВЫ ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

Учебное пособие



Санкт-Петербург

2021

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
**«Санкт-Петербургский государственный университет
промышленных технологий и дизайна»
Высшая школа технологии и энергетики**

**В. Г. Злобин
М. С. Липатов**

**СПЕЦИАЛЬНЫЕ ГЛАВЫ
ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ**

Учебное пособие

Утверждено Редакционно-издательским советом ВШТЭ СПбГУПТД

Санкт-Петербург
2021

УДК 621.1:016.7 (07)

ББК 31.31р

3-680

Рецензенты:

доктор технических наук, профессор

Национального исследовательского университета ИТМО

А.Г. Новоселов;

кандидат технических наук, доцент

Санкт-Петербургского государственного университета промышленных технологий и дизайна

Н.Н. Гладышев

Злобин, В. Г., Липатов, М. С.

3-680 Специальные главы технической термодинамики: учеб. пособие / В.Г.

Злобин, М.С. Липатов. — СПб.: ВШТЭ СПбГУПТД, 2021. — 192 с.

ISBN 978-5-91646-268-5

В учебном пособии изложены основы термодинамики высокотемпературного газа и плазмы, в том числе особенности состояния диссоциированного газа и термодинамический анализ плазмы, как рабочего тела некоторых энергоблоков стационарной энергетики. Рассмотрены методы анализа эффективности энергетических систем, в том числе метод сравнения термических циклов и эксергетический метод анализа. Описаны циклы теплосиловых газовых установок: циклы компрессоров, поршневых двигателей, газотурбинных установок. В отдельные темы вынесен материал по циклам паровых теплосиловых установок, циклу безмашинного преобразования энергии и циклу холодильных установок.

Учебное пособие «Специальные главы технической термодинамики» предназначено для магистров ВШТЭ направления подготовки 13.03.01 «Теплоэнергетика и теплотехника», профиль «Технология производства электрической и тепловой энергии». Материал, изложенный в учебном пособии, может быть полезен при изучении дисциплин «Тепловые двигатели» и «Тепловые электростанции» бакалаврами направления подготовки 13.03.01 «Теплоэнергетика и теплотехника».

УДК 621.1:016.7 (07)

ББК 31.31р

ISBN 978-5-91646-268-5

© ВШТЭ СПбГУПТД, 2021

© Злобин В. Г., Липатов М. С., 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
УЧЕБНЫЙ МОДУЛЬ 1. ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗА И ПЛАЗМЫ	8
ТЕМА 1. ОСОБЕННОСТИ СОСТОЯНИЯ ДИССОЦИИРОВАННОГО ГАЗА....	8
1.1. Степень диссоциации газа	9
1.2. Энтальпия диссоциирующего газа	12
1.3. Теплоёмкость диссоциирующего газа	13
1.4. Контрольные вопросы к теме 1	17
ТЕМА 2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ	18
2.1. Термодинамические параметры состояния плазмы	18
2.2. Ионизация газа. Степень ионизации	22
2.3. Константа равновесия ионизации. Формула Саха	27
2.4. Анализ равновесного состава плазмы	30
2.5. Контрольные вопросы к теме 2	32
УЧЕБНЫЙ МОДУЛЬ 2. МЕТОДЫ АНАЛИЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК	34
ТЕМА 3. МЕТОДЫ АНАЛИЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК	34
3.1. Принципы построения термодинамических циклов тепловых машин	35
3.2. Цикл Карно. Теорема Карно	40
3.2.1. Особенности цикла Карно	40
3.2.2. Циклы с регенерацией теплоты. Обобщённый цикл Карно	46
3.2.3. Снижение работоспособности системы. Эксергия	49
3.3. Метод сравнения термических КПД циклов	51
3.4. Эксергетический метод анализа энергетических установок	52
3.5. Контрольные вопросы и задачи к теме 3	61
ТЕМА 4. ЦИКЛЫ ТЕПЛОСИЛОВЫХ ГАЗОВЫХ УСТАНОВОК	66
4.1. Циклы компрессоров	67
4.1.1. Одноступенчатое сжатие газа.....	68
4.1.2. Многоступенчатое сжатие газа	70
4.2. Циклы поршневых двигателей	72
4.3. Циклы газотурбинных установок	80
4.3.1. Открытый цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении	83
4.3.2. Цикл ГТУ с регенерацией теплоты.....	85
4.4. Контрольные вопросы и задачи к теме 4.....	87

ТЕМА 5. ЦИКЛЫ ПАРОВЫХ ТЕПЛОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК	93
5.1. Цикл Карно на влажном паре	93
5.2. Цикл Ренкина	96
5.2.1. Эффективность парового цикла	97
5.2.2. Теплофикационные циклы.....	99
5.3. Контрольные вопросы и задачи к теме 5.....	102
ТЕМА 6. ЦИКЛ БЕЗМАШИННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОТЫ В ЭЛЕКТРОЭНЕРГИЮ	104
6.1. Термодинамические параметры плазмы, находящейся в магнитном поле.....	104
6.2. Цикл МГД-генератора	109
6.3. Цикл энергетической установки на базе МГД-генератора	112
6.4. Плазменные МГД-генераторы.....	115
6.5. Достоинства и недостатки МГД-генераторов.....	120
6.6. Контрольные вопросы к теме 6	123
ТЕМА 7. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН И УСТАНОВОК	124
7.1. Идеальный цикл холодильной машины	124
7.2. Цикл паровой компрессорной холодильной установки.....	126
7.3. Цикл воздушной холодильной машины	133
7.4. Абсорбционные холодильные установки.....	140
7.5. Цикл пароэжекторной холодильной установки.....	157
7.6. Контрольные вопросы и задачи к теме 7.....	161
ТЕМА 8. ЦИКЛЫ ТЕПЛОНАСОСНЫХ УСТАНОВОК	163
8.1. Цикл парокомпрессионного теплового насоса	163
8.2. Цикл парокомпрессионного экологически чистого теплового насоса.....	166
8.3. Применение тепловых насосов в автономных источниках энергоснабжения.....	167
8.4. Источники низкопотенциальной теплоты для ТНУ	170
8.5. Возможные схемы включения ТНУ в состав автономных источников энергоснабжения.....	176
8.6. Контрольные вопросы к теме 8	178
ТЕМА 9. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ.....	180
9.1. Термоэлектрогенераторы	180
9.2. Термоэмиссионные преобразователи	193
Библиографический список	203

Введение

В современных производственных и научных технологиях применяют рабочие газы, имеющие температуру до $5 \cdot 10^3$ К и выше. Такие высокие значения температуры обычными методами химической энергии, как это происходит в тепловых машинах, не достичь. Энергию, необходимую для нагрева рабочего газа до высокой температуры, подводят к термодинамической системе из внешней среды, т.е. используют внешний источник энергии. Как правило, это электрическая энергия, подводимая к газу посредством электрической дуги или импульсного разряда электрического тока. Кроме высокой температуры при этом возникает возможность применения газа нужного состава, с определёнными термодинамическими и физическими параметрами.

При нагреве до высоких температур в газе происходят термодинамические процессы, в ходе которых изменяются как химический состав, так и физические свойства газа. К таким процессам относят, прежде всего, диссоциацию и ионизацию вещества, в течение которых состав газа изменяется, становится неоднородным, а система в целом приобретает все признаки неоднородных систем. В результате при энергообмене системы с внешней средой значительная часть энергии затрачивается не на нагрев, а на преобразование вещества, т.е. на совершение работы немеханического характера.

Процессы диссоциации двухатомных молекул на атомы начинаются при температурах порядка несколько тысяч градусов. Многоатомные молекулы, в которых связь атомов слабее, начинают распадаться и при более низких температурах. Разрыв молекулы требует весьма большой затраты энергии, поэтому диссоциация существенным образом сказывается на термодинамических функциях газа. Однако доля диссоциированных молекул в системе (степень диссоциации газа) зависит от энергии частиц, т.е. от температуры газа. Поэтому какого-либо порога диссоциации, подобного порогу фазового перехода (например, кипение жидкости), не существует. Просто чем выше температура газа, тем больше подвижность частиц, тем больше вероятность их столкновений, приводящих к разрушению, диссоциации молекул. При этом кинетическая энергия частиц

должна превышать энергию химической связи (потенциал диссоциации) атомов в молекуле. В конце концов наступает состояние термодинамического равновесия системы по составу диссоциированных и недиссоциированных частиц. Равновесный состав системы будет определяться физическими особенностями газа и параметрами его состояния — температурой и давлением в системе.

При дальнейшем повышении температуры газа начинаются процессы ионизации атомов вещества с образованием заряженных ионов и свободных электронов и с переходом вещества в новое термодинамическое состояние — плазму. Порога перехода газа в плазменное состояние также не существует, при повышении температуры неоднородной системы реализуется постепенное увеличение ионизованных частиц (атомов), сопровождающееся уменьшением нейтральных частиц. Термодинамическое равновесие системы ионизованных и неионизованных частиц зависит от физических особенностей газа и параметров его состояния — температуры и давления в системе.

Переход вещества из одного термодинамического состояния в другое обусловлен количеством теплоты (энергии), подведённым к веществу. Например, при сообщении твёрдому телу достаточного количества теплоты оно плавится и превращается в жидкость. При продолжении подвода теплоты образуется пар, т.е. реализуется новый фазовый переход с изменением агрегатного состояния вещества. Дальнейшее нагревание пара и рост температуры вещества вызывают сперва диссоциацию сложных, а затем более простых молекул. Затем, при повышении температуры, происходят процессы, приводящие к ионизации атомов и молекул вещества, т.е. к образованию плазмы. Плазма является самым высокоэнергетичным состоянием вещества, температура которого может достигать десятки и сотни тысяч кельвинов.

Если обозначить через E_c энергию притяжения между молекулами и атомами вещества (энергию связи атомов в молекуле), через E_k и E_t — энергию колебаний и кинетическую энергию хаотического движения атомов и молекул, $E_{и}$ — энергию ионизации вещества (энергию связи электронов с ядром атома), то с энергетической точки зрения для известных состояний

вещества можно выделить следующие соотношения. Твёрдое состояние существует при $E_k < E_c > E_t$, жидкое состояние при $E_c \approx E_t$, газообразное при $E_n > E_t > E_c$ и плазменное при $E_t > E_n$. Возможный диапазон кинетической энергии частиц для плазмы очень велик и составляет $1 \text{ эВ} \leq E_t \leq 10^6 \text{ эВ}$, тогда как для всех других состояний вещества (твёрдое, жидкое и газообразное) соответствует диапазон энергии на уровне $E_t \sim 1 \text{ эВ}$ ($1 \text{ эВ} = 11600 \text{ К}$).

Целью настоящего учебного модуля является исследование термодинамическими методами равновесных и квазиравновесных состояний газа и плазмы при протекании в них процессов диссоциации и ионизации.

УЧЕБНЫЙ МОДУЛЬ 1. ОСНОВЫ ТЕРМОДИНАМИКИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ГАЗА И ПЛАЗМЫ

ТЕМА 1. ОСОБЕННОСТИ СОСТОЯНИЯ ДИССОЦИИРОВАННОГО ГАЗА

Рассмотрим процессы, протекающие в газе при нагреве его до высоких температур. Если первоначально газ состоял из молекул (например, воздух или азот N_2), то при повышении температуры молекулы газа за счёт повышения внутренней энергии будут диссоциировать. Иначе говоря, при повышении температуры в молекулярной системе будут протекать процессы, приводящие к частичному или полному распаду молекул газа на атомы. Эти процессы называются диссоциацией.

Процесс диссоциации — составляющая часть химических реакций окисления горючих элементов, реализующихся при сгорании топлива. Поэтому для описания диссоциации справедливы закономерности термодинамики неоднородных систем и положения химической термодинамики. Однако в отличие от химических реакций окисления диссоциация газов в чистом виде происходит при подводе энергии из внешней среды, от внешнего источника теплоты. Например, реакция диссоциации азота, протекающая по схеме $N + N = N_2$, «справа налево», приводит к распаду молекулы азота. Реакция, обратная диссоциации, т.е. протекающая «слева направо», — реакция синтеза атомов азота в молекулу. При подводе теплоты из внешней среды реализуется состояние динамического равновесия этих процессов, а реакция в целом характеризуется константой равновесия $K_p(T)$.

Кроме константы равновесия, процесс диссоциации характеризуется так называемой теплотой диссоциации или тепловым эффектом реакции разложения вещества на его составляющие химические элементы. Эту величину обозначают как U^* и называют энергией диссоциации молекулы, она является теплофизическим свойством вещества и зависит от рода газа.

Как эффект фазового перехода жидкости при кипении, сопровождающийся поглощением теплоты испарения, так и диссоциация газов, сопровождающаяся поглощением теплоты диссоциации, широко используются при охлаждении теплонагруженных блоков энергетических установок. Например, четырехокись азота может быть и теплоносителем, и рабочим телом АЭС, так как обладает высоким уровнем диссоциации. Нагреваясь на охлаждаемой поверхности и диссоциируя при этом, это рабочее тело уносит вместе с теплосодержанием и теплоту диссоциации, причём процесс диссоциации происходит дважды, по схеме



1.1. Степень диссоциации газа

Важнейшая характеристика состояния газа — степень диссоциации, определяемая как отношение количества вещества, которое диссоциировало к моменту равновесия реакции, к исходному количеству вещества:

$$\alpha = (n_0 - n)/n_0 = 1 - n/n_0, \quad (1.2)$$

где n_0 — начальная концентрация вещества (количество частиц в единице объёма), n — количество вещества в момент равновесия реакции.

Рассмотрим простейший и вместе с тем практически важный случай диссоциации двухатомного газа из молекул одного сорта, например, азота N_2 . Пусть при температуре T в объёме V диссоциирована на атомы доля α исходных молекул согласно схеме диссоциации $\text{N} + \text{N} = \text{N}_2$. Если n_0 — число исходных молекул, то при степени диссоциации α содержится $2\alpha n_0$ атомов и $(1 - \alpha)n_0$ молекул. Полное число частиц в занимаемом объёме равно $(1 + \alpha)n_0$, так что согласно закону Больцмана давление $p = (1 + \alpha)n_0 kT$. При полной диссоциации молекул (при $\alpha = 1$) давление будет вдвое больше давления при тех же параметрах T и V , но без диссоциации. Это объясняется удвоенным количеством частиц (атомов) в системе по отношению к количеству молекул в недиссоциированном газе.

При малой диссоциации (при $\alpha \ll 1$) изменение давления невелико, но изменение энергии и теплоёмкости газа всё равно может оказаться значительным. Из молекулярно-кинетической теории газов известно, что энергия одной молекулы при температуре T определяется как $7/2 kT$ (без учёта вращательных степеней свободы, что для двухатомных молекул справедливо). Энергию одного атома определим, как $3/2 kT$, т.е. учтём только его поступательные движения. Обозначим энергию, необходимую для диссоциации невозбуждённой молекулы (т.е. в отсутствие вращений и колебаний или при $T = 0$), как U^* . Тогда удельная внутренняя энергия газа, отсчитываемая от молекулярного состояния при нуле температуры, равна:

$$u = 7/2 \times (1 - \alpha) n_0 kT + 3/2 \times 2\alpha n_0 kT + \alpha n_0 U^*. \quad (1.3)$$

Обычно диссоциация начинается постепенно при температурах, гораздо меньших U^*/k , тем меньших, чем меньше плотность газа. При этом диссоциацию молекул вызывают удары очень энергетичных частиц, относящихся к далёкому крылу больцмановского распределения частиц по энергиям. Энергия диссоциированного газа заметно превышает энергию в отсутствие диссоциации, равную $u = 7/2 n_0 kT$, даже при малых степенях диссоциации (при $\alpha \approx 0,1$ и меньше) за счёт последнего члена, соответствующего энергии, затраченной на разрыв молекул. Точно так же заметным образом возрастёт и теплоёмкость c_V диссоциирующего газа:

$$c_V = \partial u / \partial T|_V. \quad (1.4)$$

Термодинамически равновесная степень диссоциации однозначно определяется температурой и давлением газа. Зависимость степени диссоциации от p и T выражается через константу равновесия реакции.

Для реакций диссоциации трехатомных молекул, протекающих по схеме: $2XU + X_2 = 2X_2U$ (например, реакции окисления $2CO + O_2 = 2CO_2$ или $2H_2 + O_2 = 2H_2O$), зависимость степени диссоциации от параметров состояния газа выражается формулой, записанной в соответствии со стехиометрическими коэффициентами реакции:

$$K_p(T) = \frac{\alpha^3}{(1-\alpha^2)(2+\alpha)} p. \quad (1.5)$$

Получим константу равновесия, аналогичную (1.5), для реакций диссоциации двухатомных газов, протекающих по схеме: $X + X = X_2$ ($2N = N_2$, $2NO_2 = N_2O_4$ и т.п.).

На примере этих реакций определим состав действующих компонентов (индекс 1 — атом, 2 — молекула, 0 — исходное количество вещества):

$$n_2 = (1-\alpha)n_0, n_1 = 2\alpha n_0, \sum n = (1 + \alpha)n_0. \quad (1.6)$$

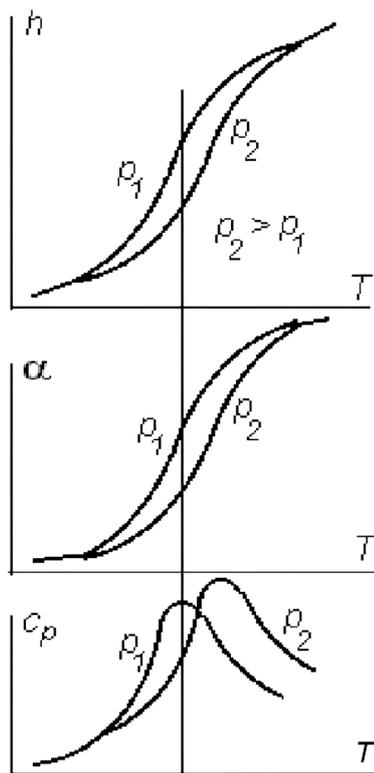


Рис. 1.1. Зависимость α (p , T), h (p , T) и C_p (p , T) для диссоциирующего газа

Объёмные (молярные) доли вещества в смеси рассчитываются как для смеси идеальных газов:

$$r_2 = \frac{n_2}{n_0} = \frac{1-\alpha}{1+\alpha}, \quad r_1 = \frac{n_1}{n_0} = \frac{2\alpha}{1+\alpha}. \quad (1.7)$$

Константа равновесия реакции, выраженная через парциальные давления компонентов, находится по соотношению:

$$K_p(T) = p^{\sum v_i} \prod r_i^{v_i}, \quad (1.8)$$

где $\sum v_i = 2(N) - 1(N_2) = 1$ — сумма стехиометрических коэффициентов элементов реакции.

Следовательно, константа равновесия реакции диссоциации двухатомных молекул

$$K_p(T) = p \frac{4\alpha^2(1+\alpha)}{(1+\alpha)^2(1-\alpha)}, \text{ или } \alpha = \sqrt{\frac{K_p}{K_p+4p}}. \quad (1.9)$$

Напомним, что в (1.9) p — относительная величина (по отношению к $p_0 = 1$ ата). Величина $K_p(T)$ задаётся в справочниках в виде таблиц в зависимости от рода реакции и температуры. Следовательно, при заданных параметрах состояния p и T можно по (1.5) и (1.9) рассчитать степень диссоциации вещества в реакциях этого типа и тем самым определить состав смеси в диссоциирующем газе. Примерная зависимость $\alpha(p, T)$ показана на рис. 1.1.

1.2. Энтальпия диссоциирующего газа

Определим энтальпию диссоциирующего газа на примере двухатомных молекул. По принципу аддитивности, удельная молярная энтальпия смеси, Дж/кмоль:

$$H_m = \sum(r_k \cdot H_k).$$

Энтальпии компонентов реакции H_k связаны между собой тепловым эффектом изобарно-изотермической реакции (теплотой диссоциации) по закону Гесса:

$$2H_1 - H_2 = U^*.$$

Следовательно, энтальпия смеси, Дж/кмоль:

$$H_m = r_1 \cdot H_1 + r_2 \cdot H_2 = r_1 \cdot H_1 + 2r_2 \cdot H_1 - r_2 \cdot U^*. \quad (1.10)$$

В этом соотношении отрицательная составляющая учитывает затраты энергии на разрушение химических связей молекул, т.е. на диссоциацию.

Удельная энтальпия смеси $h_m = H_m/\mu_m$, где $\mu_m = \sum(r_k \cdot \mu_k)$ — приведённая молярная масса смеси, а по закону реакции $\mu_2 = 2\mu_1$. Используя также ранее полученные соотношения для молярных долей компонентов (1.7), получим:

$$\mu_m = \frac{2\alpha}{1+\alpha} \mu_1 + \frac{1-\alpha}{1+\alpha} 2\mu_1 = \frac{2\mu_1}{1+\alpha}. \quad (1.11)$$

Следовательно, выражение для определения удельной массовой энтальпии диссоциирующего газа имеет вид:

$$h_m = \frac{H_m}{\mu_m} = r_1 \mu_1 \frac{h_1}{\mu_m} + r_2 \mu_2 \frac{h_2}{\mu_m}, \text{ или } h_m = \alpha h_1 + (1 - \alpha) h_2. \quad (1.12)$$

Воспользовавшись определением энтальпии по уравнению реакции, получим:

$$h_2 = \frac{2h_1\mu_1 - U^*}{\mu_2} = h_1 - \frac{U^*}{2\mu_1}, \text{ или } h_m = h_1 - \frac{(1-\alpha)}{2\mu_1} U^*. \quad (1.13)$$

Формула (1.13) служит для расчёта удельной энтальпии диссоциирующего газа по заданным параметрам состояния T и p . Величины h_1 и U^* считаются известными и зависят от рода газа и параметров его состояния. Степень диссоциации определяется по (1.9). Примерный вид зависимости $h(T, p)$ показан на рис. 1.1.

1.3. Теплоёмкость диссоциирующего газа

Определим удельную теплоёмкость диссоциирующего газа как функцию его состояния, для чего используем выражение для удельной энтальпии газа (1.13). По определению теплоёмкости в изобарном процессе, можно записать:

$$C_p = \left(\frac{dh}{dT}\right)_p = C_{p1} - \frac{1}{2\mu_1} \left(\frac{\partial U^*}{\partial T}\right)_p + \alpha \frac{1}{2\mu_1} \left(\frac{\partial U^*}{\partial T}\right)_p + \frac{U^*}{2\mu_1} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_p. \quad (1.14)$$

Из (1.12) следует: $\left(\frac{\partial U^*}{\partial T}\right)_p = (C_{p1} - C_{p2})2\mu_1$. С учётом этого запишем выражение для удельной теплоёмкости диссоциирующего газа:

$$C_p = C_{p1} - (1 - \alpha)(C_{p1} - C_{p2}) + \frac{U^*}{2\mu_1} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_p \quad \text{или}$$
$$C_p = \alpha C_{p1} + (1 - \alpha)C_{p2} + \frac{U^*}{2\mu_1} \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_p. \quad (1.15)$$

В (1.15) первые два члена суммы характеризуют удельную теплоёмкость смеси газов постоянного состава. В этом случае степень диссоциации определяют массовые доли компонентов в этой смеси. Теплоёмкость диссоциирующего газа (1.15) больше теплоёмкости газа постоянного состава на величину, пропорциональную теплоте диссоциации и определяемую изменением степени диссоциации при изменении температуры в изобарной реакции. Следует учитывать, что величины α , а следовательно, и c_p , также зависят и от давления. Примерная зависимость $c_p(T, p)$ показана на рис. 1.1.

Зависимости α , h и c_p для диссоциирующего газа от температуры и давления приведены на рис. 1.1. Можно выделить характерные температуры, объединяющие особые точки на кривых $\alpha(T)$ и $h(T)$ с максимумом функции теплоёмкости $c_p(T)$ при заданной величине давления смеси.

При малых температурах, когда степень диссоциации мала ($\alpha \ll 1$), энтальпия практически линейно зависит от температуры и не зависит от давления, а теплоёмкость газа практически постоянна. Эти закономерности близки к свойствам смеси идеальных газов постоянного состава.

С повышением температуры степень диссоциации интенсивно возрастает, а для поддержания процесса диссоциации требуется всё

большее количество теплоты для поддержания теплосодержания газа. Это сопровождается резким повышением теплоёмкости. При температуре, соответствующей максимальному темпу увеличения степени диссоциации и энтальпии, теплоёмкость диссоциирующего газа имеет максимум. На диаграммах $\alpha(T)$ и $h(T)$ при этой температуре имеются точки перегиба. Очевидно, что при этой температуре величина $\left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_p$ проходит через максимум, процесс диссоциации наиболее интенсивен, химический вклад в теплоёмкость диссоциирующего газа максимален.

Это приводит к появлению максимума в зависимости $c_p(T)$. При дальнейшем возрастании температуры повышение степени диссоциации и теплосодержания замедляются (газ становится практически полностью диссоциированным), а теплоёмкость газа убывает.

Казалось бы, что при высоких температурах после окончания диссоциации теплоёмкость газа, который превратился из молекулярного в одноатомный, должна уменьшиться и стать равной $3/2 \cdot k$ на один атом или $3 \cdot k$ на одну исходную молекулу, т.е. даже меньше, чем до диссоциации ($7/2 \cdot k$ на молекулу). В действительности этого не происходит, так как вслед за окончанием диссоциации при повышении температуры (а в большинстве случаев даже ещё до окончания) начинается ионизация молекул, а затем и атомов. Этот процесс вносит значительный вклад в теплоёмкость газа.

С повышением давления степень диссоциации, энтальпия и теплоёмкость диссоциирующего газа при заданной температуре убывают, характер изменения теплоёмкости несколько сглаживается.

Заметная степень диссоциации двухатомных газов ($\alpha \approx 1\%$) наблюдается уже при температурах порядка $T = (1,5-2) \cdot 10^3$ К. Полная диссоциация ($\alpha \approx 1$) наступает при достаточно высоких температурах (для азота $T \geq 4 \cdot 10^3$ К). Значения этих характерных температур зависят от рода газа и давления.

Следует заметить, что при точных расчётах диссоциации и термодинамических функций процесса пользуются не простыми формулами, приведенными в этом разделе, а более точными, с учётом возбуждения высших

электронных состояний, ангармоничности колебаний и т.п. Результаты таких расчётов собраны в справочники. Также следует учитывать то обстоятельство, что в ряде случаев помимо процесса диссоциации происходят и химические реакции, сопровождающиеся тепловыми эффектами. Например, при диссоциации воздуха при высоких температурах, порядка нескольких тысяч кельвинов, происходит окисление части атомарного азота кислородом по схеме $\frac{1}{2}\text{N}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 = \text{NO}$. Реакция окисления азота требует большой энергии активации, так что при температурах ниже 1500 К она практически не идёт. Однако с повышением температуры до 3000 К равновесие реакции устанавливается очень быстро, и расчёт состава и термодинамических функций состояния воздуха нужно выполнять с учётом этой реакции. Как показывает анализ, другие реакции, приводящие к образованию NO_2 , O_3 и т.п., практически не влияют на расчёты, так как концентрация этих компонентов смеси оказывается очень малой.

Как показывает выполненный анализ, при диссоциации использование уравнения Клапейрона для описания состояния газа затруднено, так как его газовая постоянная R вместе с теплоёмкостью и показателем адиабаты изменяются в ходе процесса. Уравнение Майера при этом также не выполняется.

Для описания состояния диссоциирующего газа как неоднородной ТДС используют калорическое уравнение состояния в виде функции:

$$h = h(T, p),$$

применяемой для определения теплосодержания изобарных ТДС. Функция получена как результат решения системы уравнений, описывающих состояние газа и его состав в зависимости от температуры при различных давлениях. Результаты решения в виде таблиц или графиков (монограмм) собраны в справочники для всех часто используемых в технологиях газов: воздух, N_2 , O_2 , H_2 , CO_2 и др.

На рис. 1.2 приведена диаграмма $h(T, p)$ для воздуха. Здесь вплоть до температуры $T \approx 2,5 \cdot 10^3$ К воздух сохраняет признаки идеального газа: его теплоёмкость изменяется незначительно (напоминаем, что теплоёмкость на

диаграмме характеризуется углом наклона зависимости $h(T, p)$, а энтальпия не зависит от давления, т.е. $h = h(T)$. При этом состав воздуха не изменяется, так как процессы диссоциации молекул не наблюдаются.

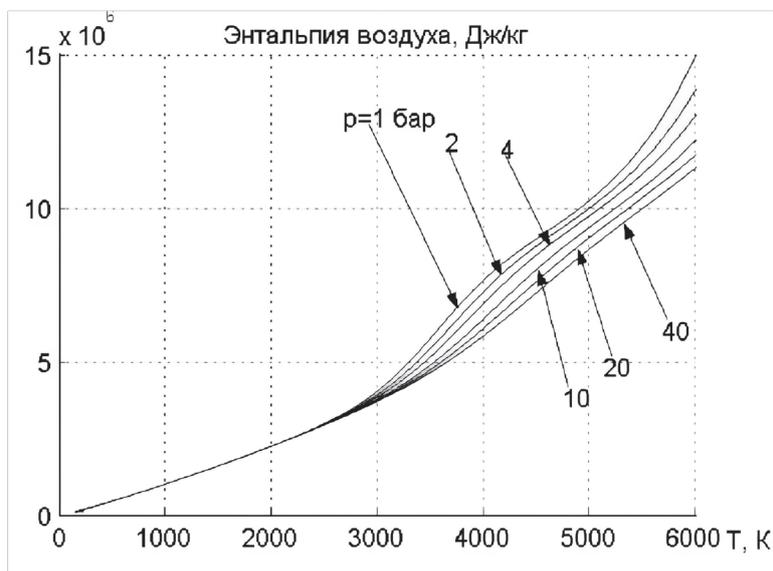


Рис. 1.2. Диаграмма зависимости энтальпии от абсолютной температуры и давления для воздуха

При $T > 2,5 \cdot 10^3$ К в воздухе начинается диссоциация молекул кислорода $O_2 \rightarrow 2O$, а при $T > 3,5 \cdot 10^3$ К становится заметной диссоциация азота $N_2 \rightarrow 2N$.

Как показано в (1.5), степень диссоциации зависит от давления и при $T > 2,5 \cdot 10^3$ К $h = h(T, p)$. С повышением давления (1.9) начало процесса диссоциации смещается в сторону повышения температуры.

Диссоциация повышает теплоёмкость воздуха (1.15), наклон изобар на графике $h(T, p)$ возрастает. В результате зависимость температуры воздуха от его энтальпии отклоняется от линейного характера $h = h(T)$, присущего идеальному газу. Повышение температуры воздуха при увеличении энтальпии замедляется, оно не так интенсивно, как при отсутствии диссоциации молекул газа.

С дальнейшим повышением температуры начинаются процессы ионизации атомов кислорода (при $T > 4,5 \cdot 10^3$ К), а затем и атомов азота (при $T > 5,5 \cdot 10^3$ К). При этом теплоёмкость процесса ещё более возрастает. Это особенно заметно при малых давлениях в системе.

Как следует из приведённого анализа, калорическое уравнение состояния $h(T, p)$, учитывающее реальные процессы, протекающие в газе при подводе теплоты, позволяет определить его температуру при заданных величинах h и p .

1.4. Контрольные вопросы к теме 1

1. Какие процессы называют диссоциацией?
2. Какие величины характеризуют процесс диссоциации?
3. Что такое степень диссоциации?
4. Какими параметрами определяется степень диссоциации?
5. Как определить энтальпию диссоциирующего газа?
6. Определите теплоемкость диссоциирующего газа.
7. К чему приводит диссоциация газа?

ТЕМА 2. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СОСТОЯНИЯ ПЛАЗМЫ

Плазмой называется состояние частично или полностью ионизованного вещества, состоящего из совокупности большого числа положительно и отрицательно заряженных частиц, а также нейтральных атомов и молекул.

Плазму часто называют четвертым состоянием вещества, так как её свойства резко отличаются от свойств тех же веществ, находящихся во всех других известных состояниях. Между газом и плазмой нет резкой границы. Плазма подчиняется газовым законам, например, таким как уравнение состояния газа и закон Дальтона для парциальных давлений компонентов смеси газов. Но наличие свободно движущихся электронов делает плазму особым состоянием вещества. Электроны в плазме могут переносить электрический ток, т.е. они придают плазме свойства, которыми обладают твёрдые проводники, и полупроводники, и электролиты (проводники в жидкой фазе вещества).

Особенности плазмы определяются дальнедействующим характером электрических сил взаимодействия между составляющими её частицами. Так, в газах в случае сил притяжения потенциал межмолекулярных сил (r) пропорционален величине $1/r^6$ (здесь r — расстояние между молекулами). При не слишком высоких температурах и не слишком малом давлении величина r в газах достаточно велика. Это даёт возможность пренебречь межмолекулярными силами и считать газ идеальным. В плазме потенциал взаимодействия между заряженными частицами подчиняется закону Кулона (r) $\approx 1/r$, что приводит к длительному взаимодействию заряженных частиц на больших расстояниях.

2.1. Термодинамические параметры состояния плазмы

Температура плазмы. Вследствие ряда специфических свойств плазмы понятие «температура» имеет множество определений, и их многообразие не позволяет остановиться на одном и считать его в настоящее время единственно правильным. Для плазмы, находящейся в состоянии частичного термодинамического равновесия, можно выделить температуру электронов T_e ,

ионов $T_{\text{и}}$ и атомов $T_{\text{а}}$. В этом случае плазма может рассматриваться как смесь электронного, ионного и атомарного газов, причём распределение скоростей этих частиц в каждом из газов «максвелловское» (хотя эти частицы не находятся во взаимном равновесии). При достаточно больших плотностях между этими газами будет протекать интенсивный энергообмен и плазма будет стремиться к состоянию общего термодинамического равновесия. При этом температуры всех компонентов смеси будут одинаковыми: $T_{\text{е}} = T_{\text{и}} = T_{\text{а}} = T$. Такая плазма называется изотермической. При очень низкой плотности энергообмен даже внутри отдельной составляющей настолько низок, что плазма не может находиться в термодинамическом равновесии и понятие температуры к такому состоянию неприменимо.

В состоянии термодинамического равновесия распределение энергии в газах подчиняется закону Максвелла. По этому закону средняя кинетическая энергия поступательного движения молекулы не зависит от её природы (от массы и строения) и пропорциональна абсолютной температуре газа $E_T = 3/2 k \cdot T$, где k — постоянная Больцмана. Такую температуру часто называют термодинамической.

В случае одноатомной системы, частицы которой имеют только три степени свободы поступательного движения, среднее значение энергии, приходящееся на одну степень свободы, равно $1/2 k \cdot T$.

Для получения полностью ионизованной плазмы нужно нагреть газ до такой температуры, чтобы средняя энергия теплового движения атома была равна или больше его потенциала ионизации J , т.е. $k \cdot T \geq J$. В этом случае реализуется процесс термической ионизации: при столкновении двух атомов один из них теряет электрон, который будет находиться в свободном состоянии, а атом превратится в ион. Такой процесс называется однократной ионизацией атома. При повышении энергии частиц (при повышении температуры плазмы) начинаются процессы, приводящие к вторичной ионизации атома, в ходе которых атом теряет ещё один электрон (или однократный ион теряет электрон). В итоге в плазме появляются частицы (ионы) с двойным зарядовым числом (двукратно

ионизованные частицы). Как правило, вторичная ионизация частиц протекает при очень высоких температурах и реализуется весьма редко.

Для водорода потенциал ионизации $J = 13,54$ эВ (величина $k \cdot T$ измеряется, как правило, в электрон-вольтах, $1 \text{ эВ} = 11600 \text{ К}$). Поэтому полностью ионизованная плазма водорода получается при температурах $T \geq 160 \cdot 10^3 \text{ К}$. Естественно, что такая температура наблюдается только в экспериментальных условиях.

В зависимости от температуры плазму можно классифицировать как низкотемпературную (при $k \cdot T \leq E_{\text{и}}$ или при $T \leq 10^5 \text{ К}$) и высокотемпературную (при $k \cdot T \approx E_{\text{и}}$ или при $T \geq 10^6 \text{ К}$). Высокотемпературная плазма состоит только из электронов и многозарядных ионов.

Давление плазмы. Одним из важнейших параметров плазмы является давление. Если энергия взаимодействия между частицами мала по сравнению с их кинетической энергией E_T , то давление в изотермической плазме можно определить из уравнения состояния идеального газа с учётом закона Дальтона для парциальных давлений:

$$p = (n_e + n_i + n_a) kT, \quad (2.1)$$

где n — концентрация электронов e , ионов i и атомов a ; N — число этих частиц в объёме V .

Внутренняя энергия и энтальпия плазмы. При анализе внутренней энергии плазмы удобно ввести суммарную кинетическую энергию частиц плазмы и среднюю энергию электростатического взаимодействия этих частиц. Кинетическая энергия частиц плазмы как внутренняя энергия идеального газа складывается из энергии всех частиц:

$$U_{\text{ид}} = E_T = 3/2(n_e T_e + n_i T_i + n_a T_a). \quad (2.2)$$

Энергия электростатического взаимодействия частиц определяется по формулам электростатики для двух зарядов как

$$U_{\text{э}} = - e^2 N / r_D, \quad (2.3)$$

где e — заряд частицы (например, отрицательный заряд электрона или положительный заряд однократно заряженного иона), r_D — дебаевский радиус, определяющий глубину проникновения внешнего электрического поля в плазму.

Дебаевский радиус — важная характеристика состояния плазмы для однократно полностью ионизованной плазмы:

$$r_D = \sqrt{kTV / (8\pi N_e e^2)}. \quad (2.4)$$

Таким образом, внутренняя энергия плазмы

$$U = U_{ид} - e^2 N_e / r_D = U_{ид} - e^2 n_e / r_D V.$$

Следовательно, чем меньше плотность заряженных частиц и больше температура, тем меньше плазма отличается от идеального многокомпонентного газа. И наоборот, плотная плазма не подчиняется законам идеального газа.

По значению внутренней энергии, используя дифференциальные уравнения термодинамики, можно определить изохорно-изотермический потенциал, энтропию, теплоёмкость и другие параметры плазмы.

Например, теплоёмкость плазмы

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = C_{Vид} + \frac{e^2 N}{4T r_D} = C_{Vид} - \frac{U_э}{4T}. \quad (2.5)$$

Энтальпию плазмы можно определить как:

$$H = U + pV = H_{ид} - \frac{4}{3} \frac{1}{Tr_D}. \quad (2.6)$$

Из приведённых соотношений следует, что энтальпия в плазме меньше, чем в идеальном газе при тех же параметрах состояния — температуре и плотности. Это объясняется преобладающим влиянием сил притяжения между заряженными частицами плазмы и затратами подведённой энергии на ионизацию газа.

Теплоёмкость плазмы больше теплоёмкости идеального газа, так как энергия расходуется в двух направлениях: на нагрев плазмы (на изменение кинетической энергии частиц) и на изменение средней потенциальной энергии взаимодействия между противоположно заряженными частицами.

Применение законов термодинамики для описания состояния плазмы ограничено её плотностью. При большой плотности электронов энергия плазмы и её давление определяются не электростатическим взаимодействием, а явлением вырождения. При этом состояние плазмы описывается методами статистической физики.

При расчёте свойств плазмы при высоких температурах необходимо учитывать излучение, покидающее её объём. При низких температурах энергия излучения мала по сравнению с кинетической энергией частиц плазмы, но при повышении температуры лучистая энергия становится соизмеримой с полной внутренней энергией, и потери на излучение приводят к отклонению от равновесного распределения частиц по энергиям.

Температуру, при которой необходимо учитывать излучение частиц, можно найти с учетом следующих соображений. Полная плотность энергии равновесного излучения по закону Стефана-Больцмана:

$$EV = \sigma_0 T^4, \quad (2.7)$$

где σ_0 — постоянная Стефана-Больцмана. Если плотность энергии равновесного излучения становится соизмеримой с плотностью энергии теплового движения частиц, т.е. $\sigma_0 T^4 = 3/2 kTn$, то $T = \sqrt[3]{3kn/2\sigma_0}$. Интенсивное излучение плазмы вызывает большие трудности её адиабатной изоляции.

2.2. Ионизация газа. Степень ионизации

Процесс образования плазмы — это процесс ионизации нейтральных атомов и последующей ионизации уже имеющихся ионов. Для превращения атома в ион необходимо затратить определённую энергию, называемую энергией ионизации $E_{\text{и}}$, которая обычно выражается в электрон-вольтах (эВ). Величина энергии ионизации зависит от природы вещества и энергетического состояния атомов и характеризуется потенциалами ионизации J . Слабее всего связаны электроны в атомах одновалентных щелочных металлов, у которых один внешний электрон находится на далёкой орбите. Прочнее — электроны в атомах инертных

газов, так как у них электроны образуют замкнутые электронные оболочки. В общем случае энергия ионизации атома тем меньше, чем больше их атомная масса, так как в тяжёлых атомах много внутренних электронов, экранирующих поле ядра.

Потенциалы первой ионизации большинства атомов и молекул составляют от 7 до 15 эВ, так что ионизация начинается при температурах порядка нескольких или десятка тысяч кельвинов тем раньше, чем ниже потенциал ионизации и чем разреженнее газ. Так же как и диссоциация молекул, ионизация начинается при значениях kT , намного меньших, чем потенциал ионизации. Причина этого та же, что и в случае диссоциации: начало процесса осуществляют частицы, обладающие высокой энергией из максвелловского распределения по скоростям.

По мере повышения температуры степень ионизации газа возрастает, и при температуре порядка нескольких десятков тысяч кельвинов практически все атомы оказываются однократно ионизованными. В водороде процесс ионизации на этом и заканчивается, при дальнейшем нагревании газ остаётся полностью ионизованными представляет собой плазму, состоящую из электронов и протонов, каждая частица совершает только поступательное движение, а теплоёмкость равна $3/2 kT$ на частицу.

В газе из более тяжёлых атомов после первой ионизации начинается вторая, затем третья и т.д. Обычно следующая ионизация начинается ещё до полного окончания предыдущей, так что при температурах выше нескольких десятков тысяч кельвинов в газе присутствуют ионы нескольких зарядов.

Для характеристики состава плазмы вводят следующие величины.

Степень ионизации газа — это величина, определяющая число свободных электронов, приходящихся на один исходный атом газа:

$$\alpha_e = n_e/n_0. \quad (2.8)$$

Кроме степени ионизации вводят понятие относительной концентрации ионов. Так как ионы могут иметь неоднократную ионизацию, то их состояние принято обозначать зарядовым числом z , для нейтрального атома $z = 0$, для од-

нократно ионизованного атома (иона) $z = 1$, для атома с двукратной ионизацией $z = 2$ и т.д. Тогда относительная концентрация z -иона $\alpha_z = n_z/n_0$. Концентрации α_z связаны между собой следующими условиями сохранения:

- числа атомов: исходное число атомов определяет количество атомов и ионов в произвольном состоянии плазмы:

$$\sum n_z = n_0, \sum \alpha_z = 1; \quad (2.9)$$

- числа зарядов (условие квазинейтральности плазмы), имеет следующее содержание: суммарный заряд многократно заряженных ионов должен быть равен суммарному заряду электронов:

$$\sum z n_z = n_e, \sum z \alpha_z = \alpha_e. \quad (2.10)$$

Равновесные концентрации ионов в (2.10) удовлетворяют уравнениям, аналогичным для диссоциации молекул. Это и понятно, так как процесс ионизации можно представить как химическую реакцию «диссоциации» атома или иона. Следовательно, общее количество частиц в плазме с учётом (1.9) определяется как $(1 + \alpha_e)n_0$.

Рассмотрим внутреннюю энергию единицы объёма ионизированного газа. Полагая, что все частицы газа подчиняются статистике Больцмана, мы должны приписать каждой из них тепловую энергию поступательного движения $3/2 k \cdot T$. Кроме того, z -ион будет обладать энергией электронного возбуждения W_z и энергией, затраченной на ионизацию $E_{и} = J_1 + J_2 + \dots + J_z$, ($J_0=0$). Эта энергия затрачена на отрыв от атома z -числа электронов. Также будем полагать, что все молекулы газа диссоциированы на атомы.

Если отсчитывать внутреннюю энергию плазмы от неионизированного состояния газа при нуле температуры, то для удельной внутренней энергии, приходящейся на единицу объёма, можно составить следующее выражение:

$$u = 3/2(1 + \alpha_e)n_0kT + n_0\sum E_{и}\alpha_z + n_0\sum W_z\alpha_z. \quad (2.11)$$

Если газ при низких температурах многоатомный, то к полученному выражению следует прибавить энергию диссоциации $n_0\sum U^*\alpha_z$.

С увеличением температуры вклад во внутреннюю энергию процессов ионизации возрастает, вклад энергии электронного возбуждения невелик при всех температурах.

Давление ионизованного газа определяется соотношением:

$$p = (1 + \alpha_e)n_0kT. \quad (2.12)$$

Большинство технологических плазменных процессов протекает при постоянном или мало изменяющемся давлении газа. В этих процессах теплосодержание плазмы является наиболее важной термодинамической функцией, описывающей её состояние. По определению, теплосодержание (энтальпия) газа — сумма внутренней энергии молекул и потенциальной энергии давления как результат взаимодействия системы с внешней средой. Теплосодержание соответствует количеству теплоты, сообщённому плазме извне при постоянном давлении, и может быть выражено для единицы объёма как:

$$h = u + p = 5/2(1 + \alpha_e)n_0kT + n_0\sum E_n \alpha_n + n_0\sum W_z \alpha_z. \quad (2.13)$$

Уравнение (2.13) позволяет анализировать теплоёмкость плазмы при постоянном давлении: $C_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p$.

Таким образом, термодинамические параметры состояния плазмы полностью зависят от степени её ионизации. Степень ионизации газа аналогична степени диссоциации газа и зависит от температуры и давления (сравнивать надо одинаковые изобары состояния). Практически ионизация становится заметной при температурах, когда диссоциация газа уже заканчивается.

Максимальное значение теплоёмкости при незначительных температурах достигается в интервалах, в которых наиболее интенсивны процессы как диссоциации, так и ионизации газа. Последний процесс определяет значительную величину теплосодержания и теплоёмкости плазмы двухатомных газов в области температур $(3 \dots 8) \cdot 10^3$ К. Благодаря этому обстоятельству двухатомные газы (кислород, азот, водород) являются лучшим, чем одноатомные газы, рабочим телом для таких технологических процессов, как сварка, резка, плавление, т.е. процессов,

требующих большого нагрева материалов. Однако преимущество двухатомных газов постепенно исчезает при переходе в область более высоких температур, где теплосодержание определяется, главным образом, процессами ионизации.

Как показывает анализ, при степени ионизации плазмы $\alpha < 10^{-4}$ подвижность электронов в плазме (длина свободного пробега между соударениями) зависит в основном от электрон-атомных столкновений. Такая плазма называется слабоионизованной, её свойства определяются, главным образом, химической природой газа. При $\alpha > 0,1$ подвижность электронов устанавливается уже далекодействующими кулоновскими взаимодействиями с ионами, это взаимодействия уже не газокINETические, а на уровне электростатических полей заряженных частиц. Такая плазма считается сильноионизованной, её свойства подчиняются законам полностью ионизованной плазмы и слабо зависят от химической природы газа.

Ионизация в смеси газов протекает сложнее, но основные положения не изменяются. Практический интерес представляет случай ионизации смеси одноатомных газов, один из которых представляет собой присадку, обладающую малой величиной потенциала ионизации по сравнению с потенциалом ионизации основного газа. Такая ситуация реализуется в МГД-генераторах, энергетических установках, непосредственно превращающих кинетическую энергию потока газа в электрическую энергию. Основная особенность или принцип работы таких генераторов заключается во взаимодействии потока плазмы (потока заряженных частиц) с внешним магнитным полем. В результате происходит их разделение в соответствии с их положительным или отрицательным зарядом. Таким образом, в канале генератора образуется разность потенциалов, являющаяся источником электрической энергии.

В смеси газов степень ионизации каждого компонента $\alpha_k = n_{ek}/n_{zk}$, а степень ионизации всей смеси $\alpha_m = \sum \alpha_k \xi_k$, где ξ_k — относительная доля компонентов в смеси, ξ_k определяется по формуле Саха.

Степень ионизации присадки и смеси соответственно:

$$\alpha_{\text{п}} = n_{\text{еп}} / (n_{\text{ап}} + n_{\text{ип}}) \approx n_{\text{ип}} / n_{\text{зп}}, \quad \alpha_{\text{с}} = n_{\text{ип}} / (n_{\text{ог}} + n_{\text{оп}}) = \alpha_{\text{п}} \xi_{\text{п}} / (1 + \xi_{\text{п}}). \quad (2.14)$$

Как правило, $\xi_{\text{п}} \ll 1$, степень ионизации смеси газа с присадкой определяется соотношением $\alpha_c = \alpha_{\text{п}} \xi_{\text{п}}$, т.е. параметрами присадки — степенью её ионизации и долей в смеси. Следовательно, малейшая доля легкоионизирующейся присадки в поток газа обуславливает степень ионизации и все электрофизические параметры вовсе не ионизованного газа.

Как правило, $\xi_{\text{п}} = 0,01$ и на ионизацию присадки затрачивается минимальная энергия по сравнению с той величиной, которая потребовалась бы для ионизации расхода рабочего газа.

2.3. Константа равновесия ионизации. Формула Саха

Существует несколько методов образования плазмы, наиболее распространёнными из которых являются термическая ионизация, ионизация электронным ударом и ионизация излучением (фотоионизация).

Термическая ионизация реализуется при ударе типа атом — атом или атом — ион при высокой энергии (температуре) этих тяжёлых частиц, соответствующей $kT > J$. Ионизация электронным ударом обеспечивается высокой энергией электрона, энергия атомов при этом существенной роли не играет. Обычно электрон получает энергию при ускорении во внешнем электрическом поле, в таком случае его энергия $E_e = el_e E_{\text{н}}$, где e — заряд электрона, l_e — длина свободного пробега электрона (пробег электрона между столкновениями), $E_{\text{н}}$ — напряжённость электрического поля, ускоряющего электрон. Фотоионизация реализуется при условии поглощения атомом фотона энергией $h\nu > J$.

Процесс ионизации удобно записывать в виде уравнений химической реакции взаимодействия частиц. При этом рассматривают ионизацию атома с основного, невозбуждённого состояния. В случае термической ионизации атома A при соударении с атомом B (удары первого рода) реализуется схема процесса $A + B = A^+ + B + e$. Видно, что атом B при этом выступает в роли катализатора реакции, т.е. схема реакции может иметь другой вид: $A = A^+ + e$. Здесь A^+ — однократно ионизованный атом (ион с зарядовым числом $z = 1$).

В случае ионизации электронным ударом схема процесса имеет вид: $A + e = A^+ + 2e$ и при фотоионизации $A + h\nu = A^+ + e$.

Процессы, обратные процессам ионизации, — процессы дезактивации ударами второго рода, рекомбинации при тройных соударениях (тройной рекомбинации) и рекомбинации с излучением (фоторекомбинации). Следует отметить, что при тройной рекомбинации, интенсивно протекающей в плотной плазме, когда вероятность соударения сразу трёх частиц достаточно велика, энергия ионизации вновь возвращается в плазму. При этом процесс равновесный, т.е. обратимый. В менее плотной среде рекомбинация происходит по схеме фоторекомбинации, т.е. с излучением фотона. В этом случае прямой процесс ионизации электронным ударом или термической ионизации не соответствует обратному процессу, т.е. является необратимым, неравновесным, а часть энергии, затраченной на ионизацию, может быть потеряна плазмой через её излучение.

Ионизацию, вне зависимости от её вида, можно рассматривать как химическую реакцию, протекающую по схеме $X + Y = XY$, где X — ион, Y — электрон, XY — нейтральный атом, т.е. ион с присоединённым электроном.

В результате совокупности прямых процессов ионизации и обратных процессов рекомбинации система стремится к динамическому равновесию, аналогично химическим реакциям и диссоциации молекулярного газа. По аналогии с последней реакция ионизации, протекающая по указанной схеме, характеризуется константой равновесия ионизации и законом действующих масс, выраженным через концентрации взаимодействующих частиц формулой Саха:

$$\frac{n_{z+1}n_e}{n_z} = K_{z+1}(T) = 2 \frac{u_{z+1}}{u_z} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I_{z+1}}{kT}\right), \quad (2.15)$$

где n_e — концентрация электронов; n_{z+1} — концентрация ионов с зарядом $z + 1$ (атому соответствует $z = 0$); u_{z+1} — статистическая электронная сумма $z+1$ -иона.

Константа равновесия ионизации в форме (2.15) была определена индийским астрофизиком Саха методами статистической термодинамики при условии термодинамического равновесного состояния плазмы.

Статистическая электронная сумма иона учитывает все возможные возбуждённые энергетические состояния электронов, находящихся в связанном состоянии с ионом. Однако в большинстве случаев расчёт этой величины — просто определение статистического веса основного, невозбуждённого состояния иона, $u \approx g_0$. Что касается статистической суммы свободного электрона, то она сводится к его статистическому весу, равному двум, в соответствии с двумя возможными ориентациями спина.

Обычно существует некоторый диапазон температур (до $30 \cdot 10^3$ К), в котором существенна только первая ионизация, а вторая ещё не начинается (потенциал второй ионизации примерно вдвое больше потенциала первой). В этом диапазоне температур уравнения (2.14), записанные для многократной ионизации, сводятся к одному уравнению с $z = 0$. При этом степень ионизации плазмы α_e совпадает с относительной концентрацией ионов α_z и удобно пользоваться соотношениями:

$$\frac{n_e n_1}{n_0} = K_p(T) = \frac{\alpha}{1-\alpha} n_e = \frac{\alpha^2}{1-\alpha^2} \frac{p}{kT}, \quad (2.16)$$

где n_1 — концентрация однозарядных ионов, $n_1 = n_e$, n_0 — начальная концентрация атомов ($n_0 = n_1 + n_e$), $\alpha = n_e/n_0$.

Умножив формулу Саха (2.15) на $k \cdot T$, получим формулу для парциальных давлений компонентов плазмы $p_i = n_i k \cdot T$. С помощью (2.16), справедливой для однократно ионизованной плазмы, можно перейти и к степени ионизации плазмы.

В плазме в результате электростатического взаимодействия атомов и заряженных частиц, окружающих атом, происходит снижение энергии (потенциала) ионизации J на величину ΔE . Объясняется это тем, что электростатическое взаимодействие приводит к ослаблению связи электронов внешних электронных оболочек атома с ядром и они могут в принципе оказаться даже свободными. Таким образом, эффективная или действительная энергия ионизации атома в плазме снижается и определяется разностью $J - \Delta E = E$. Снижение потенциала ионизации зависит, главным образом, от концентрации электронов и наиболее просто вычисляется по формуле, эВ:

$$\Delta E = 7 \cdot 10^{-7} \cdot n_e^{0,333}, \quad (2.17)$$

в которой плотность электронов измеряется в см^{-3} . Существуют более детальные оценки величины ΔE с учётом температуры электронов, однако и из приближённой оценки видно, что эта поправка к потенциалу ионизации становится существенной в случае весьма плотной плазмы, что редко встречается в плазменных промышленных технологиях.

2.4. Анализ равновесного состава плазмы

Для определения состава, теплосодержания и теплоёмкости термодинамически равновесной плазмы при её ионизации в общем случае необходимо совместно рассматривать следующие уравнения. Прежде всего, это уравнения действующих масс всех компонентов, записанных в форме уравнения Саха (2.15) (иногда это уравнение называют уравнением Саха—Эггерта); закон Дальтона для парциальных давлений компонентов и смеси (2.1); условие квазинейтральности плазмы (2.10), а также выражения для определения энтальпии (2.13) и теплоёмкости плазмы, получаемое из уравнения (2.13).

Как правило, решение этой системы уравнений выполняется в соответствии с теоремой Дюгема при заданных значениях двух термодинамических параметров состояния — давления и температуры. Расчёт выполняется методом последовательных приближений, так как для вычисления эффективной энергии ионизации необходимо знать значения плотности электронов в плазме.

Например, система уравнений для расчёта состава равновесной низкотемпературной плазмы, в которой осуществляется одно- и двукратная ионизация атомов газа, имеет вид

$$K_1 = \frac{p_e p_{i1}}{p_a}; \quad K_2 = \frac{p_e p_{i2}}{p_{i1}}; \quad \alpha_1 = \sqrt{\frac{K_1}{K_1 + p_0}}; \quad \alpha_2 = \sqrt{\frac{K_2}{K_2 + p_0}};$$

$$p_e = p_{n1} + 2p_{n2},$$

$$\text{или } n_e = n_{n1} + 2n_{n2}; \quad p_0 = p_a + p_e + p_{n1} + p_{n2},$$

$$\text{или } n_0 = n_a + n_e + n_{n1} + n_{n2}; \quad p_0 = n_0 k \cdot T; \quad p_a = n_a k \cdot T; \quad p_e = n_e k \cdot T;$$

$$p_{n1} = n_{n1} k \cdot T; \quad p_{n2} = n_{n2} k \cdot T.$$

$$p_a = \frac{[(1 - \alpha_1)/\alpha_1]p_0}{(1 - \alpha_1)/\alpha_1 + 2 + \alpha_2}; p_e = \frac{(1 + \alpha_2)p_0}{(1 - \alpha_1)/\alpha_1 + 2 + \alpha_2};$$

$$p_{i1} = \frac{\alpha_1 p_0}{1 + \alpha_1 + 3\alpha_2/(1 - \alpha_2)}; p_{i2} = \frac{\alpha_2 p_0}{(1 - \alpha_1)/\alpha_1 + 2 + \alpha_2}.$$

В этих уравнениях состав плазмы выражен через парциальные давления компонентов. Решение системы уравнений, определяющей состав плазмы через константы равновесия и степень диссоциации, можно представить в виде:

В случае однократной ионизации для анализа состава плазмы удобно пользоваться формулами (2.16).

Для полного описания состояния равновесной плазмы необходимо привлечь соотношение, характеризующее её энергетическое состояние или полное теплосодержание единицы массы газа (2.13), в следующем виде:

$$h_0 = \frac{1}{m_a} \left[\frac{5}{2} kT_0 (1 + \alpha_e) + \sum \alpha_z J_z \right], \quad (2.18)$$

где первый член суммы определяет теплоту, затраченную на нагрев компонентов плазмы, а второй — на ионизацию в зависимости от её кратности. Величина потенциала ионизации J_z должна учитывать эффект снижения его уровня в зависимости от плотности электронов в плазме. В случае учёта диссоциации газа система уравнений дополняется соотношениями, описывающими этот процесс. Таким образом, состав и теплосодержание плазмы полностью выражаются через степень её ионизации.

Чем сложнее химический состав плазмы, тем больше число уравнений. В расчётах, которые обычно выполняются на ЭВМ, учитываются только те реакции, в результате которых получаются заметные концентрации компонентов. Например, в точных расчётах воздушной плазмы рассматривается свыше 10 реакций. Случай однокомпонентной плазмы значительно проще. Так, для двухатомного газа (азота, кислорода) при $T \leq 15 \cdot 10^3$ К во внимание принимаются лишь реакции диссоциации и ионизации атомов и молекул газа электронным ударом. Ещё проще случай одноатомного газа, например, для аргона при $T \leq 25 \cdot 10^3$ К достаточно рассмотреть реакции первичной

и вторичной ионизации атома электронным ударом, так как ионизация третьего и выше порядка несущественна. Результаты расчёта параметров состояния плазмы, наиболее часто встречающихся в технологиях газов, приведены в справочниках.

Характер зависимости энтальпии плазмы от температуры аналогичен этой зависимости при диссоциации газа. Изменение теплоёмкости плазмы при протекании процессов ионизации также аналогично закономерностям поведения теплоёмкости диссоциирующего газа.

При ионизации в той области температур, где она наиболее интенсивна, химический вклад в теплоёмкость плазмы от процесса ионизации будет максимален, а теплоёмкость плазменного состояния будет иметь максимум, как и при диссоциации. Таким образом, при повышении температуры газа его теплоёмкость вначале проходит через максимум, обусловленный диссоциацией, а затем через серию максимумов, обусловленных однократной ионизацией и затем ионизацией более высоких порядков. Теплота, подводимая к газу или плазме в окрестностях максимумов теплоёмкости, расходуется в основном не на нагрев газа (не на повышение кинетической энергии хаотического движения частиц и возбуждения их внутренних степеней свободы), а на деструкцию вещества — сначала на диссоциацию молекул, а затем на ионизацию атомов.

Изменение состава газа и плазмы вследствие диссоциации молекул на атомы и ионизации атомов влияет не только на теплоёмкость, но и на показатель адиабаты газа k . При температурах $T < 1,5 \cdot 10^3$ К, когда диссоциация молекул, составляющих воздух, невелика, $k = 1,4$, что характерно для двухатомного идеального газа. При повышении температуры k изменяется немонотонно, с резким характером в максимумах теплоёмкости. Это следует учитывать в расчётах состояния воздуха при повышенных температурах.

2.5. Контрольные вопросы к теме 2

1. Дайте определение плазмы.
2. Какие особенности плазмы?

3. Какие термодинамические параметры плазмы?
4. Какой процесс называют однократной ионизацией?
5. Как плазма классифицируется в зависимости от температуры?
6. Что такое потенциал ионизации плазмы?
7. Дайте определение степени ионизации плазмы.
8. От чего зависят термодинамические параметры состояния плазмы?
9. Какие существуют методы ионизации плазмы?
10. По каким уравнениям проводят анализ равновесного состояния плазмы?

УЧЕБНЫЙ МОДУЛЬ 2. МЕТОДЫ АНАЛИЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

ТЕМА 3. МЕТОДЫ АНАЛИЗА ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Непрерывное преобразование теплоты в работу или, наоборот, работы в теплоту возможно при осуществлении кругового термодинамического процесса или цикла. Система для непрерывного преобразования энергии посредством осуществления кругового процесса (или цикла) называется тепловой машиной.

Тепловая машина с точки зрения термодинамики представляет собой совокупность рабочего тела и источников теплоты (теплоотдатчиков и теплоприёмников), взаимодействующих в ходе преобразования энергии. Условия, в которых происходит это взаимодействие, определяют особенности данной машины.

Для анализа преобразования энергии посредством действия тепловой машины разработаны метод термодинамических циклов и эксергетический метод расчёта работоспособности рабочего тела. Оба метода в качестве математических моделей используют закономерности различных термодинамических процессов, протекающих как в однородных, так и в неоднородных системах.

Энергетические системы, в которых осуществляется прямой цикл (цикл, в котором производится работа, отдаваемая внешнему потребителю), называются теплосиловыми установками. Установки, работающие по обратному циклу (циклу, для осуществления которого затрачивается работа внешних сил) — холодильными установками.

Циклы теплосиловых установок обычно подразделяют на три основные группы: газовые, паровые и прямого преобразования теплоты в электроэнергию.

Общим для всех теплосиловых газовых циклов является то, что в течение всего цикла рабочее тело сохраняет одно и то же агрегатное состояние в виде газа, который с точностью, достаточной для качественного анализа, можно

рассматривать как идеальный. Для анализа этих циклов используют все закономерности термодинамики однородных систем.

В теплосиловых циклах, основанных на использовании пара, агрегатное состояние рабочего тела меняется. В одной части цикла рабочее тело находится в жидком состоянии, в другой части — в виде двухфазной смеси (влажный пар), в третьей — в виде газа (перегретый пар).

В циклах безмашинного преобразования теплоты в электроэнергию используется рабочее тело — газ, обладающий свойствами плазмы.

Для оценки эффективности теплосилового устройства следует ответить на две основные группы вопросов:

1. Насколько велик КПД цикла установки, от каких факторов он зависит и что нужно предпринять для его увеличения?
2. Насколько велики потери работоспособности установки, как распределены эти потери по отдельным элементам цикла; на усовершенствование какой части цикла установки нужно направить усилия для повышения её эффективности?

Другой путь оценки эффективности теплосилового устройства использует понятие эксергии (работоспособности) системы. Подсчитывая потерю эксергии системы в основных элементах установки, можно оценить совершенство энергообмена в системе в целом. Это позволит провести качественный анализ установки и выявить основные источники снижения её эффективности.

3.1. Принципы построения термодинамических циклов тепловых машин

Метод циклов, используемый в технической термодинамике, предоставляет возможность анализировать эффективность работы реальных тепловых машин и выявлять пути повышения этой эффективности. Вместе с тем, он устанавливает предел эффективности преобразования теплоты в работу (и наоборот), служащий эталоном для эффективности реальных тепловых машин.

Идея создания тепловой машины, непрерывно работающей по замкнутому термодинамическому процессу, наиболее полно изложена в работе С. Кар-

но. Цикл Карно основан на таких понятиях термодинамики, как равновесный процесс, круговой процесс, принцип работоспособности теплоты, заложивших основу технической термодинамики. Эффективность преобразования теплоты в работу машиной, работающей по циклу Карно, является максимально возможной в заданном интервале температур. Эта особенность цикла Карно делает его эталоном для анализа эффективности преобразования энергии в реальных тепловых двигателях.

Основой создания термодинамического цикла реальной тепловой машины является так называемая индикаторная диаграмма. Эта диаграмма отображает ход реальных процессов, протекающих в машине. Она составляется экспериментально на основе измерений параметров состояния рабочего тела (как правило, это давление) в зависимости от перемещения рабочих узлов машины. Диаграмма изображается в p - v координатах. Цикл работы тепловой машины, созданный на основе индикаторной диаграммы, называют действительным циклом.

В реальных тепловых машинах превращение энергии связано с комплексом сложных физико-химических, газодинамических и термодинамических процессов (например, горение, теплообмен, трение и т.п.). Эти процессы необратимые, вследствие чего и сами реальные циклы также необратимые. Цель анализа действительного цикла машины — выявление основных факторов, влияющих на экономичность работы машины, оценка совершенства процессов, происходящих в ней. Кроме того, на основе результатов анализа можно рассчитать силовые и термические нагрузки, действующие на рабочие узлы машины. Такие цели принуждают в первом приближении отбрасывать из действительного цикла второстепенные факторы. Это необходимо для того, чтобы по возможности полнее отождествить реальные процессы, происходящие в тепловой машине, с обратимыми термодинамическими процессами, допускающими при их изучении применение термодинамических методов исследования. При идеализации действительных циклов тепловых машин принимают ряд общих допущений.

Эти допущения сводятся к следующему:

1. Циклы полагают замкнутыми (в действительности продукты сгорания топлива удаляются в атмосферу, а на их место поступает новое рабочее тело).
2. Рабочее тело в цикле — идеальный газ с постоянной теплоёмкостью. Масса газа во всех процессах цикла одинакова, т.е. остаётся постоянной в цикле.
3. Процесс сгорания топлива, связанный с выделением энергии и с изменением химического состава газа, рассматривается как обратимый процесс подвода теплоты к однородному рабочему телу от некоего внешнего источника (нагревателя).
4. Процесс удаления отработанных продуктов сгорания вместе с теплотой, содержащейся в них, условно заменяется обратимым процессом отвода теплоты от рабочего тела к внешнему приёмнику теплоты (охладителю).
5. Механические потери (потери на трение) и потери теплоты в окружающую среду (унос теплоты системой охлаждения машины) отсутствуют.

При таких допущениях все процессы, составляющие цикл тепловой машины, можно считать обратимыми, а цикл машины — замкнутым обратимым термодинамическим циклом. Этот цикл легко поддаётся термодинамическому анализу и позволяет отчётливо выявить факторы, определяющие качественные и количественные показатели работы реальной тепловой машины. В этом заключается принцип использования термодинамического метода циклов в интересах технической термодинамики.

В ходе последующих расчётов отклонения, обусловленные отличием идеального цикла от действительного, могут быть учтены введением поправочных коэффициентов, которые определяются экспериментально при отработке ранее созданных машин данного типа.

Рассмотрим термодинамический цикл тепловой машины, представляющей собой термомеханическую систему, включающую цилиндр, поршень и рабочее

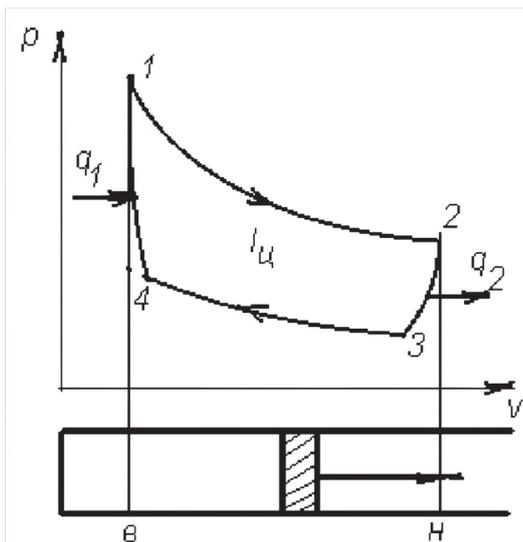


Рис. 3.1. Термодинамический цикл тепловой машины

тело (идеальный газ), находящееся в цилиндре. Для термодинамического анализа процессов, протекающих в тепловой машине, используем диаграмму $p-v$ состояний (рис. 3.1). В состоянии 1 система имеет наивысшие параметры p_1 и T_1 , при которых начинается процесс расширения газа под поршнем 1–2. В результате совершается работа расширения l_{pc} , величина которой характеризуется площадью на диаграмме, расположенной под линией процесса. В состоянии 2 достигается максимальное

расширение газа, ограниченное максимальным перемещением поршня в конструкции машины между верхним и нижним и крайними положениями, и полезная работа машины завершается.

При попытке вернуть систему из состояния 2 в исходное состояние 1 в рамках модели обратимых процессов система должна получить из окружающей среды энергию в виде механической работы сжатия в обратимом процессе 2–1, точно соответствующую работе расширения 1–2. При этом полезная (дополнительная) работа машины как энергетической системы отсутствует. Для получения полезной работы тепловой машины (работа расширения должна быть больше работы сжатия) необходимо понизить давление газа в состоянии 2 отводом от него теплоты q_2 к приёмнику теплоты. Отвод теплоты осуществляется в обратимом процессе 2–3.

Возврат системы в исходное состояние начинается в точке 3 сжатием газа внешними силами, совершающими работу сжатия $l_{сж}$ в процессе 3–4 (поршень возвратился в исходное состояние) и подводом теплоты q_1 к газу в процессе 4–1 от нагревателя с высокой температурой (рабочее тело возвращено в исходное состояние). Работа сжатия и подвод теплоты q_1 компенсируют энергозатраты газа на совершение работы расширения и на отвод от него теплоты q_2 .

В результате последовательно осуществляемых термодинамических

процессов рабочее тело системы прошло через ряд изменений состояния и вернулось к исходному состоянию, т.е. совершило замкнутый (круговой) процесс — термодинамический цикл.

Полезная работа машины за цикл (работа цикла) равна разности работ в процессах расширения и сжатия. На p - v диаграмме эта работа цикла характеризуется площадью, ограниченной контуром цикла: $l_{\text{ц}} = l_{\text{рс}} - l_{\text{сж}}$.

По условию обратимого цикла все параметры и функции состояния рабочего тела, изменяясь в процессах, в конце цикла должны принимать своё первоначальное значение. Следовательно, в результате цикла внутренняя энергия газа постоянна, суммарное изменение внутренней энергии в процессах, составляющих цикл, вычисляется интегрированием по замкнутому контуру этого цикла и равно нулю: $\Delta u_{\text{ц}} = \oint du = 0$.

Из математики известно, что если интеграл, взятый по замкнутому контуру (по замкнутой кривой), равен нулю, то подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции. Эта функция не зависит от контура интегрирования, т.е. в этом примере от характера процессов, составляющих цикл. Такой функцией является внутренняя энергия рабочего тела, изменение которой действительно не зависит от характера процесса.

В итоге первый закон термодинамики, применённый к циклу, будет иметь следующий вид: $q_{\text{ц}} = q_1 - |q_2| = l_{\text{ц}}$. Здесь величина отводимой теплоты q_2 взята по абсолютной величине, так как имеет отрицательное значение по физическому смыслу энергообмена.

Циклы, в которых подведённая теплота превращается в работу над внешней средой, называют прямыми. В прямых циклах работа расширения больше работы сжатия, на p - v диаграмме они протекают по часовой стрелке. По прямым циклам работают тепловые двигатели (поршневые двигатели внутреннего сгорания, газотурбинные установки, паровые машины, реактивные двигатели и т.д.).

Эффективность прямого цикла оценивается величиной термического коэффициента полезного действия (КПД). По определению, величина КПД цикла

рассчитывается как отношение работы цикла к теплоте, подведённой к рабочему телу от внешних источников:

$$\eta = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} < 1. \quad (3.1)$$

Термический КПД характеризует долю преобразования теплоты, подведённой к циклу, в работу. Так как отведённая теплота q_2 не может равняться нулю (без отвода теплоты нельзя реализовать цикл из обратимых процессов), то величина термического КПД цикла всегда меньше единицы.

Если цикл представить протекающим в обратном направлении, тогда для его осуществления необходимо затратить работу внешних сил, эквивалентную площади цикла. При этом от холодного источника будет передаваться рабочему телу теплота q_2 , а нагревателю от рабочего тела — теплота $q_1 = q_2 + l_{\text{ц}}$. Таким образом, при затрате извне работы (компенсирующий процесс) теплота будет перетекать от холодного источника к горячему.

По обратному циклу работают холодильные машины и тепловые насосы, где на осуществление цикла расходуется работа внешних сил. В них работа сжатия больше работы расширения, они протекают на диаграмме p - v против часовой стрелки. Для оценки эффективности холодильных машин применяется холодильный КПД цикла как отношение полезного количества теплоты q_2 , переданного от холодного источника к горячему, к затраченной работе.

3.2. Цикл Карно. Теорема Карно

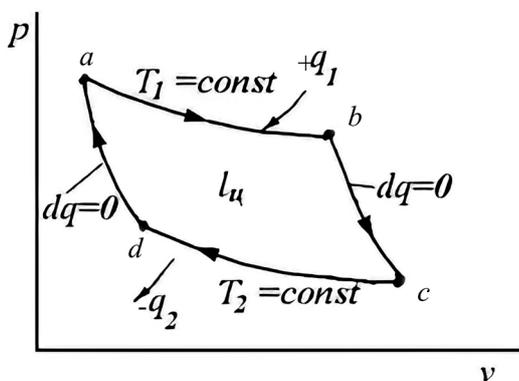
Принципы действия тепловых машин, назначение которых состоит в превращении теплоты в работу, начал изучать французский военный инженер Сади Карно, опубликовавший в 1824 г. книгу «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу». Работа Карно стала впоследствии основой теории тепловых двигателей.

3.2.1. Особенности цикла Карно

Исследуя возможность создания эффективной тепловой машины, Карно предложил принципиальный цикл её работы, состоящий из четырех

процессов. При совершении цикла термодинамическая система обменивается энергией с окружающей средой в виде теплоты и работы, т.е. это простая термомеханическая система. Тепловое взаимодействие происходит с двумя телами, имеющими постоянную, но разную температуру. Одно из них, с бóльшей температурой T_1 , используется для подвода теплоты q_1 к системе (нагреватель). Другое тело, с меньшей температурой T_2 , — для отвода теплоты q_2 из системы (холодильник). Так как температуры нагревателя и холодильника постоянны, а процессы подвода и отвода теплоты к рабочему телу должны быть обратимыми, то оба процесса теплообмена могут быть только изотермическими, т.е. при $T_1 = \text{const}$ и $T_2 = \text{const}$. Обратимость цикла достигнута вследствие равенства (с точностью до бесконечно малой величины) температур горячего источника и рабочего тела при подводе теплоты q_1 и рабочего тела и холодного источника при отводе теплоты q_2 . Если разность температур между источником теплоты и рабочим телом была бы конечна (как в реальных процессах теплообмена), то цикл был бы необратимым.

Температура рабочего тела в цикле должна изменяться от T_1 до T_2 без



тепловых потерь, т.е. без теплообмена с окружающей средой. Этому условию отвечают свойства адиабатных процессов. Таким образом, цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат. Рабочим телом в цикле является идеальный газ.

Рис. 3.2. Цикл Карно на p - v диаграмме

Идеи Карно были математически обоснованы Э. Клапейроном (1834 г.), который предложил графическое изображение цикла

Карно на p - v диаграмме с последовательным анализом эффективности цикла.

Диаграмма p - v цикла Карно приведена на рис. 3.2. В процессе a - b рабочее тело изотермически расширяется при температуре нагревателя $T_1 = \text{const}$ с подводом теплоты q_1 и с совершением работы расширения: $q_1 = l_{T_1} = RT_1 \ln(v_b/v_a)$. В точке b заканчивается теплообмен с нагревателем, и дальнейшее расширение рабочего

тела в процессе $b-c$ носит уже адиабатный характер. Адиабатное расширение газа продолжается до температуры T_2 в точке c . При этом совершается работа расширения, равная изменению внутренней энергии газа: $l_{ад} = c_V(T_1 - T_2)$.

В точке c достигается предельная степень расширения рабочего тела с совершением положительной работы. После этого начинается возвращение системы в исходное состояние. В процессе $c-d$ газ изотермически сжимают при температуре $T_2 = \text{const}$ с отводом теплоты q_2 в холодильник. Эта теплота равна работе сжатия газа и определяется соотношением $q_2 = l_{T_2} = RT_2 \ln(v_d/v_c) < 0$. При расчёте теплоты, участвующей в цикле, её значение нужно брать по абсолютной величине, что равнозначно перестановке местами под логарифмом числителя и знаменателя.

В точке d теплообмен с холодильником заканчивается и начинается адиабатное сжатие газа в процессе $d-a$ до исходной температуры T_1 . При этом совершается работа адиабатного сжатия, равная изменению внутренней энергии газа: $l_{ад} = c_V(T_2 - T_1) < 0$.

В точке a термодинамическая система возвращается в исходное состояние. Цикл закончен и возможно его повторение сколько угодно раз, если нагреватель заключает в себе неограниченный запас энергии (или её количество постоянно возобновляется из окружающей среды), а энергия, поступающая в охладитель, отводится в окружающую среду.

Результаты цикла следующие. Работа адиабатного расширения в процессе $b-c$ равна работе адиабатного сжатия в процессе $d-a$, так как обе эти работы определяются только изменением внутренней энергии газа в одинаковом интервале температуры T_1 и T_2 . При суммировании эти работы взаимно сокращаются. Полезная работа цикла равна разности работ в изотермических процессах расширения и сжатия, т.е. разности подведённой и отведённой теплоты в этих процессах: $l_{ц} = q_1 - |q_2|$. Здесь q_1 определяется степенью расширения газа в изотермическом процессе $T_1 = \text{const}$, а q_2 — степенью сжатия в процессе $T_2 = \text{const}$. Покажем, что степень расширения рабочего тела при изотермическом подводе теплоты q_1 равна его степени сжатия при изотермическом отводе теплоты q_2 . Для этого используем тот факт, что адиабаты расширения $b-c$

$$\left(\frac{T_1}{T_2}\right)_{ад} = \left(\frac{v_c}{v_b}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_d}{v_a}\right)^{k-1}.$$

и сжатия $d-a$ осуществляются в одинаковом диапазоне температур, т.е.

После отбрасывания общего показателя степени получаем $v_b/v_a = v_c/v_d$.

Это значит, что в уравнениях работы изотермических процессов расширения и сжатия логарифмы отношений этих объёмов равны между собой.

Эффективность цикла Карно выражается формулой термического КПД цикла (3.1), которая преобразуется к виду:

$$\eta_k = \frac{l_{ц}}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{RT_2 \ln(v_c/v_d)}{RT_1 \ln(v_b/v_a)} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.2)$$

Сокращения логарифмов в (3.2) выполнены с учётом сделанных доказательств. Суть полученной зависимости состоит в следующем: эффективность цикла Карно зависит только от отношения температур, в диапазоне которых он осуществляется, и не зависит от физических параметров рабочего тела.

Этот вывод послужил основанием предположения Карно о существовании теплорода — нематериального носителя энергии в форме теплоты. Этот вывод также составляет содержание так называемой теоремы Карно: термический КПД цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела, а определяется лишь температурами источников теплоты, между которыми совершается цикл.

Эффективность цикла повышается при увеличении максимальной и уменьшении минимальной температуры в цикле. Однако термический КПД цикла всегда меньше единицы, так как условие $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$ практически недостижимы. Практически реализуемая максимальная температура T_1 в большинстве тепловых двигателей достигает величины $(1,5...2) \cdot 10^3$ К (до $4 \cdot 10^3$ К в ракетных двигателях). Минимальная температура T_2 равна приблизительно 300 К, поскольку приёмником теплоты для большинства двигателей, работающих в наземных условиях, является атмосферный воздух.

При уменьшении перепада температур в цикле ($T_1 \approx T_2$) термодинамическая система теряет свою работоспособность, т.е. $\eta_k \rightarrow 0$: создание тепловой машины, использующей теплоту окружающей среды, невозможно.

Большое практическое значение имеет оценка степени влияния величин T_1 и T_2 на эффективность цикла. Взяв частные производные для термического КПД цикла соответственно по T_1 и T_2 , можно получить выражения, показывающие влияние изменения температур источников теплоты на эффективность цикла Карно:

$$\left(\frac{\partial \eta}{\partial T_1}\right)_{T_2} = \frac{T_2}{T_1^2}, \left(\frac{\partial \eta}{\partial T_2}\right)_{T_1} = -\frac{T_1}{T_1^2}. \quad (3.3)$$

Формулы (3.3) имеют следующее содержание. Так как $T_1 > T_2$, то изменение максимальной температуры в цикле (температуры T_1 источника теплоты) влияет на эффективность цикла Карно меньше, чем изменение минимальной температуры в цикле (температуры T_2 приёмника теплоты). Эффективность цикла возрастает ($d\eta > 0$) при $dT_1 > 0$ и при $dT_2 < 0$, что совпадает с ранее сделанным выводом.

Фундаментальное значение теоремы Карно состоит в том, что она устанавливает предел эффективности тепловых двигателей: цикл Карно вне зависимости от свойств рабочих тел имеет наибольший термический КПД по сравнению с другими циклами в одинаковом интервале температур $T_1 = T_{max}$, $T_2 = T_{min}$.

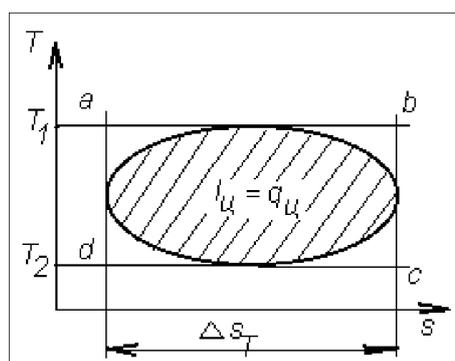


Рис. 3.3. Тепловая диаграмма T-s

Для доказательства этого утверждения сравним цикл Карно с произвольным циклом на тепловой диаграмме T-s (рис. 3.3). Циклы протекают в одинаковых температурных границах, обозначенных горизонтальными изотермами. Адиабаты цикла Карно будут ограничивать площадь прямоугольника, характеризующую теплоту этого цикла $q_u = q_1 - |q_2|$.

Изменение энтропии в изотермах Карно будет равновеликим, но противоположным по знаку, из Второго закона термодинамики следует:

$$\Delta s_T = \left(\frac{q}{T}\right)_T = R \ln \frac{v_b}{v_d} = R \ln \frac{v_d}{v_c} = -R \ln \frac{v_c}{v_d} \cdot \sum \Delta s_T = 0.$$

Равенство логарифмов в этих уравнениях доказано выше (3.2).

Любой термодинамический цикл, протекающий в указанном интервале температур, можно разместить в прямоугольнике цикла Карно. Теплота произвольного цикла, превращаемая в работу, будет характеризоваться площадью на $T-s$ диаграмме, ограниченной контуром этого цикла (на рис. 3.3 она заштрихована). Её величина меньше, чем площадь прямоугольника цикла Карно. Кроме того, теплота, подведённая в цикле Карно (площадь под изотермой T_1 на рис. 3.3), будет больше, а отведённая теплота (площадь под изотермой T_2) меньше, чем соответствующие величины произвольного цикла (напомним, что теплота, участвующая в процессе, на $T-s$ диаграмме расположена под линией этого процесса). Следовательно, если $\eta = 1 - \frac{|q_2|}{q_1}$, где $q_{1k} > q_1$, а $q_{2k} < q_2$, то

$$\eta_k > \eta. \quad (3.4)$$

Неравенство (3.4) показывает: эффективность цикла Карно выше эффективности любого другого цикла в заданном интервале температур.

Величина термического КПД цикла Карно служит оценкой предела эффективности циклов реальных тепловых двигателей, к которой необходимо стремиться, повышая эффективность преобразования теплоты в работу, но достичь которую практически невозможно. Такая закономерность объясняется тем, что цикл Карно включает абсолютно работоспособные обратимые изотермические процессы.

Реальный тепловой двигатель не может работать по циклу Карно, так как температура рабочего тела в процессе теплообмена не может быть равной температуре нагревателя. Это возможно лишь в идеальном случае при обратимом, бесконечно медленном протекании процессов в цикле. Конечная работа цикла будет получаться за бесконечно большое время, а мощность теплового двигателя, работающего по циклу Карно, будет равна нулю. Эти же обстоятельства относятся и к процессу отвода теплоты из цикла.

Для сравнения эффективности циклов реальных тепловых машин вводят так называемый коэффициент заполнения $T-s$ диаграммы цикла. Площадь,

ограниченная контуром цикла на $T-s$ диаграмме, характеризует не только теплоту, но и работу цикла. Максимальной работой будет обладать цикл Карно, величина этой работы характеризуется площадью прямоугольника, образованного изотермами и адиабатами. Цикл тепловой машины будет тем эффективнее, чем ближе его работа будет приближаться к работе цикла Карно, чем полнее будет заполнен прямоугольник цикла Карно поверхностью реального цикла. Следовательно, коэффициент заполнения $T-s$ диаграммы будет характеризовать отношение работ реального цикла и цикла Карно $\omega = l_{\text{ц}} / l_{\text{к}}$.

3.2.2. Циклы с регенерацией теплоты. Обобщённый цикл Карно

Существуют обратимые циклы, отличающиеся по своей конфигурации (по содержанию процессов) от цикла Карно, но имеющие одинаковый с ним термический КПД, если они осуществляются в одном и том же диапазоне температуры от T_1 до T_2 , а внутри цикла совершается теплообмен в ходе процессов отвода и подвода теплоты. Такие циклы называют регенеративными, их удобно анализировать на $T-s$ диаграмме (рис. 3.4).

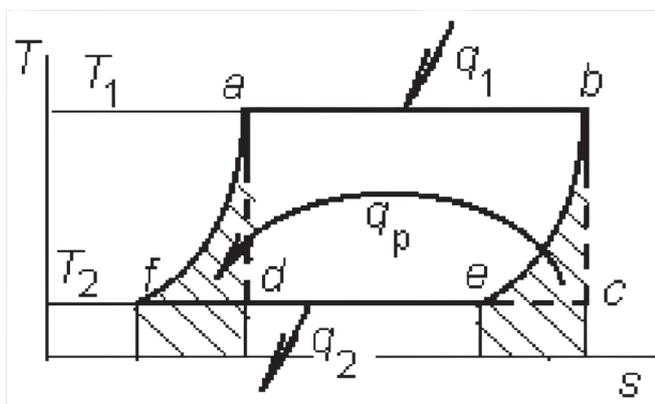


Рис. 3.4. Регенеративный цикл на диаграмме $T-s$

Здесь $a-b-c-d$ — цикл Карно, $a-b-e-f$ — цикл, состоящий из двух изотерм T_1 и T_2 и двух процессов $b-e$ и $f-a$. Эти процессы должны иметь одинаковый характер (например, изохорные или изобарные), поэтому они изображаются на диаграмме эквидистантными линиями. В ходе этих процессов осуществляется регенерация теплоты.

В процессе $a-b$ подводится теплота q_1 , в процессе $e-f$ отводится теплота q_2 . В отличие от цикла Карно, в регенеративном цикле в процессе $f-a$ должна быть подведена теплота q_f , а в $b-e$ отведена теплота q_e . Так как линии $f-a$ и $b-e$ эквидистантны и расположены в одинаковом диапазоне изотерм, то площади под этими линиями, определяющие теплоту в этих процессах, на диаграмме $T-s$ равновелики, т.е. $q_f = q_e = q_p$. Предположим, что всю теплоту q_p , отведённую в про-

цессе $b-e$ (процесс-теплоотдатчик), удалось подвести к рабочему телу в процессе $f-a$ (процесс-теплоприёмник). Такой процесс передачи теплоты является обратимым, так как происходит при одинаковых температурах теплоотдатчика и теплоприёмника.

Регенерацию теплоты, осуществляемую в цикле при равенстве температур теплоотдатчика и теплоприёмника, называют предельной регенерацией. В случае предельной регенерации количество теплоты, оставляемой в цикле, является максимально возможным.

Предельная регенерация теплоты как обратимый процесс не снижает работоспособность цикла. Докажем это при анализе $T-s$ диаграммы циклов. Эквидистантность процессов отдачи и приёма теплоты обуславливает равенство площадей, ограниченных контуром цикла Карно и регенеративного цикла, т.е. равенство работы в этих циклах, $l_k = l_p = l_{\text{ц}}$. Так как изотерма $T_1 = \text{const}$ у циклов общая, а площади под изотермами T_2 в процессах $c-d$ и $e-f$ одинаковые, то $\eta_k = l_{\text{ц}} / q_1 = \eta_p$, т.е. КПД регенеративного цикла равен КПД цикла Карно.

Истинными источниками теплоты в цикле являются только теплоотдатчик с температурой T_1 и теплоприёмник с температурой T_2 . Промежуточные источники теплоты с точки зрения эффективности цикла как бы фиктивные.

Термический КПД обратимого цикла с двумя источниками теплоты

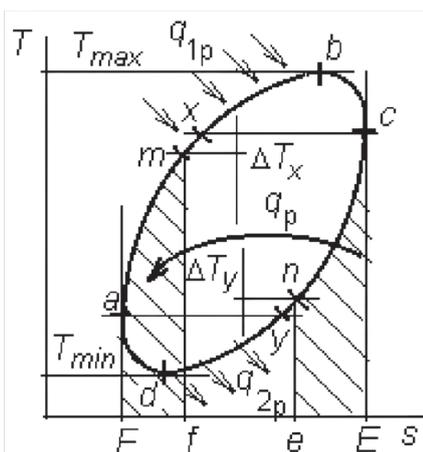


Рис. 3.5. Регенерация теплоты в произвольном цикле на диаграмме $T-s$

с температурами T_1 и T_2 и происходящими между ними процессами с одинаковыми характеристиками равен термическому КПД цикла Карно, осуществлённому в том же интервале температур. Такой цикл, состоящий из двух изотерм и двух эквидистантных линий, называется обобщённым циклом Карно.

Рассмотрим регенерацию теплоты в произвольном цикле, изобразив его на диаграмме $T-s$ (рис. 3.5).

Цикл реализуется между максимальной температурой T_{max} в точке b и минимальной температурой T_{min} в точке d (точки образованы изотермами, касательными к контуру

температурой T_{min} в точке d (точки образованы изотермами, касательными к контуру

цикла) и между двух адиабат в точке а и в точке с. В процессах $a-b-c$ к рабочему телу подводится теплота, в процессах $c-d-a$ теплота отводится.

Регенерация теплоты возможна в том случае, если в цикле есть участки, на которых рабочее тело получает и отдаёт теплоту при одинаковых температурах. В рассматриваемом цикле такими участками являются участки $a-x$ и $c-y$, образованные пересечением цикла изотермами T_a (начало подвода теплоты) и T_c (начало отвода теплоты). В случае предельной регенерации количество теплоты, участвующей в теплопередаче, будет максимальным.

В реальных условиях передача теплоты между теплоотдатчиком и теплоприёмником осуществляется при конечной разности температур между ними, т.е. необратимо. Поэтому теплоотдатчик может быть охлаждён до температуры T_m , превышающей минимальную температуру теплообмена T_y на величину ΔT_y , а теплоприёмник будет нагрет до температуры T_m , меньшей, чем максимальная температура теплообмена T_x на величину ΔT_x . Чем больше разность температур ΔT_y и ΔT_x , тем меньшее количество теплоты по отношению к предельно возможной величине участвует в регенерации, тем меньше эффективность цикла.

Совершенство регенерации теплоты оценивают коэффициентом σ , называемым степенью регенерации,

$$\sigma = (T_m - T_a) / (T_x - T_a).$$

Очевидно, что в случае предельной регенерации $T_m = T_x$ и $\sigma = 1$.

Если в обычном цикле была подведена теплота $q_1 = \int_a^c T ds$ (площадь $a-b-c-E-F-a$), то при регенерации теплоты она может быть уменьшена на величину q_p и составит $q_{1p} = \int_m^n T ds$ (площадь $m-b-c-n-e-f-m$). Эта площадь, характеризующая количество подведённой теплоты в цикле с регенерацией, меньше соответствующей площади обычного цикла. Работа циклов в обоих случаях одинакова и характеризуется площадью, ограниченной контуром цикла. Следовательно, так как $q_{1p} < q_1$, то согласно (3.1) $\eta_p > \eta$ — эффективность цикла с регенерацией теплоты выше эффективности обычного цикла, если циклы осуществляются в одинаковом интервале температур. При этом эффективность любого

регенеративного цикла не может быть больше эффективности обратимого цикла Карно, осуществляемого между максимальной и минимальной температурами регенеративного цикла. Максимальная эффективность цикла соответствует предельной регенерации теплоты.

Процессы обмена теплоты $c-n$ и $a-m$ осуществляются в регенераторе-теплообменнике, устройстве, в котором в процессе $c-n$ от рабочего тела, имеющего высокую температуру, отводится теплота q_p , а в процессе $a-m$ это же количество теплоты подводится к рабочему телу тогда, когда его температура достаточно низкая.

Регенерация теплоты в циклах реальных тепловых машин является одним из путей повышения эффективности их работы по преобразованию энергии. Например, в газотурбинных установках принцип регенерации теплоты используется для предварительного подогрева воздуха перед подачей его в камеру сгорания турбины.

3.2.3. Снижение работоспособности системы. Эксергия

Используя метод циклов, исследуем работоспособность термодинамической системы при протекании в ней необратимых процессов. Рассмотрим наиболее часто встречающийся процесс теплообмена между телами, имеющими различную температуру. Этот процесс протекает самопроизвольно, имеет строгую направленность (от более нагретого тела к менее нагретому). Он является необратимым (обратная передача теплоты самопроизвольно не происходит и возможна лишь при участии посредника — системы, работающей по обратному циклу Карно). При этом используется работа внешних сил. Процесс теплообмена считается обратимым лишь при бесконечно малой разности температуры тел. Необратимость процесса возрастает при увеличении разности температуры тел, обменивающихся теплотой.

Пусть процесс теплообмена происходит между двумя телами, заключёнными в изолированной термодинамической системе. Например, это нагреватель с температурой T_n и рабочее тело (газ) с температурой T_r , ($T_n > T_r$). Будем полагать, что температура этих тел намного превышает температуру окружающей

среды T_0 , а q — количество теплоты, участвующей в процессе теплообмена. Схема анализа этой системы показана на рис. 3.6.

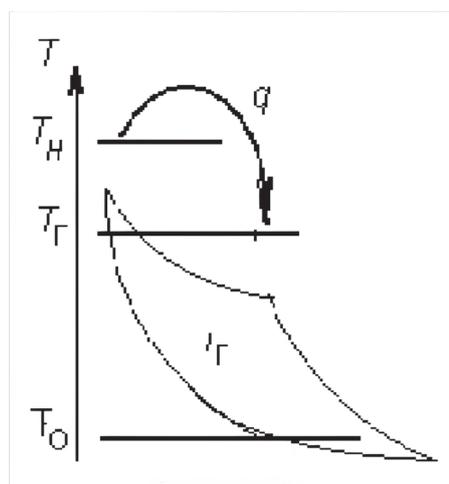


Рис. 3.6. К анализу работоспособности системы

Рассмотрим изменение работоспособности системы, произошедшее в результате необратимого процесса передачи теплоты от нагревателя к газу. В соответствии с уравнением второго закона, энтропия нагревателя уменьшится, так как теплота отводится от него, на величину $\Delta s_H = -q/T_H$, а энтропия газа возрастёт на величину $\Delta s_G = +q/T_G$. Изменение энтропии системы определим как суммарное изменение энтропии её составляющих:

$$\Delta s = \Delta s_H + \Delta s_G = q(1/T_G - 1/T_H) > 0. \quad (3.6)$$

Вывод из соотношения (3.6): энтропия термодинамической системы в результате протекания в ней необратимых процессов теплообмена возрастает.

При обратимом процессе теплообмена, т.е. при $T_H = T_G$, $\Delta s = 0$, энтропия системы не изменяется. Этот пример подтверждает принцип возрастания энтропии в необратимых процессах.

Работоспособность системы характеризуется величиной термического КПД цикла преобразования энергии. Система может выполнить максимальную работу за счёт передаваемой теплоты q , если осуществить цикл Карно в максимальном интервале температур для системы $T_{\max} = T_H$, $T_{\min} = T_0$, т.е. при расширении газа от температуры нагревателя до температуры в окружающей среде. Термический КПД такого цикла будет равен (3.2):

$$\eta_{\max} = l_{\max} / q = 1 - T_0 / T_H, \text{ откуда } l_{\max} = q(1 - T_0 / T_H).$$

Максимальная работа, которую способна выполнить система, называется эксергией системы.

Однако рабочее тело находится в системе не при температуре нагревателя, а при меньшей температуре, при $T_G < T_{\max}$. Поэтому система способна выполнить в цикле Карно несколько меньшую работу: $l_G = q(1 - T_0 / T_G)$. Определим снижение

работоспособности системы как следствие меньшей температуры газа по отношению к температуре нагревателя:

$$\Delta l = l_{\max} - l_{\Gamma} = q (T_0 T_{\Gamma} - T_0 / T_{\text{H}}) = q T_0 (1/T_{\Gamma} - 1/T_{\text{H}}) = T_0 \Delta s > 0.$$

Величина $\Delta l > 0$, так как $T_{\Gamma} < T_{\max}$, а $\Delta s > 0$. Работа системы определится как разность её максимальной величины и потери работоспособности:

$$l = l_{\max} - T_0 \cdot \Delta s. \quad (3.7)$$

Выражение (3.7) называется уравнением Гюи—Стодолы для оценки потери работоспособности термодинамической системы при протекании в ней необратимых процессов теплообмена: при протекании необратимых процессов работоспособность термодинамической системы убывает пропорционально повышению энтропии системы.

Как следует из (3.7), при протекании необратимых процессов работоспособность термодинамической системы снижается, т.е. убывает её эффективность, уменьшается термический КПД цикла этой системы. Следовательно, при прочих равных условиях эффективность системы с необратимыми процессами будет ниже, чем у системы, работающей по обратимому циклу.

3.3. Метод сравнения термических КПД циклов

Степень совершенства произвольного обратимого цикла определяется тем, насколько термический КПД этого цикла (3.1) близок к термическому КПД обратимого цикла Карно (3.2), осуществляемого между максимальной и минимальной температурами рассматриваемого произвольного цикла.

В ряде случаев расчёт величин подведённой q_1 и отведённой q_2 теплоты сопряжены с громоздкими вычислениями. Поэтому для сравнительного анализа применяют способ, основанный на использовании T - s диаграммы циклов. На диаграмме работа цикла Карно характеризуется площадью прямоугольника, образованного горизонтальными изотермами и вертикальными адиабатами. Работа сравниваемых циклов — площадью, ограниченной контуром циклов. Из

двух циклов, осуществляемых в одном и том же интервале температур, большее значение термического КПД имеет тот, у которого выше коэффициент заполнения цикла как отношение площади данного цикла к площади цикла Карно.

Сравнительный анализ эффективности циклов можно выполнить также по способу средних температур подвода и отвода теплоты в цикле. Средняя температура теплообмена — это температура T^* такого изотермического процесса, в котором теплообмен приводит к такому же изменению энтропии Δs , что и в действительном процессе: $q_1 = T_1^* \Delta s$, $q_2 = T_2^* \Delta s$, $\eta = 1 - \frac{T_2^*}{T_1^*}$.

Таким образом, термический КПД произвольного цикла, осуществляемого в интервале температур от T_1 до T_2 , равен термическому КПД цикла Карно, осуществляемого в более узком интервале средних температур T_1^* и T_2^* . Вычисление средней температуры теплообмена можно выполнить с использованием T - s диаграммы циклов. Повышение T_1^* и понижение T_2^* эквивалентно увеличению коэффициента заполнения цикла.

Весьма эффективным методом сравнительного анализа циклов и путей повышения эффективности установок является метод, основанный на использовании закономерностей термодинамических процессов, участвующих в циклах. При этом раскрываются все соотношения, с помощью которых можно выразить количество подведённой и отведённой теплоты в цикле через термодинамические параметры рабочего тела, рассчитанные в характерных точках цикла. При этом также будут определены максимальное давление и максимальная температура в цикле, что важно для оценки силовых и тепловых нагрузок на рабочие механизмы установки.

Все перечисленные методы анализа эффективности теплосиловых установок будут использованы по ходу изложения материала.

3.4. Эксергетический метод анализа энергетических установок

Весьма важной задачей является численное определение максимальной полезной работы (или работоспособности системы), которую может произвести термодинамическая система. При этом энергетическая система не обязательно

должна быть основана по принципу цикла. Такой путь оценки эффективности теплосиловой установки использует понятие эксергии (работоспособности) системы. Подсчитывая потерю эксергии системы в основных элементах установки, можно оценить совершенство энергообмена в системе в целом. Это позволяет провести важный качественный анализ установки и выявить основные источники снижения её эффективности.

Вместе с тем, во многих случаях возникает необходимость сравнить между собой принципиально различные тепловые машины по степени преобразования энергии в полезную работу или в теплоту, отдаваемую во внешнюю среду. Эти машины могут работать в совершенно различных условиях внешней среды и при совершенно различных параметрах состояния рабочего тела. Рабочие тела также могут быть различными (например, продукты сгорания, температура которых зависит от свойств химических реакций, и пар, температура которого зависит от внешнего источника теплоты и его температуры).

Для того чтобы сравнить эффективность различных термодинамических систем, работающих в различных обстоятельствах, необходимо выработать условия, при которых проводится это сравнение, одинаковые для всех систем.

Всякий теплообмен ТДС с внешней средой может происходить с различной степенью термодинамического совершенства преобразования энергии. Прежде всего полнота энергообмена зависит от предельно возможных уровней изменения обобщённых сил (или потенциалов) рабочего тела. Если максимальный уровень потенциалов рабочего тела может быть в зависимости от параметров его состояния различным, то для сравнения возможностей систем минимальный потенциальный уровень состояния рабочего тела должен задаваться для всех возможных ТДС одинаковым. В качестве такого уровня выбраны условия внешней среды. Так, если окружающая среда имеет температуру T_0 , то температура рабочего тела ТДС при отводе из неё теплоты не может быть ниже T_0 . Если давление атмосферы равно p_0 , то расширение ТДС вынуждено прекратиться при достижении именно этого давления.

Возникает вопрос, какую максимально возможную работу может произвести ТДС за счёт расходования того или иного количества энергетического

ресурса, если невозможно переступить через минимальный уровень температуры и давления окружающей среды? Эту работу прежде называли максимальной работой или работоспособностью системы, затем в практику вошёл термин эксергия ТДС E .

Эксергия системы даёт абсолютную величину предельной работы, которую может выполнить система в идеальном случае, выработав весь свой энергетический потенциал до параметров окружающей среды.

Проанализируем условия расчёта эксергии системы, для чего рассмотрим изолированную систему, состоящую из рабочего тела и окружающей среды. Если рабочее тело находится в состоянии, отличном от того, какое оно имеет при параметрах окружающей среды, то в принципе рабочее тело может совершать работу в процессе изменения своего состояния до состояния равновесия с окружающей средой. При этом необходимо выполнить следующие условия:

1. Изолированная система способна к производству работы только в случае, если она находится в неравновесном состоянии. После достижения равновесного состояния работоспособность системы исчерпана.
2. Для получения наибольшей возможной работы при переходе системы из неравновесного состояния в равновесное необходимо, чтобы все процессы, протекающие в системе, были полностью обратимы. Необратимые процессы в системе приводят к снижению её работоспособности согласно уравнению Гюи—Стодолы (3.7).

В зависимости от используемого рабочего тела различают несколько видов эксергии: эксергию рабочего тела, находящегося в объёме V (эксергия объёма), эксергию потока рабочего тела и эксергию теплоты (эксергия источника теплоты).

Эксергия рабочего тела. Максимальной полезной работой (эксергией) рабочего тела E_v называют часть максимальной работы, которую может выполнить рабочее тело, за вычетом работы, затраченной на взаимодействие с окружающей средой.

В большинстве случаев требуется определить максимальную работоспособность рабочего тела произвольной ТДС, находящегося при предельных

параметрах состояния. В качестве примера рассмотрим следующий случай. Пусть в ТДС находится рабочий газ массой m при давлении p и температуре T (например, продукты сгорания в камере двигателя). Требуется определить максимальную работу (эксергию), которую может совершить рабочее тело.

Для решения задачи используется стандартный для аналогичных случаев приём. Рабочее тело вместе с окружающей средой рассматривают как изолированную систему, в которой рабочее тело совершает однократное изменение состояния (термодинамический процесс), в результате которого его температура и давление уравниваются с атмосферными параметрами. После достижения этого «нулевого» состояния дальнейшее совершение работы невозможно, так как система пришла в равновесное состояние.

Следовательно, в общем случае рабочее тело должно передать в окружающую среду теплоту Q и совершить над ней максимальную работу L_m . Для этого процесс перехода рабочего тела из исходного состояния в равновесное должен быть равновесным.

На основании Первого начала для изменения внутренней энергии рабочего тела можно составить следующее выражение:

$$U - U_0 = -Q + L_m.$$

В процессе энергообмена с окружающей средой согласно Второму началу для равновесных процессов энтропия системы при обратимом изотермическом процессе передачи теплоты изменится на величину $S - S_0 = -Q/T_0$ (напомним, что обратимый процесс передачи теплоты возможен лишь при бесконечно малой разности температур, т.е. в изотермическом процессе).

Исключая Q из этих выражений, получим: $L_m = (U - T_0S) - (U_0 - T_0S_0) = \Delta U_0 - T_0\Delta S_0$. Это выражение даёт максимальную абсолютную, но не полезно используемую работу системы.

При изменении объёма рабочего тела от начального состояния V до конечного V_0 (это объём массы газа m при параметрах p_0 и T_0) должна быть совершена дополнительная работа против силы давления атмосферы:

$$L_0 = p_0(V - V_0).$$

Только избыток работы расширения над работой противодействия может получить техническое применение. Поэтому максимальная полезная работа (эксергия рабочего тела):

$$E_v = L_m - p_0(V_0 - V) = \Delta U_0 - p_0\Delta V_0 - T_0\Delta S_0. \quad (3.8)$$

Получено выражение (3.8) для расчёта эксергии объёма рабочего тела, аналогичное уравнению Гюй—Стодолы (3.7), но учитывающее потерю работоспособности рабочего тела вследствие противодействия окружающей среды.

Выводы из (3.8): эксергия рабочего тела определяется исключительно его начальным состоянием L_m и параметрами атмосферы. Её величина не зависит от способа перехода рабочего тела к конечному состоянию, лишь бы этот переход был обратимым. Следовательно, эксергия является термодинамическим параметром, характеризующим энергетическое состояние системы.

Рассмотрим расчёт эксергии рабочего тела на следующем примере. Пусть в камере находятся продукты сгорания топлива массой m при температуре $T > T_0$ и давлении $p > p_0$. Решение задачи удобно выполнить с использованием p - v диаграммы состояний (рис. 3.7), на диаграмме состояние a является исходным, величину V можно определить по уравнению Клапейрона.

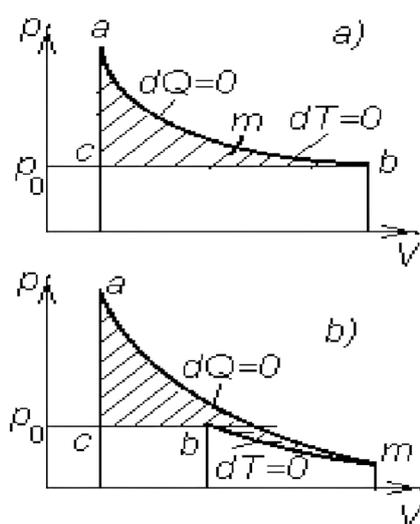


Рис. 3.7. Диаграмма p - v состояний ТД системы

Для выполнения максимальной работы расширение продуктов сгорания (газа) сначала должно происходить по адиабате, при $dQ = 0$, пока температура газа не станет равной температуре окружающей среды T_0 . Затем в обратимом изотермическом процессе следует отвести от газа такое количество теплоты, чтобы его давление сравнялось с давлением окружающей среды. Любое другое сочетание процессов не обеспечит обратимый процесс теплоотвода, а следовательно, и расчёт максимально возможной работоспособности газа.

Конец адиабатного расширения газа (точка m) может иметь три варианта по соотношению давления газа p_m и атмосферы: $p_m > p_0$, $p_m = p_0$ и $p_m < p_0$.

В случае $p_m > p_0$ дальнейшее расширение газа продолжают по изотерме, $T_0 = \text{const}$, $dT = 0$, пока давление не сравняется с атмосферным. При этом состояние газа в точке b (рис. 3.7,b) является «нулевым», потенциалы газа (температура и давление) сравнились с потенциалами окружающей среды и никакой энергообмен невозможен. Максимальная полезная работа (эксергия) рабочего тела, находящегося в состоянии a , изображается на диаграмме p - v заштрихованной площадью (случай а) и определяется соотношениями вида:

- работа адиабатного расширения $L_{am} = U_a - U_m = U_a - U_b$;
- работа изотермического расширения $L_{mb} = Q_{mb} = T_0(S_b - S_0)$;
- работа против силы атмосферного давления $L_0 = -p_0(V_a - V_b)$, эта величина характеризуется незаштрихованной площадью прямоугольника под линией bc .

В случае $p_m = p_0$ $L_{ab} = U_a - U_b$, $L_{mb} = 0$.

При $p_m < p_0$ продукты сгорания следует из состояния m изотермически сжимать до тех пор, пока давление газа не сравняется с атмосферным давлением. При этом эксергия газа повысится, а заштрихованная площадь, характеризующая её величину, увеличится на участок, ограниченный процессами адиабатного расширения и изотермического сжатия (случай б).

Эксергия потока рабочего тела. Поскольку в большинстве теплосиловых установок используется непрерывный поток рабочего тела (воздух и продукты сгорания топлива, вода и её пар), для анализа работоспособности этих установок применимо понятие эксергии потока. Эксергией потока называют его удельную работоспособность e .

Рассмотрим проточную термодинамическую систему, состоящую из потока рабочего тела с исходными параметрами p_1 и T_1 и окружающей среды с параметрами p_0 и T_0 .

Подсчитаем удельную максимальную полезную работу потока, производимую в случае обратимых процессов перехода из исходного состояния в конечное.

Реализуем это условие следующим путём. Вначале осуществим обратимый адиабатный процесс, в результате которого исходная температура рабочего тела снижается от T_1 до T_0 , а давление — от исходного значения p_1 до некоторой промежуточной величины p_a . Затем осуществим обратимый изотермический процесс теплообмена так, чтобы давление рабочего тела стало равным давлению в окружающей среде $p_a = p_0$. Любая другая комбинация процессов между состояниями 1 и 0 была бы необратимой, а работа в этих процессах не была бы максимальной.

Работа адиабатного расширения равна $l_a = h_1 - h_a$, т.е. определяется разностью удельных энтальпий рабочего тела в исходном и промежуточном состояниях. Эта разность энтальпий преобразуется в кинетическую энергию потока, которая затем может быть превращена в различные виды работы.

Работа потока в изотермическом процессе согласно Первому закону термодинамики определяется как $l_{a0} = (h_a - h_0) + q_{a0}$, где $q_{a0} = T_0(s_0 - s_a)$ — теплота, отведённая от потока в изотермическом процессе, причём $s_a = s_1$, так как процесс l - a является адиабатным и протекает без изменения энтропии.

Полная работа перехода l — 0 рабочего тела равна сумме работ в обратимых процессах l - a и a - 0 , т.е. это максимальная полезная работа потока:

$$e = (h_1 - h_0) + T_0(s_0 - s_1). \quad (3.9)$$

Из (3.9): эксергия потока однозначно определена, если заданы исходные параметры рабочего тела и параметры окружающей среды.

Понятие эксергии потока весьма удобно для анализа степени термодинамического совершенства теплового аппарата или установки в целом. Рассмотрим следующий пример. На входе в турбину поток рабочего тела имеет параметры p_1 и T_1 (задана величина e_1), на выходе — параметры p_2 и T_2 (задана e_2). Известно, что в турбине поток произвёл полезную работу l_T . Если процессы внутри турбины необратимы, то в аппарате имеет место потеря эксергии $d = (e_1 - e_2) - l_T$. Величина d по отношению к e_1 характеризует степень несовершенства аппарата. Если бы процессы в аппарате были обратимыми, то $d = 0$, так как в этом случае из (3.9) $(e_1 - e_2) = (h_1 - h_2) = l_T$, $s_2 - s_1 = 0$ — поток адиабатный.

Важно подчеркнуть, что метод эксергии потока позволяет судить о степени необратимости процессов внутри аппарата по внешней характеристике — разности эксергий на входе в аппарат и на выходе из него. Следовательно, эксергия — термодинамическая функция состояния системы, характеризующая её работоспособность.

Эксергией теплоты называют ту максимально полезную работу, которая может быть получена за счёт этой теплоты при условии, что конечным состоянием рабочего тела является состояние его термодинамического равновесия с окружающей средой.

Задача расчёта эксергии теплоты в ТДС формулируется следующим образом. В системе имеется нагреватель с температурой T , большей температуры окружающей среды, $T > T_0$. Требуется извлечь максимальную теплоту из нагревателя и определить, какую работу может произвести эта теплота при условии, что оставшаяся не превращённой в работу теплота отводится в окружающую среду.

Возможность извлечь максимальную теплоту из нагревателя представляется только в случае, если при этом температура нагревателя поддерживается постоянной, т.е. в изотермическом обратимом процессе энергообмена, при $T = \text{const}$. Вопрос о совершении максимальной работы при использовании теплоты, отведённой от нагревателя, уже решён при рассмотрении цикла Карно. Именно посредством этого цикла в условиях обратимости процессов можно произвести максимальную работу (эксергию работы) за счёт использования максимального количества теплоты (эксергии теплоты). При этом соотношение эксергии работы и эксергии теплоты ТДС на основании определения эффективности цикла Карно (3.2) имеет вид:

$$E_q = L_{\max} = \eta_k Q = Q (1 - T_0/T) = Q - T_0 \Delta S, \quad (3.10)$$

где $\Delta S = Q/T$ — изменение энтропии нагревателя.

Однако в реальных случаях рабочее тело может иметь температуру много меньше температуры нагревателя. В качестве примера рассмотрим следующий случай. Термодинамическая система представляет собой паровой котёл

(парогенератор), предназначенный для производства пара как рабочего тела в паротурбинной установке (ПТУ). В котле температура продуктов сгорания топлива составляет $T_{\Gamma} = 1273 \text{ К}$, температура пара $T_{\Pi} = 673 \text{ К}$ при давлении насыщения $\sim 100 \text{ ата}$. На производство пара затрачивается теплота Q , которая передаётся от продуктов сгорания топлива (нагреватель) к пару (рабочее тело). Дальнейшее повышение температуры пара сопряжено с большими силовыми и тепловыми нагрузками на конструкцию котла. Как показывает опыт, топка котла работает весьма эффективно, тепловые потери в окружающую среду минимальны и КПД преобразования теплоты сгорания топлива в теплосодержание пара $> 95 \%$. Таким образом, топка парового котла с позиции Первого закона термодинамики является весьма совершенным устройством.

Рассмотрим паровой котёл с позиций Второго закона термодинамики.

Если бы в системе для производства работы использовались непосредственно продукты сгорания, то в пределе согласно (3.10) было бы следующее количество теплоты: $L_{\Gamma} = L_{\max} = Q (1 - T_0/T_{\Gamma}) = 0,77 Q$.

Если рабочее тело — пар, то $L_{\Pi} = Q (1 - T_0/T_{\Pi}) = 0,56 Q$. Следовательно, потеря работоспособности системы, вызванная передачей теплоты от продуктов сгорания к пару (снижение эксергии теплоты), $\Delta E_q = E_{\max} - E_{\Pi}$ составляет 21% , а относительная потеря работоспособности равна $\Delta E/E_{\max} = 0,21/0,77 = 0,27$, т.е. 27% . В энергетическом отношении паровой котёл является источником очень больших потерь энергии.

Таким образом, тепловое устройство, весьма эффективное с позиций Первого закона термодинамики, оказывается весьма несовершенным с позиций Второго закона, и это несовершенство вскрывается эксергетическим анализом теплосилового устройства.

Следовательно, в отличие от метода сравнения КПД систем эксергетический метод даёт возможность найти источники термического несовершенства в теплосиловых установках.

Как известно, отработавший пар в ПГУ с $T_{\kappa} \approx 350 \text{ К}$ отводится в конденсатор. При этом в охлаждающую воду в конденсаторе пара отводится примерно треть те-

плоты Q_1 , составляющей начальное теплосодержание пара на входе в ПГУ (это следует из оценки эффективности цикла ПГУ), т.е. $Q_2 = 0,33 Q_1$. В энергетическом эквиваленте это большая величина, которую необходимо использовать во вспомогательных производствах и на бытовые нужды. Но так как температура отработанного пара ненамного превышает температуру окружающей среды, то в отношении работоспособности отведённая из системы теплота практически никакой цены не имеет, для неё, как показывают расчёты, $\eta_k = (1 - T_0/T_k) \approx 0,1$. Таким образом, потери эксергии теплоты в конденсаторе ПГУ невелики и в общем балансе эксергии ТДС практически не участвуют.

Подводя итоги анализа эффективности теплосиловых установок, отметим следующее. Для термодинамического совершенства необходимо стремиться к повышению термического КПД установок. Нужно, однако, учитывать, что это положение не всегда следует понимать буквально. Дело в том, что осуществление мероприятий, направленных на увеличение термического КПД установки, может быть сопряжено со значительными усложнениями и, значит, удорожанием установки в целом. Очевидно, что ответ на вопрос о целесообразности сооружения установок, имеющих высокий КПД, но требующих вместе с тем больших капитальных затрат, может быть получен только в результате технико-экономического анализа, выходящего за рамки термодинамики.

3.5. Контрольные вопросы и задачи к теме 3

1. Что представляет собой тепловая машина с термодинамической точки зрения?
2. Какие методы разработаны для анализа преобразования энергии в тепловой машине?
3. На какие вопросы надо ответить для оценки эффективности теплосиловой установки?
4. Что такое индикаторная диаграмма?
5. Какие допущения принимаются при идеализации действительных циклов тепловых машин?

6. Каким показателем оценивается эффективность прямого цикла?
7. От каких показателей зависит эффективность цикла Карно?
8. Какие обратимые циклы называют регенеративными?
9. Что такое степень регенерации?
10. Что называют эксергией системы?
11. В чем сущность метода сравнения термических циклов?
12. В чем сущность эксергического метода анализа энергетических установок?
13. Что такое удельная работоспособность системы?

Задача 3.1: Определить максимальную полезную работу, которая может быть произведена 1 кг кислорода, находящегося при температуре $t_1 = 400$ °С и давлении $p_1 = 0,1$ МПа. Параметры состояния окружающей среды: $t_0 = 20$ °С и $p_0 = 0,1$ МПа.

Решение: Максимальная работа, которую может выполнить при заданных условиях кислород, может быть получена лишь при условии перехода его от начального состояния к состоянию среды обратимым путём. Так как температура кислорода в начальном состоянии выше температуры среды, то прежде всего необходимо обратимым процессом снизить температуру кислорода до температуры среды. Таким процессом может явиться только адиабатное расширение кислорода в заданном диапазоне температур. При этом конечный объём и конечное давление получают с использованием соотношения параметров в адиабатном процессе:

1. Начальный объём кислорода: $v_1 = RT_1/p_1 = 260 \times 637 / 0,1 \cdot 10^6 = 1,75$ м³/кг.

2. Конечный объём кислорода при адиабатном расширении до температуры окружающей среды:

$$v_a = v_1 (T_1 / T_0)^{1/(k-1)} = 1,75 (673 / 293)^{2,5} = 14,05 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

3. Конечное давление после адиабатного расширения кислорода:

$$p_a = RT_0 / v_a = 260 \cdot 293 / 14,05 = 5,42 \cdot 10^3 \text{ Па}.$$

4. После адиабатного расширения необходимо обратимым путём в изо-

термическом процессе при $T_0 = \text{const}$ сжать кислород от давления p_a до давления окружающей среды p_0 . Конечный объём кислорода после изотермического сжатия:

$$v_T = RT_0/p_0 = 260 \times 293 / 0,1 \cdot 10^6 = 0,762 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

5. Максимальная полезная работа, которую способен совершить кислород:

$$\begin{aligned} l_{\text{мп}} &= l_a - l_T - p_0(v_T - v_1) = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_a}{T_1}\right) - RT_a \ln \frac{p_0}{p_a} + p_0(v_1 - v_T) = \\ &= 2,5 \cdot 260 \cdot 380 - 260 \cdot 293 \cdot \ln(0,1 \cdot 10^6 / 5,42 \cdot 10^3) + 0,1 \cdot 10^6 \times \\ &\quad \times (1,75 - 0,762) = 124,8 \text{ кДж/кг}. \end{aligned}$$

Задача 3.2: В сосуде объёмом 300 л находится воздух при давлении $p_1 = 5$ МПа и температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Параметры окружающей среды: $p_0 = 0,1$ МПа, $t_0 = 20^\circ\text{C}$. Определить максимальную полезную работу, которую способен совершить воздух, находящийся в сосуде.

Решение: Так как, в отличие от условий задачи 3.1, воздух в начальном состоянии находится при температуре окружающей среды, максимальная работа, которую он способен выполнить, может быть получена лишь при условии изотермического расширения от начального давления p_1 до давления среды p_0 . При расчёте полезной работы необходимо учесть работу против сил давления окружающей среды. Величина максимальной полезной работы будет определяться следующей формулой:

$$L_{\text{мп}} = mT_0(s_2 - s_1) - p_0(V_T - V_1) = mT_0R \ln(p_1/p_0) - p_0(V_T - V_1).$$

Здесь работа изотермического расширения воздуха выражена через изменение его энтропии.

Определим массу воздуха, находящегося в сосуде:

$$m = p_1 V_1 / (RT_1) = 5 \cdot 10^6 \cdot 0,3 / (287 \cdot 293) = 17,83 \text{ кг}.$$

Рассчитаем объём воздуха после изотермического расширения:

$$V_T = p_1 V_1 / p_0 = 5 \cdot 0,3 / 0,1 = 15 \text{ м}^3.$$

Теперь имеются все исходные данные для расчёта максимальной полезной работы воздуха:

$$L_{\text{мп}} = 17,83 \cdot 293 \cdot 287 \times \ln 50 - 0,1 \cdot 10^6 (15 - 0,3) = 4,38 \text{ МДж.}$$

Задача 3.3: Торпеда приводится в движение двигателем, работающим на сжатом воздухе. Воздух хранится в баллоне ёмкостью $V_1 = 170$ л при давлении $p_1 = 18$ МПа, температура воздуха равна температуре морской воды $t_0 = 10^\circ\text{C}$. Торпеда движется на глубине 4 м под уровнем моря.

Рассчитать максимальную полезную работу, которую может выполнить воздушный двигатель торпеды. Определить также силу, движущую торпеду, если радиус её действия должен быть равен 4 км, потерями на привод торпеды пренебречь.

Решение: Так как по аналогии с условиями задачи 3.2 воздух в начальном состоянии находится при температуре окружающей среды, максимальная работа, которую он способен выполнить, может быть получена лишь при условии изотермического расширения от начального давления p_1 до давления среды p_0 . Однако в этом случае давление окружающей среды должно учитывать как атмосферное давление, так и давление морской воды на глубине 4 м, т.е. $p_0 = 0,14$ МПа.

При расчёте полезной работы необходимо учесть работу против сил давления окружающей среды. Величина максимальной полезной работы:

$$L_{\text{мп}} = mT_0R \ln(p_1/p_0) - p_0(V_T - V_1).$$

Определим массу воздуха, находящегося в баллоне торпеды:

$$m = p_1 V_1 / (RT_1) = 18 \cdot 10^6 \cdot 0,17 / (287 \cdot 283) = 37,67 \text{ кг.}$$

Рассчитаем объём воздуха после изотермического расширения:

$$V_T = p_1 V_1 / p_0 = 18 \cdot 0,17 / 0,14 = 21,86 \text{ м}^3.$$

Теперь имеются все исходные данные для расчёта максимальной полезной работы воздуха:

$$L_{\text{мп}} = 37,67 \cdot 283 \cdot 287 \cdot \ln(18/0,14) - 0,14 \cdot 10^6 (21,86 - 0,17) = 11,8 \text{ МДж.}$$

Силу, которую торпеда развивает при движении, определим из условия выполнения максимальной работы на заданном расстоянии x :

$$L_{\text{мп}} = P \cdot x; P = L_{\text{мп}}/x = 11,6 \cdot 10^6 / 4 \cdot 10^3 = 2,9 \cdot 10^3 \text{ Н.}$$

ТЕМА 4. ЦИКЛЫ ТЕПЛОСИЛОВЫХ ГАЗОВЫХ УСТАНОВОК

Общим для всех теплосиловых газовых циклов является то, что в течение всего цикла рабочее тело имеет одно и то же агрегатное состояние в виде газа. При этом рабочее тело находится в условиях, при которых его с точностью, достаточной для качественного анализа, можно рассматривать как идеальный газ. Для анализа этих циклов используют все закономерности термодинамики однородных систем.

Все тепловые машины, работающие по газовому циклу, в технической термодинамике можно разделить на два класса: машины для сжатия и расширения газа, получающие извне энергию в форме работы, и тепловые двигатели, совершающие работу над окружающей средой.

подавляющее большинство применяемых в настоящее время тепловых двигателей представляет собой, по существу, двигатели внутреннего сгорания (ДВС). Общая особенность ДВС — использование в качестве рабочего тела газообразных продуктов сгорания топлива, сжигаемого непосредственно внутри самого двигателя. Таким образом, в ДВС топливо одновременно является источником и теплоты, и рабочего тела. Пример двигателя с внешним подводом теплоты к рабочему телу — двигатель Стирлинга. В нём теплота к рабочему телу подводится через теплопроводящую стенку от внешней камеры сгорания. Рабочее тело, заключённое в рабочем объёме двигателя (им может быть воздух), несменяемо, а его качество постоянно. Теплота отводится от рабочего тела также через теплопроводящую стенку в холодной внешней полости двигателя.

По принципу преобразования энергии современные двигатели (в широком смысле) подразделяются на три основные группы:

- 1) поршневые двигатели внутреннего сгорания. Исторически этот тип двигателей был первым, и за ним закрепилось общее название тепловых двигателей внутреннего сгорания (ДВС);
- 2) газотурбинные двигатели или газотурбинные установки (ГТУ);
- 3) реактивные двигатели (РД).

Эти группы двигателей отличаются принципом превращения теплоты в работу. В поршневых двигателях (далее ДВС) совершается механическая

работа перемещения поршня (и всего механизма двигателя) силой давления газа в цилиндре. В ГТУ происходит преобразование тепловой энергии рабочего тела в кинетическую энергию потока газа и далее в техническую работу на привод турбины. В РД тепловая энергия рабочего тела преобразуется в кинетическую энергию потока, создающего реактивную тягу двигателя летательного аппарата.

Внутри каждой из групп могут быть выделены разновидности двигателей с особенностями термодинамического цикла, организации рабочих процессов, конструкции и т.п. Однако при всём разнообразии видов двигателей протекающие в них термодинамические процессы имеют много общего и подчиняются единым основным закономерностям.

Существенным преимуществом ДВС над теплосиловыми установками, использующими в качестве рабочего тела пар, является то, что горячий источник теплоты находится внутри самого двигателя. Это позволяет реализовывать циклы с максимально высокой температурой рабочего тела, что соответствует мерам, направленным на повышение термического КПД двигателя.

Задача термодинамического анализа цикла теплового двигателя заключается в выявлении факторов, оказывающих определяющее влияние на его эффективность, в оценке степени его совершенства, а также в сопоставлении преимуществ и недостатков двигателей, работающих в одной группе по различным циклам и между их группами. Результаты анализа работы тепловых двигателей позволяют установить условия их рационального использования в различных областях техники.

В технике требуется получать газы очень высокого давления, вплоть до 100 МПа. Для этого газ сжимают в машинах — компрессорах. Применяются одно- и многоступенчатые компрессоры.

4.1. Циклы компрессоров

Машину, предназначенную для сжатия газов и паров, называют компрессором. Компрессор может быть как самостоятельной машиной для получения сжатого газа (воздуха) и непрерывной подачи его к потребителю, так и входить

в схему тепловых двигателей и холодильных машин в качестве одного из агрегатов. Но во всех случаях на привод компрессора затрачивается работа внешних сил.

Компрессоры можно разделить на поршневые и турбинные. В поршневых компрессорах газ сжимается порциями в цилиндре под действием поршня и затем вытесняется в резервуар — накопитель газа высокого давления. В турбинных компрессорах поток газа нагнетается непрерывно в зону высокого давления лопатками ротора турбины. Сжатие газа осуществляется как бы в два этапа: первоначально газ получает некоторую скорость, приобретает кинетическую энергию, затем происходит преобразование кинетической энергии в потенциальную энергию давления. Несмотря на конструктивные различия компрессоров, с термодинамической точки зрения процессы сжатия, происходящие в них, одинаковы. Поэтому термодинамические основы процессов сжатия газа удобно рассмотреть применительно к поршневому компрессору как наиболее простому и наглядному.

4.1.1. Одноступенчатое сжатие газа

Компрессор состоит из цилиндра, внутри которого перемещается поршень, совершая возвратно-поступательные движения под действием внешних сил при помощи кривошипно-шатунного механизма. В головке цилиндра расположены клапаны, впускной и нагнетающий (рис. 4.1).

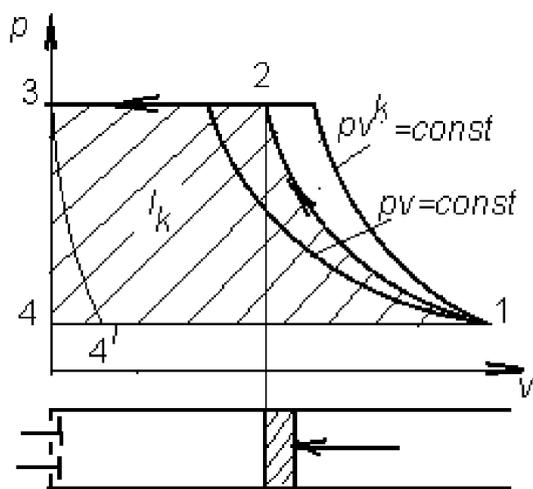


Рис. 4.1. Цикл одноступенчатого сжатия газа

При ходе поршня вправо впускной клапан открыт и в цилиндр при постоянном давлении p_1 поступает газ из окружающей среды (процесс 4–1 или линия всасывания на диаграмме $p-v$).

При обратном ходе поршня оба клапана закрыты, газ в процессе 1–2 сжимается во всё уменьшающемся объеме цилиндра. Работа на сжатие газа затрачивается из окружающей среды.

После сжатия газа до заданного давления p_2 открывается нагнетательный клапан, и при дальнейшем ходе поршня справа налево происходит процесс вытеснения (выталкивания) газа 2–3 при постоянном давлении p_2 в резервуар-накопитель (линия нагнетания). В реальном цикле не весь газ может быть вытеснен из цилиндра из-за так называемого вредного пространства, которое остаётся между поршнем и головкой цилиндра. В конце линии нагнетания (точка 3) давление в цилиндре в идеальном случае мгновенно падает (3–4) при открытом впускном клапане до первоначального давления p_1 . В реальных условиях газ, занимающий вредное пространство, при обратном ходе поршня будет расширяться (кривая 3–4'), уменьшая объём и массу новой порции газа. Этот процесс не является термодинамическим и формально замыкает цикл компрессора. Для идеального компрессора вредным пространством и расширением газа перед процессом всасывания новой порции пренебрегают. Работа, затрачиваемая на одноступенчатое сжатие газа (сжатие газа за один цикл), определяется как алгебраическая сумма работы во всех процессах цикла: всасывание, сжатие и нагнетание газа. На p - v диаграмме работа цикла изображается площадью, ограниченной контуром цикла.

Реальный процесс сжатия 1–2 может быть назван политропным. Если этот процесс осуществить как изотермический, т.е. при $pv = \text{const}$, то работа, затраченная на цикл сжатия, будет минимальной. Если этот процесс будет адиабатным при $pv^k = \text{const}$, то работа будет максимальной (площадь цикла при этом наибольшая).

Определим работу на привод компрессора (работу, затраченную на один цикл сжатия газа) как сумму работы процессов, составляющих цикл:

$$l_{\text{к}} = l_{12} + l_{23} + l_{34} + l_{41}, \quad (4.1)$$

где $l_{34} = 0$ ($v_3 = v_4 = \text{const}$).

Работа при адиабатном процессе сжатия:

$$l_{12} = -c_V(T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (4.2)$$

Работа изобарических процессов всасывания и нагнетания в идеальном компрессоре:

$$L_{41} = p_1(v_1 - v_4) = p_1 v_1, l_{23} = p_2(v_3 - v_2) = -p_2 v_2. \quad (4.3)$$

Окончательно

$$l_k = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) + (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (4.4)$$

Вывод: работа на привод компрессора в k раз больше работы в адиабатном процессе сжатия газа.

Для расчёта работы на привод компрессора обычно задают степень повышения давления $\pi_k = p_2 / p_1$. В таком случае для работы адиабатного процесса сжатия можно записать следующее выражение:

$$l_k = \frac{k}{k-1} RT_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{k}{k-1} RT_1 \left(1 - \pi_k^{(k-1)/k} \right). \quad (4.5)$$

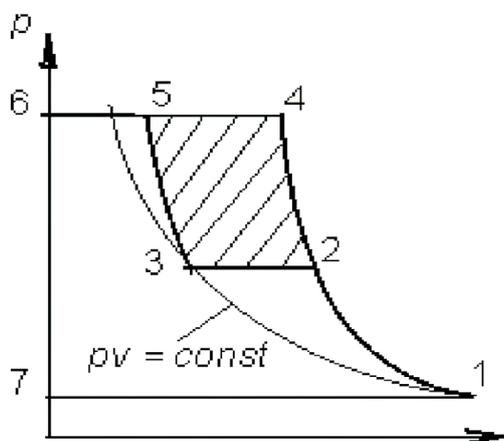
По своей величине и расположению площади на p - v диаграмме работа на привод компрессора является технической работой процесса сжатия, т.е. обратной величиной располагаемой работы процесса расширения потока газа.

При получении высокого давления одноступенчатым сжатием происходит сильное повышение температуры газа. Однако в баллоне-накопителе и при течении по трубам к потребителю газ охлаждается до температуры окружающей среды. Следовательно, часть затраченной энергии будет потеряна. Опыт показывает, что одноступенчатое сжатие газа (4.5) целесообразно осуществлять при степени повышения давления $\pi_k = 6 \dots 10$ последовательно, в несколько этапов, переводя сжимаемый газ из одного цилиндра компрессора в другой. При этом осуществляется промежуточное охлаждение газа до начальной температуры, т.е. производят многоступенчатое сжатие.

4.1.2. Многоступенчатое сжатие газа

Рассмотрим рабочий процесс 2-х ступенчатого идеального компрессора (рис. 4.2). По линии 7-1 происходит всасывание газа в первый цилиндр, 1-2 — сжатие газа до давления p_2 , в процессе 2-3 — изобарное охлаждение

газа до начальной температуры T_1 , затем сжатие охлаждённого газа в процессе 3–5 до конечного давления p_5 во втором цилиндре. Газ с параметрами в точке 5 вытесняется в процессе 5–6 в накопительный резервуар и далее к потребителю.



Работа, затраченная на сжатие газа в компрессоре, характеризуется площадью, ограниченной контуром цикла. Если бы газ сжимали в одном цилиндре (при одноступенчатом сжатии) по политропе 1-4, то работа на привод одноступенчатого компрессора была бы больше работы на привод 2-х ступенчатого компрессора на величину,

Рис. 4.2. Цикл 2-х ступенчатого идеального компрессора пропорциональную заштрихованной площади на диаграмме. Следовательно, при многоступенчатом сжатии газа с промежуточным охлаждением происходит экономия работы на привод компрессора.

Процесс многоступенчатого сжатия по мере увеличения числа ступеней приближается к изотермическому, так как линия 1–3 на диаграмме представляет собой изотерму с начальной температурой газа T_1 . При этом работа на привод компрессора при заданной степени повышения давления становится минимальной, а температура газа на выходе из компрессора — равной температуре окружающей среды. Эти факты обеспечивают минимальные потери затраченной работы.

При расчёте многоступенчатого компрессора важно решить вопрос о распределении общего перепада давления между ступенями. В качестве критерия целесообразно выбрать минимальную работу, затрачиваемую на привод компрессора. Если предположить, что процессы сжатия газа в каждой ступени одинаковые (например, политропные, с одинаковым показателем политропы n), а температура газа в начале каждого сжатия равна первоначальной ($T_1 = T_3$), то работа 2-ступенчатого компрессора определяется как сумма работ на каждой ступени со своей степенью повышения давления:

$$l = \frac{n}{n-1} RT_1 \left(\pi_1^{(n-1)/n} - 1 \right) + \frac{n}{n-1} RT_1 \left(\pi_2^{(n-1)/n} - 1 \right). \quad (4.6)$$

Для m ступеней сжатия:

$$l = \frac{n}{n-1} RT_1 \left(\sum_i^m \pi_i^{(n-1)/n} - m \right), \quad (4.7)$$

где $\pi_i = p_{i+1} / p_i$

Оптимальное значение величины π_i для ступени компрессора определяется по выражению: $\pi_1 = \pi_2 = \dots = \pi_m = (\pi_k)^{1/m}$, т.е. оптимальное значение степени повышения давления соответствует случаю, когда её величина во всех ступенях компрессора одинакова.

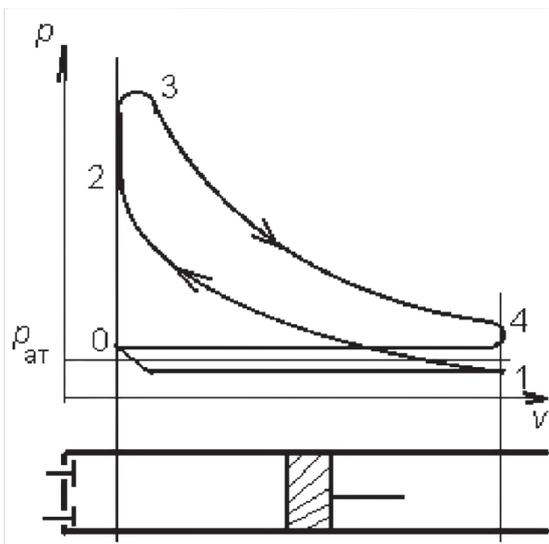
При этом минимальная работа на привод компрессора:

$$l_k = m \frac{n}{n-1} RT_1 \left(\pi_k^{(n-1)/nm} - 1 \right). \quad (4.8)$$

4.2. Циклы поршневых двигателей

В поршневых ДВС топливо (смесь горючего с атмосферным воздухом) сжигается непосредственно в цилиндре под поршнем.

Рабочий процесс ДВС заключается в следующем (рис. 4.3). В левом крайнем положении поршня в цилиндре под поршнем находится сжатое газообразное топливо, которое в процессе 2–3 сгорает с повышением температуры и давления.



Продукты сгорания, воздействуя на поршень, перемещают его из крайнего левого положения в крайнее правое, совершая рабочий ход двигателя 3–4.

Чтобы можно было повторить эти основные процессы, совершающие работу над окружающей средой, нужно удалить из цилиндра отработавшие продукты сгорания. Это происходит при их вытеснении из цилиндра по линии 4–0 при открытом

Рис. 4.3. Рабочий процесс ДВС

выпускном клапане. Затем цилиндр наполняют новой порцией горючей смеси (линия $0-1$ всасывания воздуха из окружающей среды при открытом впускном клапане) при обратном ходе поршня.

Сжатие воздуха или горючей смеси в цилиндре происходит во время четвёртого хода поршня $1-2$ при закрытых клапанах цилиндра. Затем все процессы повторяются. Таким образом, рабочий процесс ДВС периодичен, и каждый период складывается из четырех ходов (тактов) поршня, производимых за два полных оборота вала, с которым поршень связан кривошипно-шатунным механизмом. По такому принципу работают 4-тактные ДВС. Если ход выталкивания и ход всасывания рабочего тела заменить одновременным процессом продувки цилиндра, во время которой удаляются отработанные продукты сгорания и цилиндр заполняется воздухом или горючей смесью, рабочий цикл ДВС становится 2-тактным и выполняется за один оборот вала.

Действительный цикл ДВС изображается индикаторной диаграммой, примерный вид которой показан на рис. 4.3. Здесь процессы всасывания и выхлопа рабочего тела не являются термодинамическими изобарами, так как происходит вытекание или втекание рабочего тела, а его термодинамическое состояние в цилиндре не изменяется. Рабочий процесс не замкнут: после совершения работы рабочее тело заменяется новым, причём давление в конце рабочего хода p_4 , при котором начинается вытеснение продуктов сгорания, больше давления p_1 , при котором происходит всасывание воздуха из окружающей среды.

Действительный цикл ДВС с помощью ранее сформированных допущений преобразуют в термодинамический цикл, состоящий из равновесных обратимых процессов. Но если процесс сгорания топлива заменяется термодинамическим процессом подвода теплоты (с учётом характера сгорания), то с процессом отвода теплоты от цикла дело обстоит не столь очевидно. Для разрешения этого положения рассмотрим действительные процессы, происходящие при выбросе отработанных продуктов сгорания в атмосферу.

Термодинамический цикл ДВС. Будем считать, что расширение газов до атмосферного давления происходит адиабатно. Это предположение близко к действительности, так как скорость выброса газов велика. Внешнее давление $p_{\text{ат}}$ во время истечения газов не изменяется, т.е. этот процесс совершает работу изобарного расширения: $l_o = p_{\text{ат}}(v_5 - v_4)$, где v_5 — объём газа после расширения в атмосфере. Следовательно, по Первому закону термодинамики для процесса выброса газов можно записать:

$$(u_5 - u_4) + p_{\text{ат}}(v_5 - v_4) = 0. \quad (4.9)$$

После расширения газа в атмосфере он начинает изобарно охлаждаться до тех пор, пока его состояние не придёт к параметрам окружающей среды. Для этого процесса Первый закон термодинамики будет иметь следующий вид: $q_{2p} = (u_1 - u_5) + p_{\text{ат}}(v_1 - v_5)$. Полное количество теплоты q_2 , отведённое газом в окружающую среду в этих двух процессах, будет определяться как сумма их энергетических составляющих:

$$\begin{aligned} q_2 &= (u_5 - u_4) + p_{\text{ат}}(v_5 - v_4) + (u_1 - u_5) + p_{\text{ат}}(v_1 - v_5) = \\ &= (u_1 - u_4) + p_{\text{ат}}(v_1 - v_4). \end{aligned} \quad (4.10)$$

Если точки 4 и 1 диаграммы действительного цикла ДВС замкнуть изохорой ($v_1 = v_4$), то для отведённой теплоты можно использовать выражение вида: $q_2 = -(u_4 - u_1)$, т.е. отведённое количество теплоты от цикла численно равно количеству теплоты, участвующей в обратимом изохорном процессе, замыкающем цикл. Так как работа в этом условном изохорном процессе равна нулю, замена действительного процесса вытеснения 4–0 условным обратимым изохорным процессом 4–1 вполне оправданна.

Анализ основных циклов ДВС. По принципу сжигания топлива ДВС подразделяют на три группы: с быстрым сгоранием, с постепенным (медленным) сгоранием и со смешанным процессом сгорания. Отвод теплоты от цикла во всех случаях осуществляется по условному изохорному процессу. Графическое изображение термодинамических циклов на $p-v$ диаграмме показано на рис. 4.4.

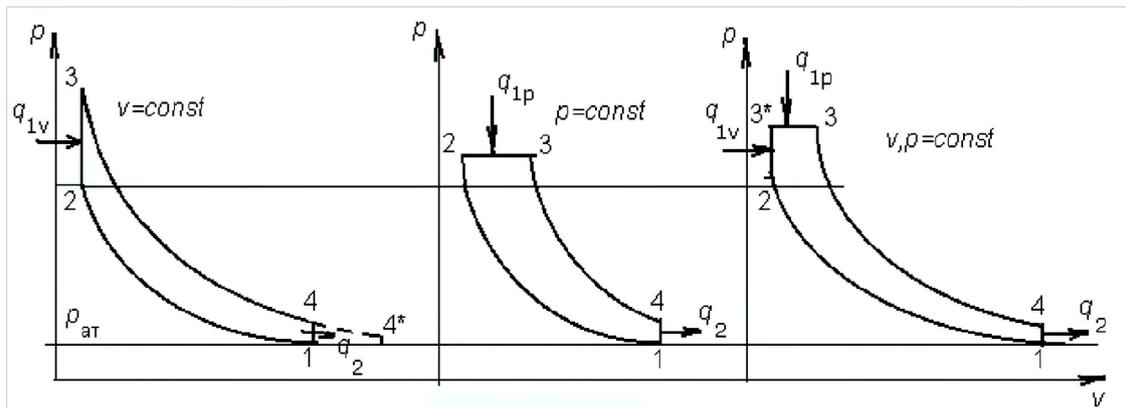


Рис. 4.4. Термодинамические циклы ДВС на $p-v$ диаграмме

Термодинамический цикл ДВС включает в себя следующие процессы. В точке 1 поршень находится в крайнем правом положении, цилиндр имеет максимальный объём и заполнен газом с параметрами окружающей среды. Процесс сжатия газа 1–2 принимается адиабатным, так как протекает очень быстро во времени и потери теплосодержания газа в стенку минимальные. Этот процесс характеризуется степенью сжатия газа $\varepsilon = V_1/V_2$ как отношение начального (максимального) объёма цилиндра к объёму камеры сгорания, т.е. к объёму в конце процесса сжатия. Работа на сжатие газа поршнем подводится к циклу из окружающей среды. В реальных условиях эту работу выполняет либо второй цилиндр двигателя, либо маховик. В точке 2 начинается процесс 2–3 подвода теплоты q_1 к циклу, заменяющий процесс сгорания топлива. Затем начинается процесс 3–4 адиабатного расширения газа с совершением работы над окружающей средой. Расширение газа в цилиндре ограничено ходом поршня и заканчивается при давлении, бóльшем, чем давление в окружающей среде, $p_4 > p_1$. Неполное расширение газа приводит к потере работоспособности цикла ДВС по отношению к случаю полного расширения газа в процессе 3–4* до состояния $p_4^* = p_1$. Потерянная работа цикла характеризуется площадью под штриховой линией на $p-v$ диаграмме, обычно она мала. Однако увеличение хода поршня для её выполнения влечёт резкое увеличение габаритов и массы двигателя.

Процесс 4–1, замыкающий цикл, как уже говорилось, является условным процессом изохорного обратимого отвода теплоты q_2 от цикла.

Рассмотрим особенности процесса подвода теплоты q_1 к циклу, определяемые принципом сгорания топлива в цилиндре ДВС.

В цикле ДВС с быстрым сгоранием топлива реализуется изохорный подвод теплоты. Двигатели работают на лёгких сортах жидкого горючего (на бензине) либо на газообразном горючем (на генераторном газе). В двигателях этого типа для подготовки топливной смеси используется предварительное смешение паров бензина или генераторного газа с воздухом во время всасывания его в объём цилиндра. Затем топливная смесь сжимается поршнем в цилиндре в процессе $1-2$ и поджигается специальным устройством (свечой зажигания).

Степень сжатия топливной смеси ограничивается температурой самовоспламенения топлива. Кроме того, при высокой степени сжатия скорость сгорания смеси резко возрастает, что может вызвать взрывное горение (детонацию). Эти явления резко снижают экономичность двигателя и могут привести к его разрушению. Поэтому значение степени сжатия у этих двигателей минимальное в интервале $\varepsilon = 4 \dots 9$ в зависимости от используемой марки бензина или генераторного газа.

Цикл с изохорным подводом теплоты называют также циклом Отто. Он характеризуется степенью повышения давления при изохорном подводе теплоты $\lambda = p_3/p_2$, т.е. отношением давлений в конце и в начале процесса сгорания топлива. Максимальные давление p_3 и температура T_3 в цикле реализуются за счёт нагревания газа, а не за счёт сжатия поршнем с использованием работы внешних сил. При этом вся подведённая теплота расходуется только на нагрев газа.

В цикле ДВС с постепенным сгоранием топлива реализуется изобарный подвод теплоты. В цилиндре этого двигателя производится сжатие не горючей смеси, а только воздуха, что позволяет значительно повысить степень сжатия ($\varepsilon = 15 \dots 20$). Воздух при этом имеет настолько высокую температуру (до 10^3 К), что подаваемое в цилиндр горючее самовоспламеняется без специального запального устройства.

Раздельное сжатие воздуха и топлива позволяет использовать практически любое жидкое горючее, включая самые тяжёлые и дешёвые его сорта — нефть, мазут, соляровые масла. Жидкое горючее впрыскивается в цилиндр через специальную форсунку в мелко распыленном виде. Распыливание осуществляется сжатым воздухом при давлении в $50 \dots 60$ бар, создаваемом специальным

компрессором. В цилиндре горючее самовоспламеняется и сгорает по мере поступления. При этом время сгорания оказывается достаточно большим, так что поршень в цилиндре успевает существенно переместиться. Повышение температуры продуктов сгорания сопровождается увеличением объёма цилиндра, что делает процесс подвода теплоты близким к изобарному.

Цикл с изобарным подводом теплоты называют циклом Дизеля или компрессорным дизелем. Он характеризуется степенью предварительного расширения газа в изобарном процессе подвода теплоты $\rho = V_3/V_2$, т.е. отношением объёмов цилиндра в конце и в начале этого процесса. Максимальное давление в цикле $p_3 = p_2$ достигается сжатием газа поршнем, с большой затратой работы внешних сил. При горении топлива газ совершает работу изобарного расширения, в результате на нагрев газа используется лишь часть подводимой теплоты. Следовательно, при одинаковой степени сжатия ε максимальная температура газа в цикле Дизеля будет меньше, чем в цикле Отто.

В цикле ДВС со смешанным сгоранием топлива реализуется частично изохорный и частично изобарный подвод теплоты. Этот цикл является альтернативой цикла Дизеля, имеющего ряд недостатков, связанных с принципом распыливания жидкого горючего струёй сжатого воздуха. Для этого использовался специальный компрессор, на привод которого расходовалось 6...10 % общей мощности двигателя. Степень распыливания горючего была, тем не менее, небольшой, с довольно крупными каплями, на прогрев и на сгорание которых требовалось определённое время. В 1897 г. Г. В. Тринклер разработал бескомпрессорный двигатель с отдельным сжатием воздуха, использующий, как и в двигателе Дизеля, соляровые масла — дешёвый продукт переработки нефти. Степень сжатия воздуха выше, чем в цикле Отто, но ниже, чем в цикле Дизеля ($\varepsilon = 10...15$). Это снижает механическую нагрузку на конструкцию двигателя и облегчает его массу. В нём осуществляется вместо пневматического механическое распыливание жидкого горючего, впрыскиваемого через специальную форсунку при давлении 500...700 бар. При таких условиях подачи топлива достигается высокое качество распыливания. Мелкодисперсная смесь горюче-

го, попадая в среду нагретого сжатием воздуха, самовоспламеняется и сгорает практически мгновенно, при постоянном объёме камеры сгорания. Имеющаяся крупнодисперсная смесь сгорает за достаточно продолжительное время, т.е. как и в цикле Дизеля, при постоянном давлении в цилиндре при перемещающемся поршне. Цикл со смешанным сгоранием топлива называют циклом Тринклера или бескомпрессорным дизелем. Цикл характеризуется как степенью повышения давления λ , так и степенью предварительного расширения ρ . Из $p-v$ диаграммы циклов (см. рис. 4.4) следует, что цикл Тринклера является обобщающим циклом ДВС. При $\rho = 1$ он представляет цикл Отто, при $\lambda = 1$ — цикл Дизеля.

Выполним анализ эффективности циклов ДВС на примере цикла Тринклера как обобщающего цикла ДВС. Эффективность цикла ДВС как теплового двигателя характеризуется его термическим КПД (3.1):

$$\eta = 1 - \frac{|q_2|}{q_1},$$

где $|q_2| = c_v(T_4 - T_1)$ — теплота, отведённая от цикла при постоянном объёме, а q_1 — теплота, подведённая к циклу в изохорном и изобарном процессах, $q_1 = q_{1v} + q_{1p} = c_v(T_{3v} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3v})$.

Воспользуемся коэффициентами, характеризующими цикл, и характером процессов, составляющих цикл:

$$|q_2| = c_v T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right), \left(\frac{T_4}{T_1} \right)_v = \frac{p_4}{p_1} = \frac{p_4 p_3 p_2}{p_3 p_2 p_1}, \quad (4.11)$$

$$\text{где } \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\text{ад}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = \varepsilon^k; \quad \frac{p_3}{p_2} = \lambda;$$

$$\left(\frac{p_4}{p_3} \right)_{\text{ад}} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^k = \left(\frac{\rho v_2}{v_1} \right)^k = \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^k; \quad \frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^k \lambda \varepsilon^k = \lambda \rho^k;$$

$$q_{1v} = c_v T_2 \left(\frac{T_{3v}}{T_2} - 1 \right), \left(\frac{T_{3v}}{T_2} \right)_v = \frac{p_3}{p_2} = \lambda, \left(\frac{T_2}{T_1} \right)_{\text{ад}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1},$$

$$q_{1v} = c_v T_1 \varepsilon^{k-1} (\lambda - 1);$$

$$q_{1p} = c_p T_{3v} \left(\frac{T_3}{T_{3v}} - 1 \right), \left(\frac{T_3}{T_{3v}} \right)_p = \frac{v_3}{v_2} = \rho, (T_{3v})_p = \lambda (T_2)_{\text{ад}} = \lambda \varepsilon^{k-1} T_1,$$

$$q_{1p} = k c_v T_1 \lambda \varepsilon^{k-1} (\rho - 1).$$

Подставим составляющие теплоты в формулу термического КПД цикла. При этом общий множитель $c_v T_1$ сократится:

$$\eta = 1 - \frac{\lambda \rho^{k-1}}{\varepsilon^{k-1}[(\lambda-1) + k\lambda(\rho-1)]}. \quad (4.12)$$

Как следует из (4.12), термический КПД цикла ДВС повышается при увеличении степени сжатия ε и степени повышения давления λ , а также при уменьшении степени предварительного расширения ρ .

Эффективность цикла реального двигателя принято сравнивать с максимально возможной эффективностью идеальной машины, работающей по циклу Карно в заданном диапазоне температуры (3.2):

$$\eta_k = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} = 1 - \frac{T_1}{T_{3v}} \frac{T_{3v}}{T_3} = 1 - \frac{1}{\lambda \rho \varepsilon^{k-1}}, \eta_k > \eta.$$

При $\rho = 1$ из общей формулы (4.12) получается выражение для эффективности цикла Отто:

$$\eta_v = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}, \eta_k = 1 - \frac{1}{\lambda \varepsilon^{k-1}}. \quad (4.13)$$

Эффективность цикла Отто (4.13) зависит только от степени сжатия и возрастает при её увеличении. Однако увеличение ε ограничено возможностью самовоспламенения и детонации горючей смеси — совместно сжимаемыми парами бензина и воздуха. Так как величина коэффициента повышения давления $\lambda > 1$, то эффективность цикла Отто меньше эффективности цикла Карно.

При $\lambda = 1$ из (4.12) эффективность цикла Дизеля:

$$\eta_d = 1 - \frac{\rho^{k-1}}{k \varepsilon^{k-1} (\rho-1)}, \eta_k = 1 - \frac{1}{\rho \varepsilon^{k-1}}. \quad (4.14)$$

Эффективность цикла Дизеля (4.14) повышается при увеличении степени сжатия ε и при уменьшении степени предварительного расширения ρ . Так как $\rho > 1$, то $\eta_d < \eta_k$.

При одинаковых степенях сжатия цикл Отто (4.13) будет иметь более высокую эффективность, чем цикл Дизеля (4.14). Однако цикл Дизеля может осуществляться, в отличие от цикла Отто, при большой степени сжатия воздуха, так

как используется раздельное сжатие топлива и воздуха. Поэтому при уменьшении степени предварительного расширения ρ эффективность цикла Дизеля будет превышать эффективность цикла Отто.

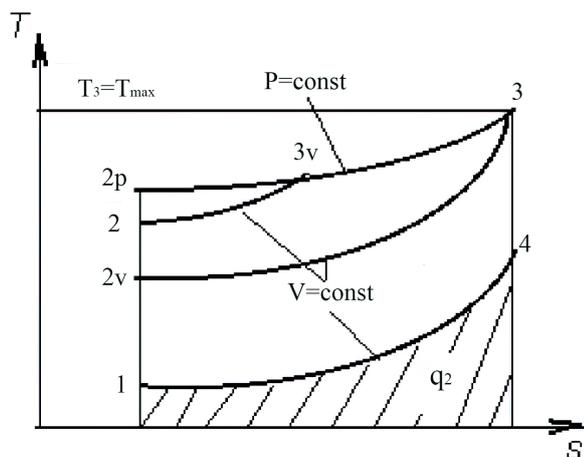


Рис. 4.5. Сравнение эффективности циклов различных ДВС на $T-s$ диаграмме

одинаковой максимальной температуре, что соответствует и максимальному давлению в цилиндре двигателя, и при условии равного количества отведённой от цикла теплоты q_2 . При этих условиях циклы выполняют различную работу.

Поскольку на диаграмме $T-s$ работа, как и теплота цикла, характеризуется площадью, ограниченной контуром цикла, цикл Дизеля $1-2p-3-4-1$ совершает максимальную, а цикл Отто $1-2v-3-4-1$ — минимальную работу. Цикл Тринклера $1-2-3v-3-4-1$ занимает промежуточное положение, однако его работоспособность повышается при увеличении степени сжатия и может сравняться с работоспособностью цикла Дизеля. При этом степени сжатия этих двух циклов оказываются равновеликими (степень сжатия определяет положение температуры T_2 на крайней левой адиабате). При учёте части изохорной теплоты в цикле Тринклера его эффективность будет выше, чем в цикле Дизеля, за счёт более высокой температуры T_3 . Поэтому все выпускаемые сейчас дизели работают по смешанному циклу.

4.3. Циклы газотурбинных установок

Одним из основных недостатков, присущих поршневым ДВС, является неизбежная неравномерность работы двигателя во времени. В цикле ДВС все тер-

Сравнение эффективности циклов различных ДВС следует проводить не при одинаковых степенях сжатия ϵ , а при одинаковых условиях их осуществления. Например, такое сравнение можно выполнить при одинаковых максимально возможных температурах и давлении в камере сгорания, определяющих предел механической и тепловой прочности двигателя. Это сравнение приведено на $T-s$ диаграмме циклов (рис. 4.5). Здесь изображены все три цикла ДВС при

модинамические процессы протекают в цилиндре, объём которого ограничен. Температура и давление в цилиндре резко меняются, необходимо использовать кривошипно-шатунный механизм для преобразования возвратно-поступательного движения поршня во вращательное движение вала.

Все эти обстоятельства не позволяют сосредоточить большую мощность в одном агрегате. От перечисленных недостатков свободен ДВС другого типа — газотурбинная установка (ГТУ). Термодинамические процессы, составляющие цикл ГТУ, происходят в различных узлах установки, что позволяет их оптимизировать. Использование рабочего тела в виде непрерывного потока газа (продуктов сгорания) дает возможность сосредоточить в малогабаритных ГТУ большие мощности с высоким термическим КПД. Эти важные преимущества делают ГТУ весьма перспективным двигателем.

Следует отметить «врождённый» недостаток ГТУ: лопатки ротора турбины постоянно находятся в высокотемпературном потоке продуктов сгорания топлива. Из-за недостаточной жаропрочности современных конструкционных материалов такая турбина может работать при температурах, меньших температур в поршневых ДВС (температура продуктов сгорания в цилиндре ДВС меняется во времени, что облегчает тепловой режим стенок камеры сгорания и торца поршня). Это обстоятельство приводит к вынужденному снижению температуры рабочего тела в ГТУ и, следовательно, к понижению термического КПД ГТУ.

В настоящее время ГТУ как двигатели широко применяются в авиации, во флоте, на магистральных трубопроводах для привода компрессоров, для привода тяжёлых машин (тепловозы на железнодорожном транспорте, тягачи, танки и т.д.).

Рассмотрим термодинамический цикл ГТУ. В газотурбинных установках механическая (техническая) работа выполняется за счёт кинетической энергии потока продуктов сгорания топлива. Принцип работы ГТУ заключается в следующем. Установка (рис. 4.6) состоит из турбины Т, имеющей вращающийся ротор с лопатками. На одном валу с ротором располагаются потребитель механической энергии П (например, электрогенератор), компрессор К и насос Н. Компрессор сжимает воздух из атмосферы и подаёт его по трубе в камеру

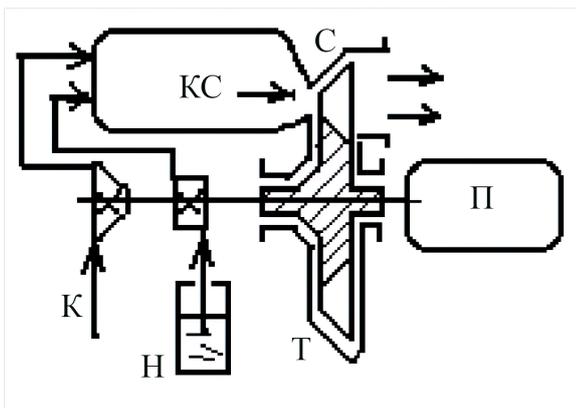


Рис. 4.6. Схема установки ГТУ

сгорания КС установки. Насос подаёт жидкое или газообразное горючее в камеру, где он смешивается с воздухом и сгорает. Продукты сгорания поступают из камеры в сопловой аппарат С, где происходит их ускорение с последующим преобразованием кинетической энергии потока в техническую работу. В сопловом аппарате поток

газа взаимодействует с лопатками ротора турбины, приводя ротор во вращение. Вместе с ротором вращаются потребитель механической энергии, компрессор и топливный насос. При выходе из соплового аппарата продукты сгорания выбрасываются в атмосферу или, чаще всего, поступают в регенеративную систему. Регенерация теплоты заключается в использовании теплоты отработавших продуктов сгорания для подогрева воздуха, поступающего в камеру сгорания, или на другие нужды производства и быта.

При вращении ротора совершается техническая работа на привод потребителя механической энергии, компрессора и топливного насоса. На привод компрессора расходуется до 70 % мощности турбины, затраты на привод топливного насоса невелики и при термодинамическом анализе не учитываются.

ГТУ обладают рядом достоинств, важнейшими из которых являются следующие:

- возможность осуществления цикла с полным расширением газа и, тем самым, с большим термическим КПД;
- получение больших мощностей в одном агрегате при относительно малых габаритах (до 1МВт и более);
- применение относительно дешёвых видов топлива;
- отсутствие поступательно движущихся частей механизмов и получение больших чисел оборотов вала ротора, что позволяет существенно снизить массу и габариты установки при относительно большой мощности.

Эти особенности ГТУ способствовали её применению во многих областях техники и особенно в авиации.

По процессу сгорания топлива ГТУ подразделяют на два вида: со сгоранием при постоянном давлении и при постоянном объёме. Наибольшее практическое применение нашли ГТУ, работающие по циклу с подводом теплоты при постоянном давлении.

4.3.1. Открытый цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении

При сформулированных в начале раздела допущениях термодинамический цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении на $p-v$ диаграмме выглядит следующим образом (рис. 4.7).

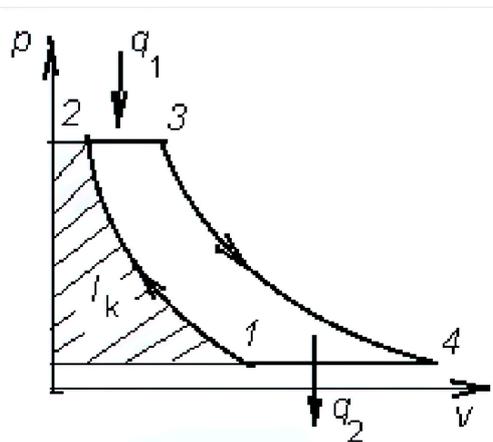


Рис. 4.7. Цикл ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении на $p-v$ -диаграмме

Процесс $1-2$ — адиабатное сжатие воздуха в компрессоре с перепадом давления на компрессоре $\pi = p_2/p_1$.

На привод компрессора затрачивается работа l_k , которую характеризует заштрихованная поверхность слева от линии процесса сжатия.

Процесс $2-3$ — изобарный подвод теплоты q_1 в камере сгорания, процесс $3-4$ — адиабатное расширение газа в сопловом аппарате установки с преобразованием теплоты в кинетическую энергию потока с дальнейшим преобразованием

её в техническую, механическую работу на привод вала турбины. В отличие от ДВС, в сопловом аппарате происходит полное расширение газа до давления в окружающей среде p_1 . Процесс $4-1$ — изобарный процесс отвода теплоты q_2 от цикла, это условный процесс, замыкающий цикл. Реально он происходит вне установки. В регенеративных циклах в ходе этого процесса от потока продуктов сгорания, имеющих сравнительно высокую температуру, в специальном теплообменнике отводят часть теплоты для подогрева воздуха, направляемого после компрессора в камеру сгорания ГТУ.

Техническая работа процесса расширения газа в турбине (располагаемая работа потока) — площадь, расположенная слева от линии 3–4. Разность работы турбины и работы на привод компрессора даёт полезную работу ГТУ, которая характеризуется площадью, ограниченной контуром цикла.

Анализ эффективности цикла ГТУ выполним при использовании общего выражения (3.1) для термического КПД цикла теплового двигателя:

$$\eta_p = 1 - |q_2|/q_1, q_1 = c_p (T_3 - T_2), |q_2| = c_p (T_4 - T_1).$$

Параметрами цикла являются степень повышения давления в компрессоре $\pi_k = p_2/p_1$ и степень предварительного расширения газа при изобарном подводе теплоты $\rho = v_3/v_2$. Введём эти показатели в анализ цикла:

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2) = c_p T_2 (T_3/T_2 - 1), |q_2| = c_p (T_4 - T_1) = c_p T_1 (T_4/T_1 - 1).$$

Используем соотношения параметров в точках пересечения изобар и адиабат:

$$T_2/T_1 = T_3/T_4 = (p_2/p_1)_{\text{ад}}^{(k-1)/k} = \pi_k^{(k-1)/k}, \quad (4.15)$$

следовательно, $T_3/T_2 = T_4/T_1$.

При подстановке составляющих теплоты в формулу (3.1) выражения в круглых скобках сократятся, и для оценки эффективности цикла получится следующее соотношение:

$$\eta = 1 - T_1/T_2 = 1 - 1/\pi_k^{(k-1)/k}. \quad (4.16)$$

Эффективность ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении зависит только от степени повышения давления в компрессоре, причём с повышением π_k эффективность цикла возрастает.

Однако повышение величины π_k приводит к росту температуры газа перед рабочими лопатками турбины, так как $T_3 = \rho \cdot T_2 = \rho \cdot \pi_k^{(k-1)/k} \cdot T_1$. Максимальная температура в цикле T_3 ограничивается жаропрочностью сплавов, из которых изготовлены лопатки турбины. В настоящее время максимально допустимая температура газов перед турбиной составляет 1300÷1500 К, и дальнейшее повышение температуры может быть достигнуто только при применении новых материалов.

Сравним термические КПД ГТУ с изобарным подводом теплоты и ДВС. При одинаковых степенях сжатия газа ($\pi_k = \varepsilon$) КПД ГТУ равен КПД ДВС, работающего по циклу Отто (4.13), но при существенно меньших значениях максимального давления и температуры в цикле. Кроме того, КПД цикла ГТУ больше КПД цикла ДВС, работающего по циклу Дизеля (4.14).

4.3.2. Цикл ГТУ с регенерацией теплоты

Термический КПД циклов тепловых машин можно повысить с помощью регенерации теплоты, участвующей в цикле (см. п. 3.2.2).

Условием регенерации теплоты является наличие процессов, в которых рабочее тело может получать и отдавать теплоту при одинаковых температурах

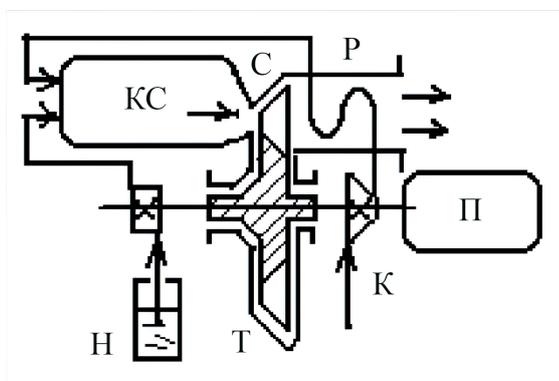


Рис. 4.8. Схема ГТУ с регенерацией теплоты

(случай предельной регенерации). ГТУ с регенерацией теплоты (рис. 4.8) отличается от ГТУ без регенерации теплоты (рис. 4.6) тем, что сжатый воздух из компрессора поступает не сразу в камеру сгорания КС топлива, а предварительно подогревается в регенераторе-теплообменнике Р, установленном на выходе из соплового аппарата С.

В теплообменнике теплота выхлопных газов частично передаётся потоку воздуха, уменьшая тем самым потери теплоты, отводимой из цикла машины.

$T-s$ диаграмма цикла ГТУ с предельной регенерацией теплоты приведена на рис. 4.9. Здесь $1-2-3-4$ — процессы цикла без регенерации теплоты. Процессами (участками цикла), в которых возможна регенерация теплоты, являются участки изобары $2-5$ при подводе и изобары $4-6$ при отводе теплоты от рабочего тела. В регенератор продукты сгорания поступают с параметрами 4 , в процессе $4-6$ реализуется изобарный теплообмен между продуктами сгорания и воздухом в теплообменной системе регенератора. Теплота q_p , участвующая в теплообмене, при полной регенерации воспринимается воздухом в изобарном процессе $2-5$. В итоге теплота q_2 , отводимая из цикла с выхлопными газами в процессе $6-1$, уменьшается на величину q_p по отношению к циклу без

регенерации теплоты. Перенос теплоты регенерации в цикле характеризуется переносом заштрихованной поверхности на $T-s$ диаграмме в изобарных процессах, моделирующим теплообмен между продуктами сгорания и воздухом.

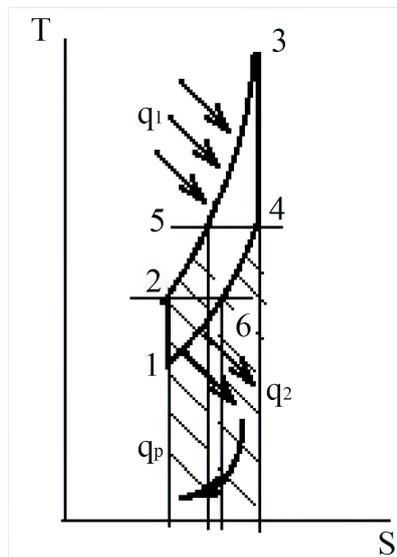


Рис. 4.9. Цикл ГТУ с регенерацией теплоты на $T-s$ диаграмме

В реальных условиях, вследствие конечных размеров теплообменников-регенераторов, должна существовать конечная разность температур между нагреваемым воздухом и охлаждаемым потоком продуктов сгорания. Поэтому в действительности нагреваемый воздух будет иметь температуру, меньшую T_5 , а охлаждаемые газы будут иметь температуру, большую T_6 . Этот факт учитывается коэффициентом, называемым степенью регенерации теплоты в теплообменнике.

Регенерация теплоты q_p , выполненная при условии $T_5 = T_4$ и $T_2 = T_6$, является предельной регенерацией. В этом случае количество регенерируемой теплоты реализуется как максимально возможное, предельное. Очевидно, что при предельной регенерации величина степени регенерации теплоты равна единице.

Проанализируем эффективность цикла ГТУ при предельной регенерации теплоты. Количество подведённой и отведённой теплоты в цикле в соответствии с рис. 4.9 можно определить по следующим соотношениям:

$$q_1 = c_p (T_3 - T_5), \quad T_5 = T_4, \quad q_2 = c_p (T_6 - T_1), \quad T_6 = T_2.$$

$$\text{Следовательно, } q_1 = c_p T_4 (T_3 / T_4 - 1), \quad q_2 = c_p T_1 (T_2 / T_1 - 1).$$

Однако, как это было показано ранее, $T_3 / T_4 = T_2 / T_1$, в итоге термический КПД ГТУ с предельной регенерацией теплоты $\eta_{\text{пер}} = 1 - T_1 / T_4$.

Таким образом, в случае предельной регенерации теплоты термический КПД ГТУ с подводом теплоты при $p = \text{const}$ зависит только от температуры газа в конце адиабатного расширения в сопловом аппарате T_4 (начальная температура воздуха T_1 обычно принимается одинаковой).

Однако можно использовать соотношение вида $T_4 = T_1 (T_3 / T_2)$, следовательно,

$$\eta_{\text{рег}} = 1 - \frac{T_2}{T_3} = 1 - \left(1 + q_1 / c_p \pi_k\right)^{k-1}. \quad (4.17)$$

Из анализа (4.17) ясно, что применение регенерации даёт большой эффект при малых π_k , т.е. при сравнительно низких температурах T_2 в конце адиабатного сжатия воздуха в компрессоре. При этом участок изобары, на котором возможна регенерация теплоты в цикле, сравнительно велик, а $T_2 < T_4$ на существенную величину. Последнее неравенство является признаком возможности повышения термического КПД цикла ГТУ за счёт регенерации теплоты.

Эффективность цикла также повышается при увеличении температуры T_3 , являющейся максимальной температурой в цикле. Однако, как уже говорилось, величина T_3 ограничена жаростойкостью конструкционных материалов лопаток турбины.

4.4. Контрольные вопросы и задачи к теме 4

1. Что является общим для всех теплосиловых циклов?
2. На какие группы подразделяются все современные двигатели по принципу преобразования энергии?
3. Какую машину называют компрессором, и на какие типы разделяется компрессор?
4. Что такое степень повышения давления в компрессоре?
5. Чему равно оптимальное значение степени повышения давления в многоступенчатом компрессоре?
6. Как подразделяются ДВС по принципу сжигания топлива?
7. Какие показатели характеризуют термодинамический цикл ДВС?
8. Сравните различные циклы ДВС между собой.
9. Какими достоинствами обладают газотурбинные установки?
10. От чего зависит эффективность ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении?
11. Какая регенерация теплоты называется предельной в цикле ГТУ?

12. От чего зависит КПД ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении в случае предельной регенерации?

Задача 4.1: Поршневой двигатель внутреннего сгорания работает с подводом теплоты при постоянном объёме. Степень сжатия воздуха поршнем $\varepsilon = 3,3$; количество теплоты, подведённой в процессе изохорного сгорания топлива, равно $q_{1v} = 0,35$ МДж/кг. Параметры окружающей среды: $p_1 = 0,1$ МПа, $t_1 = 20^\circ\text{C}$.

Определить параметры в характерных точках идеального цикла ДВС, эффективность цикла и степень приближения эффективности к максимально возможной величине. Наметьте пути повышения эффективности. За рабочее тело принять воздух, теплоёмкость воздуха принять постоянной, $c_v = 723$ Дж/(кг·К). Расчёт выполнить для 1 кг воздуха.

Решение: Идеальный цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объёме изображён на рис. 4.4. Определим параметры в его характерных точках.

1. Температура и давление воздуха в конце сжатия поршнем в цилиндре (точка 2) определяются из соотношений адиабатного процесса:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k = \varepsilon^k p_1 = 3,3^{1,4} \times 0,1 \cdot 10^6 = 0,53 \text{ МПа};$$

$$T_2 = T_1 \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1} T_1 = 3,3^{0,4} \cdot 293 = 472,4 \text{ К}.$$

2. Работа, затрачиваемая на сжатие воздуха поршнем в адиабатном процессе, выполняемая внешней средой:

$$l_{\text{сж}} = -c_v (T_2 - T_1) = -723 (472,4 - 293) = -0,13 \text{ МДж/кг}.$$

3. Температура и давление воздуха в конце изохорного подвода теплоты (точка 3) в камере сгорания ДВС определяются по формулам:

$$T_3 = T_2 + q_{1v}/c_v = 472,4 + 0,35 \cdot \frac{106}{723} = 956,5 \text{ К};$$

$$p_3 = p_2 \cdot T_3/T_2 = 0,53 \cdot 956,5/472,4 = 1,1 \text{ МПа}.$$

Параметры в точке 3 являются максимальными в цикле и реализуются в камере сгорания ДВС.

4. Температура и давление воздуха в конце адиабатного расширения в цилиндре ДВС (точка 4) определяются по адиабатным соотношениям с параметрами в точке 3 при условии изохорного отвода теплоты от цикла ($v_4 = v_1$)

$$T_4 = T_3 \left(\frac{v_3}{v_4}\right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{1}{\varepsilon}\right)^{k-1} = 956,5 \left(\frac{1}{3,3}\right)^{0,4} = 593,3 \text{ К.}$$

$$p_4 = p_1 \times T_4/T_1 = 0,1 \cdot 10^6 \cdot \frac{593,3}{293} = 0,2 \text{ МПа.}$$

Работа адиабатного расширения газа:

$$l_{\text{расш}} = c_v(T_3 - T_4) = 723(956,5 - 593,3) = 0,26 \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}.$$

Следовательно, $l_{\text{сж}} / l_{\text{расш}} = 0,13 / 0,26 = 0,5$ или 50 % работы расширения газа затрачивается на его сжатие в цилиндре ДВС. Кроме того, отвод продуктов сгорания топлива из цилиндра ДВС происходит при давлении, в два раза превышающем давление в окружающей среде. Всё это снижает работоспособность ДВС.

5. Количество теплоты, отведённой в изохорном процессе от цикла ДВС:

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1) = 723(593,3 - 293) = 0,22 \text{ МДж/кг.}$$

6. Полезная работа цикла:

$$l_v = q_1 - q_2 = l_{\text{расш}} - l_{\text{сж}} = 0,35 - 0,22 = 0,26 - 0,13 = 0,13 \text{ МДж/кг.}$$

7. Термический КПД цикла ДВС или эффективность цикла:

$$\eta_v = l_v / q_1 = 0,13/0,35 = 0,37.$$

Следовательно, полезная работа цикла ДВС составляет всего 37 % от подведённой энергии. При этом остальные 63 % выбрасываются вместе с горячими продуктами сгорания в окружающую среду.

8. Максимальная эффективность цикла ДВС возможна при реализации его в виде цикла Карно в заданном интервале температур $T_1 \dots T_3$ (3.2):

$$\eta_k = 1 - T_1/T_3 = 1 - 293/956,5 = 0,69.$$

Степень приближения эффективности цикла ДВС к максимально возможной величине составляет $\eta_v/\eta_k = 0,37 / 0,69 = 0,53$; т.е. 53 %.

Эффективность ДВС с подводом теплоты при постоянном объёме зависит от степени сжатия (4.9) и возрастает при её повышении. Однако при этом существенно повышается максимальная температура T_3 в камере сгорания двигателя, что осложняет его работу.

Задача 4.2: Для идеального цикла ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении определить параметры в характерных точках, полезную работу, термический КПД и степень приближения эффективности цикла к максимально возможной величине.

Наметить пути повышения эффективности ГТУ.

За рабочее тело принять воздух, исходные параметры: $p_1 = 0,1$ МПа, $t_1 = 27^\circ\text{C}$; теплоёмкость воздуха принять постоянной, $c_p = 1,01$ кДж/(кг·К). Учесть, что максимально допустимая температура продуктов сгорания в камере ГТУ ограничена термостойкостью лопаток ротора турбины, $t_3 = 700^\circ\text{C}$, теплотворность топлива $q_{1p} = 0,25$ МДж/кг. Расчёт выполнить для 1 кг воздуха.

Решение: 1. Параметры в точке 1 заданы: $p_1 = 0,1$ МПа; $T_1 = 300$ К.

2. Параметры воздуха после сжатия в компрессоре ГТУ (точка 2) должны быть определены с учётом ограничения максимальной температуры в цикле:

$$T_2 = T_3 - \frac{q_{1p}}{c_p} = 973 - 0,25 \cdot \frac{106}{1,01} \cdot 103 = 725,5 \text{ К.}$$

Вместе с тем, температура T_2 реализуется в конце адиабатного сжатия воздуха в компрессоре. Степень повышения давления компрессором определяется по формуле

$$\pi_k = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{k/(k-1)} = \left(\frac{725,5}{300}\right)^{3,5} = 22, \quad p_2 = \pi_k \cdot p_1 = 2,2 \text{ МПа.}$$

3. Работа, затрачиваемая на привод компрессора при одноступенчатом сжатии воздуха, определяется степенью повышения давления по формуле (4.1):

$$l_k = c_p T_1 \left(1 - \pi_k^{(k-1)/k} \right) = 1,01 \cdot 10^3 \times 300 (1 - 22^{0,286}) = -0,44 \frac{\text{МДж}}{\text{кг}}$$

4. Параметры в точке 3 (после изобарного подвода теплоты) по условию задачи:

$$T_3 = 973 \text{ К}, \quad p_3 = p_2 = 2,2 \text{ МПа.}$$

5. Параметры в точке 4 (на выходе из соплового аппарата турбины ГТУ) после совершения располагаемой работы потоком газа при расширении до давления в окружающей среде:

$$p_4 = p_1 = 0,1 \text{ МПа}; \quad T_4 = T_3 \cdot T_1 / T_2 = 973 \cdot 300 / 725,5 = 402,3 \text{ К.}$$

Располагаемая работа, которую способен совершить поток газа в турбине ГТУ, определяется как:

$$l_T = c_p T_3 (1 - \pi_k^{-(k-1)/k}) = 1,01 \cdot 10^3 \cdot 973 (1 - 22^{-0,286}) = 0,58 \text{ МДж/кг.}$$

Следовательно, $0,43/0,58 = 0,74$ или 74 % от располагаемой работы потока газа затрачивается на привод компрессора и только 26 % реализуется как полезная работа ГТУ.

6. Количество теплоты, отведённой в изобарном процессе от цикла ГТУ:

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1) = 1,01 \cdot 10^3 (402,3 - 300) = 0,11 \text{ МДж/кг.}$$

7. Полезная работа цикла:

$$l_p = q_1 - q_2 = l_T - l_k = 0,25 - 0,11 = 0,14 \text{ МДж/кг.}$$

8. Термический КПД цикла ГТУ или эффективность цикла:

$$\eta_p = l_p / q_1 = 0,14 / 0,25 = 0,59.$$

Следовательно, полезная работа цикла ГТУ составляет всего 59 % от подведённой энергии. При этом остальные 41 % затрачены на обеспечение цикла и выбрасываются вместе с горячими продуктами сгорания в окружающую среду.

9. Максимальная эффективность цикла ГТУ возможна при его реализации в виде цикла Карно в заданном интервале температур $T_1 \dots T_3$ (3.2):

$$\eta_k = 1 - T_1 / T_3 = 1 - 300 / 973 = 0,69.$$

Степень приближения эффективности цикла ГТУ к максимально возможной величине составляет $\eta_p / \eta_k = 0,59 / 0,69 = 0,86$; т.е. 86 %.

Эффективность ГТУ с подводом теплоты при постоянном давлении зависит от степени повышения давления компрессором π_k (4.11) и возрастает при её увеличении. Однако при этом существенно повышается максимальная температура T_3 в камере сгорания ГТУ, что осложняет её работу по причине увеличения тепловой нагрузки на лопатки ротора.

Следует отметить, что эффективность ГТУ и степень приближения эффективности к максимально возможной величине значительно выше, чем аналогичные показатели ДВС, полученные в одинаковом интервале максимальной и минимальной температур циклов.

ТЕМА 5. ЦИКЛЫ ПАРОВЫХ ТЕПЛОСИЛОВЫХ УСТАНОВОК

В теплосиловых циклах, основанных на использовании пара, агрегатное состояние рабочего тела меняется. В одной части цикла рабочее тело находится в жидком состоянии, в другой части — в виде двухфазной смеси (влажный пар), в третьей — в виде газа (перегретый пар). Эти особенности паровых теплосиловых установок (ПТУ) обуславливают их существенные отличия от установок с газообразным рабочим телом.

В современной стационарной теплоэнергетике в основном используются теплосиловые установки, рабочим телом которых являются (в силу своей доступности) вода и пар воды. По ходу цикла вода изменяет своё агрегатное состояние, причём фазовые переходы (кипение и конденсация) суть изобарно-изотермические процессы. Эта особенность дает возможность (в отличие от газовых теплосиловых установок) использовать обратимые изотермические процессы подвода и отвода теплоты и осуществить цикл Карно.

5.1. Цикл Карно на влажном паре

Как известно, цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат. Практическое осуществление процессов, близких по своему характеру к адиабатным, не представляет особых трудностей, однако для изотермических процессов подвода и отвода теплоты в цикле ГТУ это сопряжено с непреодолимыми трудностями.

В случае использования потока вещества как рабочего тела наиболее просто осуществить подвод и отвод теплоты в изобарных процессах. Если основываться на закономерностях фазового перехода вещества, появляется возможность реализовать изобарно-изотермический процесс подвода и отвода теплоты в цикле ПТУ, т.е. осуществить на практике цикл Карно, протекающий в области двухфазного состояния воды.

Схема паросиловой установки, работающей по циклу Карно на влажном паре, приведена на рис. 5.1. В паровой котёл ПК поступает влажный пар малой степени сухости x . За счёт сгорания топлива в топке котла (как правило,

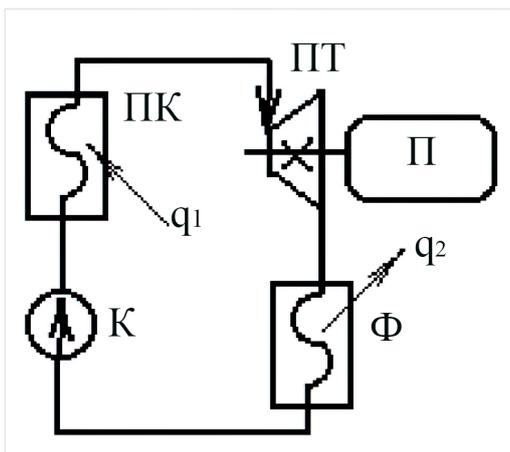


Рис. 5.1. Схема ПСУ, работающей по циклу Карно на влажном паре

Одновременно выполняется работа на привод потребителя П (например, электрогенератора) и компрессора К.

На выходе из турбины пар имеет параметры насыщения p_2 и T_2 . Далее пар поступает в конденсатор — теплообменник Ф, в котором от него отводится теплота q_2 при постоянных параметрах p_2 и T_2 . В конденсаторе пар частично конденсируется, степень его сухости уменьшается.

После конденсатора влажный пар поступает в компрессор К, в котором он адиабатно сжимается до давления p_1 и затем подаётся в котёл. Тем самым цикл Карно на влажном паре замыкается.

При составлении термодинамического цикла потерями давления и тепло-содержания пара в трубопроводах пренебрегают. Цикл показан на рис. 5.2 в виде p - T и T - s диаграмм.

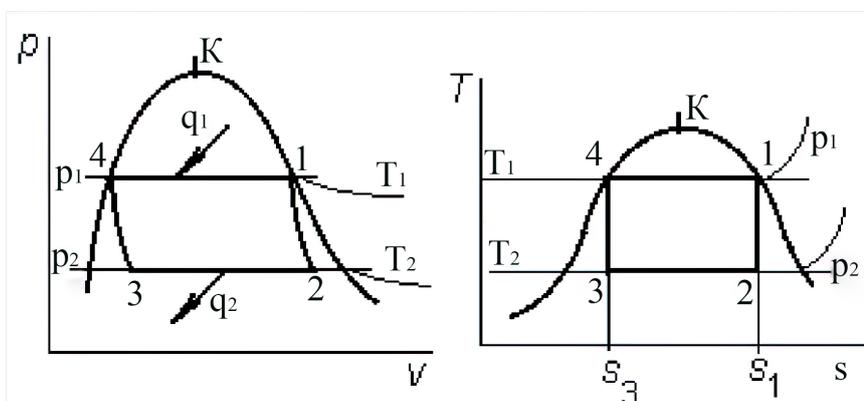


Рис. 5.2. Цикл ПСУ на P - T и T - s диаграммах

Здесь 4–1 — подвод теплоты q_1 к пару в котле в изобарно-изотермическом процессе с параметрами p_1 и T_1 при повышении степени сухости пара, $x_1 = 1$; 1–2 — адиабатное расширение пара в турбине с совершением располагаемой работы потока, процесс сопровождается уменьшением степени сухости пара, $x_2 < x_1$; 2–3 — отвод теплоты q_2 в конденсаторе при постоянных p_2 и T_2 с дальнейшим снижением сухости пара; 3–4 — адиабатное сжатие пара в компрессоре с повышением давления и температуры от p_2 и T_2 до p_1 и T_1 . На диаграммах также изображены изотермы и изобары перегретого пара.

Отвод теплоты в конденсаторе должен осуществляться так, чтобы влажный пар достиг степени сухости x_3 , после которой при адиабатном сжатии состояние пара не должно оказываться за пределами области насыщения, т.е. соответствовать параметрам точки 4 цикла.

В реальных условиях, поскольку критическая температура воды сравнительно невелика ($T_k = 374,15^\circ\text{C}$), невелик и интервал температур между нижней ($T_2 \sim 25^\circ\text{C}$) и верхней ($\sim 350^\circ\text{C}$) температурами цикла. При приближении T_1 к T_k резко сужается длина фазового перехода 4–1, степень заполнения диаграммы цикла уменьшается и его эффективность убывает. Тем не менее, даже в этом сравнительно узком интервале предельных температур величина термического КПД для цикла Карно, осуществляемого во влажном паре воды, оказывается весьма значительной:

$$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{298,15}{623,15} = 0,52.$$

Однако практическое осуществление цикла Карно на влажном паре нецелесообразно, так как рабочим телом является влажный пар, представляющий собой поток сухого насыщенного пара со взвешенными в нём капельками воды, условия работы турбины и компрессора оказываются тяжёлыми, несовершенными с точки зрения преобразования энергии. Работа турбины неэффективна, а компрессор для сжатия влажного пара при малых давлениях и больших удельных объёмах представляет собой устройство, на привод которого затрачивается чрезмерно большая энергия.

5.2. Цикл Ренкина

Перечисленные выше недостатки, присущие циклу Карно на влажном паре, могут быть частично устранены, если в конденсаторе установки осуществить полную конденсацию пара, доведя фазовый переход до левой линии насыщения. В этом случае для замыкания цикла нужно сжимать не влажный пар, а жидкость, воду. Удельный объём воды по сравнению с объёмом пара весьма мал, жидкость практически несжимаемая и появляется возможность использовать вместо неэффективного компрессора насос для перекачивания воды. Водяные насосы весьма просты в эксплуатации, компактны и для своего привода потребляют намного меньшую энергию, чем компрессоры.

Цикл с полной конденсацией пара предложил шотландский инженер У. Ренкин в 50-х годах XIX века. Схема паросиловой установки, работающей по циклу Ренкина, подобна схеме, изображённой на рис. 5.1, только компрессор должен быть заменён на водяной насос, так как в конденсаторе осуществляется полная конденсация пара в жидкую фазу.

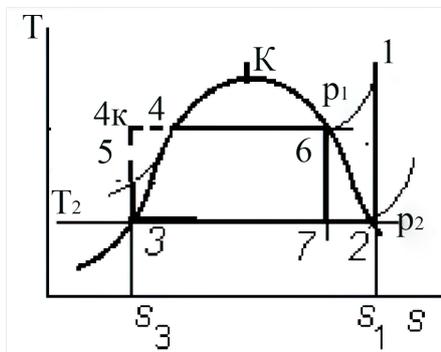


Рис. 5.3. T - s диаграмма цикла Ренкина с учетом работы насоса

T - s диаграмма цикла Ренкина показана на рис. 5.3. Насыщенный пар после парового котла из состояния b поступает в турбину, где в адиабатном процессе $6-7$ совершает располагаемую работу. После турбины отработанный пар с параметрами 7 поступает в конденсатор, где, в отличие от цикла Карно, он полностью конденсируется в изобарно-изотермическом процессе $7-3$. Из состояния 3 вода сжимается насосом по адиабате

$3m5$ до исходного давления p_6 в паровом котле. Длина отрезка $3-5$ весьма мала по сравнению с адиабатой основного процесса $6-7$, что соответствует малой работе на привод насоса.

Малая работа сжатия воды по сравнению с работой сжатия влажного пара и технической работой потока пара является важным преимуществом цикла Ренкина.

Из насоса вода под давлением p_6 (точка 5 расположена на изобаре воды, пересекающей точку 4, определяющую давление фазового перехода при кипении воды) подаётся в котёл, где в изобарном процессе 5–4 подогревается до стадии кипения. Затем, по достижении водой температуры кипения, происходит процесс парообразования в изобарно-изотермическом фазовом переходе 4–6. Сухой насыщенный пар с параметрами 6 поступает в турбину, цикл замыкается.

В отношении термического КПД цикл Ренкина уступает циклу Карно, так как средняя температура подвода теплоты в процессах 5–4–6 оказывается ниже, а степень заполнения цикла меньше, чем в цикле Карно с максимальной температурой $T_1 = \text{const}$ (цикл показан штриховой линией 5–4к–4). Однако с учётом реальных условий перехода от компрессорного сжатия пара к перекачке воды насосом экономичность цикла Ренкина оказывается выше, чем соответствующего цикла Карно.

Следующим шагом на пути повышения эффективности цикла на парах воды является перегрев пара в специальном элементе котла — пароперегревателе. Здесь пар нагревается в изобарном процессе 6–1 до температуры T_1 , превышающей температуру насыщения T_6 при давлении $p_6 = p_1$. Процесс расширения перегретого пара в турбине 1–2 до давления p_2 совершается при более высокой степени сухости, чем без перегрева пара. Благодаря этому эффективность теплосиловой установки возрастает, условия работы турбины улучшаются.

Цикл Ренкина с перегревом пара — основной цикл паросиловых установок, применяемых в современной теплоэнергетике.

5.2.1. Эффективность парового цикла

Оценим термический КПД цикла Ренкина с перегревом пара, используя следующие соотношения. Поскольку процессы подвода и отвода теплоты осуществляются по изобарам, то $q_1 = h_1 - h_5$; $q_2 = h_2 - h_3$, где $h_1(p_1, T_1)$ — энтальпия перегретого пара на выходе из пароперегревателя котла; $h_5(p_1, T_5)$ — энтальпия воды на входе в котёл; $h_2(p_2, T_2, x)$ — энтальпия влажного пара на выходе из турбины (на входе в конденсатор) как функция параметров насыщения и степени сухости x пара; $h_3(p_2, T_2)$ — энтальпия воды на выходе из конденсатора (равна энтальпии воды на линии насыщения).

Из общего уравнения для термического КПД цикла (3.1), примененного к обратимому циклу Ренкина, получим:

$$\eta_p = \frac{(h_1 - h_5) - (h_2 - h_3)}{(h_1 - h_5)} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_5 - h_3)}{(h_1 - h_5)}, \quad (5.1)$$

где разность $(h_1 - h_2)$ — располагаемый перепад энтальпий, превращаемый в техническую работу турбины; разность $(h_5 - h_3) = v_b (p_1 - p_2)$ — техническая работа насоса ($v_b = \text{const}$ — удельный объём воды).

Выражение (5.1) позволяет определить величину термического КПД цикла Ренкина по известным значениям начальных параметров пара (параметров пара на входе в турбину) при $h_1(p_1, T_1)$ и давлении пара в конденсаторе p_2 , т.е. $h_2(p_2, T_2, x)$.

Следует отметить, что для получения сравнительно невысокой температуры перегретого пара $T_{max} = 823,15$ К применяется пароперегреватель, температура продуктов сгорания топлива в котором не ниже 1800 К. Испытание парового котла на эффективность методом эксергии, выполненное в подразд. 3.4, показало, что паровой котёл является тепловой энергоустановкой, отличающейся весьма низким уровнем термодинамического совершенства.

В соответствии с (5.1), термический КПД цикла Ренкина зависит в первую очередь от начальных параметров пара в турбине. С повышением температуры перегретого пара при одном и том же давлении термический КПД цикла увеличивается, так как повышается средняя температура подвода теплоты в цикле. Если верхняя температура в цикле достигла максимально возможной величины по жаропрочности конструкционных материалов, то повышение давления пара в котле также приводит к росту термического КПД цикла (при этом повышается степень заполнения цикла и средняя температура подвода теплоты выше).

В настоящее время на ТЭЦ используется пар с основными параметрами: $p_1 = 240$ бар, $T_1 = 840$ К. Дальнейшее повышение этих параметров ограничивается свойствами существующих конструкционных материалов: при высоких силовых и тепловых нагрузках приходится использовать дорогостоящие легированные стали. Таким образом, попытка повышения термодинамического совершенства энергетической установки вызывает увеличение капитальных затрат на её со-

ружение и эксплуатацию. Иными словами, меры, направленные на экономию топлива, увеличивают финансовые затраты на производство энергии. С этой точки зрения дальнейшее повышение начальных параметров пара, особенно при использовании дешёвых видов топлива, оказывается нецелесообразным. Этот вопрос решается на основе всестороннего технико-экономического анализа.

Для повышения термического КПД цикла в паротурбинных установках, как и в газовых установках, применяется регенерация теплоты. Регенеративный цикл

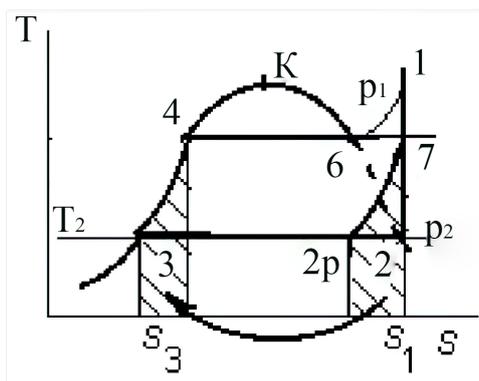


Рис. 5.4. Регенеративный цикл ПТУ с перегревом пара

ПТУ с перегревом пара показан на рис. 5.4. Здесь $T-s$ диаграмма цикла идеализирована, регенерация теплоты обоснована эквидистантностью линий процессов 3–4 изобарного подвода теплоты к воде в паровом котле и процесса 7–2 p регенеративного отбора теплоты из промежуточных ступеней турбины. При этом часть пара, отводимая из турбины, подаётся в регенератор-теплообменник, где конденсируется в ходе изобарного процесса

7–2 p , отдавая свою теплоту воде, поступающей в котёл. Следовательно, количество рабочего тела в турбине при этом не постоянно, расход пара убывает при переходе из одной ступени турбины к другой. Конденсат из регенератора специальным насосом подаётся в котёл.

Из $T-s$ диаграммы следует, что термический КПД цикла Ренкина с предельной регенерацией теплоты

$$\eta_p^* = 1 - \frac{T_2(s_{2p} - s_3)}{h_1 - h_4} \quad (5.2)$$

В выражении (5.2) по сравнению с (5.1) $h_4 < h_5$ и при одинаковых значениях T_2 КПД цикла Ренкина с предельной регенерацией теплоты больше, чем без регенерации, $\eta_p^* > \eta_p$.

5.2.2. Теплофикационные циклы

В процессе производства электроэнергии на тепловых электростанциях, основанных на ПТУ, большое количество теплоты передаётся холодному

источнику — воде, охлаждающей конденсатор. Передача определённого количества теплоты холодному источнику цикла в соответствии со вторым законом термодинамики неизбежна. С точки зрения экономики производства теплоту, отводимую из парового цикла, следует использовать для производственных и бытовых нужд в виде горячей воды и пара.

Однако при осуществлении мероприятий, направленных на использование теплоты, отведённой из цикла, возникают затруднения. Дело в том, что при достаточно высоких значениях термического КПД цикла давление в конденсаторе ПТУ для предельного снижения температуры в цикле ($T_2 \sim 30^\circ\text{C}$) должно быть минимальным ($p_2 \sim 0,04$ бар). При этом на T - s диаграмме паровой цикл имеет максимальный коэффициент заполнения, соответствующий минимальной величине отводимой теплоты (нижняя в цикле изобара-изотерма p_2 , T_2 расположена на минимальном уровне). Следовательно, в ПТУ с достаточно высоким уровнем термодинамического совершенства теплота в конденсаторе имеет весьма низкий температурный потенциал и не может быть использована для производственных или бытовых нужд, так как, как правило, для технологических целей необходим насыщенный водяной пар с температурой $\sim 150\div 200^\circ\text{C}$ при давлении $2,5\div 25$ бар.

Для использования теплоты, отдаваемой конденсирующимся паром, нужно повысить температуру фазового перехода, т.е. повысить давление в конденсаторе. Тем самым будет вызвано существенное уменьшение величины термического КПД цикла и снижение выработки электроэнергии при тех же затратах топлива.

Однако возможность получения большого количества теплоты для технологических и бытовых нужд за счёт некоторого сокращения выработки электроэнергии оказывается весьма выгодной, так как избавляет от необходимости сооружать специальные отопительные котельные. Эти котельные нацелены на получение теплоты сравнительно низкого температурного потенциала рабочего тела, поэтому они малоэффективны.

Комбинированную выработку электроэнергии и теплоты на теплосиловых установках называют *теплофикацией*, сами теплосиловые установки — теплоэлектроцентралями (ТЭЦ).

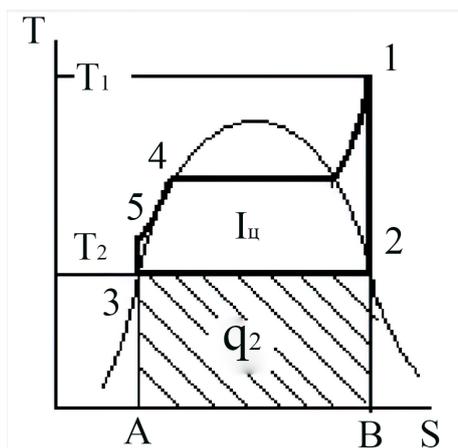


Рис. 5.5. Теплофикационный цикл ПТУ

Цикл теплофикационной паротурбинной установки изображён на рис. 5.5. На $T-s$ диаграмме работу цикла характеризует площадь $1-2-3-5-4-6-1$, площадь $A-3-2-B-A$ — теплоту q_2 , отведённую внешнему потребителю. Количество теплоты q_2 определяется положением изотермы T_2 цикла, чем выше изотерма, тем большее количество теплоты можно отвести потребителю, вместе с тем эффективность цикла уменьшается.

В зависимости от параметров отводимой теплоты на ТЭЦ применяют различные теплофикационные схемы отвода. В конденсаторах давление поддерживается таким, чтобы охлаждающая вода нагревалась до заданной температуры (при этом T_2 должна быть достаточно высокой). Также используют схему цикла ПТУ без конденсатора пара, в этом случае отработанный пар направляется потребителю, откуда возвращается конденсат для питания котла. Возможны схемы отвода пара с достаточно высокими параметрами на промежуточных ступенях турбины.

Экономичность работы ТЭЦ характеризует коэффициент использования тепла K , определяемый как отношение суммы полезной работы (электроэнергии) $l_э$, произведённой в цикле, и теплоты q_2 , отданной внешнему потребителю, к количеству теплоты q_1 , выделившейся при сгорании топлива:

$$K = \frac{l_э + q_2}{q_1} = \frac{N + Q}{G \cdot Q_H^p}, \quad (5.3)$$

где N — электрическая мощность установки, Q — количество теплоты, отданной внешнему потребителю; G — часовой расход топлива; Q_H^p — теплота сгорания топлива.

Чем совершеннее установка, тем ближе значение K к единице, тем меньше потери теплоты в котлоагрегате и паропроводе, механические потери в турбине, механические и электрические потери в электрогенераторе.

5.3. Контрольные вопросы и задачи к теме 5

1. Опишите термодинамические процессы цикла Карно на влажном паре.
2. Как должен осуществляться отвод теплоты в конденсаторе в цикле Карно на влажном паре?
3. В чем отличие цикла Ренкина от цикла Карно на влажном паре?
4. Чему равен термический КПД цикла Ренкина?
5. От чего зависит термический КПД цикла Ренкина?
6. Какие процессы входят в регенеративный цикл ПТУ?
7. Чему равен термический КПД цикла Ренкина с предельной регенерацией?
8. Что называют теплофикацией и теплоэлектроцентралями?
9. Каким показателем оценивают экономичность работы ТЭЦ?

Задача 5.1: Рассчитать значение термического КПД цикла Ренкина с перегревом пара при следующих условиях. В турбину пар поступает с параметрами $p_1 = 16,7 \cdot 10^6$ Па (170 бар), $T_1 = 550^\circ\text{C}$; давление пара в конденсаторе $p_2 = 4 \cdot 10^3$ Па (0,04 бар).

Решение: 1. Из таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара находим энтальпию пара $h_1(p_1, T_1) = 3,44$ МДж/кг и энтропию пара $s_1 = 6,46$ кДж/(кг·К).

2. Используя $h-s$ диаграмму, определяем энтальпию влажного пара при заданном давлении p_2 и энтропии s_1 (процесс 1-2 изоэнтропический). При этом $T_2 = 28,6^\circ\text{C}$.

3. Из таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара находим при давлении p_2 энтальпию воды на линии насыщения $h_3 = 0,12$ МДж/кг и энтропию воды $s_3 = 0,42$ кДж/(кг·К). При давлении p_1 и энтропии s_3 определяем энтальпию воды $h_5 = 0,14$ МДж/кг, при этом температура воды $T_5 = 29^\circ\text{C}$.

4. Подсчитаем перепад энтальпий: $(h_1 - h_2) = 1,5$ МДж/кг; $(h_5 - h_3) = 17$ кДж/кг; $(h_1 - h_5) = 3,3$ МДж/кг. Следовательно, работа на привод насоса, перекачивающего конденсат в паровой котёл, составляет всего сотые доли от технической работы потока перегретого пара.

5. Используя (5.1), рассчитаем значение термического КПД цикла:

$$\eta_p = (1,5 - 0,017) / 3,3 = 0,46$$

6. Рассчитаем значение термического КПД цикла Карно, осуществляемого в заданном интервале температур $T_{max} = 550 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{min} = 28,6 \text{ }^\circ\text{C}$:

$$\eta_k = 1 - \frac{T_{min}}{T_{max}} = 1 - \frac{301,75}{823,15} = 0,63.$$

Вывод: Термический КПД цикла Ренкина с перегревом пара существенно ниже, чем КПД цикла Карно, поскольку основная доля теплоты расходуется не на нагрев рабочего тела, а на совершение фазового перехода рабочим телом в цикле.

ТЕМА 6. ЦИКЛ БЕЗМАШИННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ТЕПЛОТЫ В ЭЛЕКТРОЭНЕРГИЮ

Энергетические установки, в которых преобразование теплоты в электроэнергию происходит, минуя промежуточную стадию механической работы, называют установками прямого преобразования теплоты в электроэнергию.

Рассмотрим теплосиловую установку с магнитогазодинамическим (МГД) генератором. В этих установках теплота, выделившаяся при сгорании топлива, расходуется на нагрев рабочего тела. Запасённая рабочим телом теплота в канале МГД-генератора преобразуется в кинетическую энергию потока, которая, в свою очередь, частично расходуется на выработку электроэнергии. Тем самым реализуется принцип безмашинного преобразования теплоты в электроэнергию.

В отличие от турбогенераторов, в МГД-генераторе отсутствуют подвижные части машины, взаимодействующие с высокотемпературным потоком рабочего тела. Это отличие является принципиальным преимуществом МГД-генератора, обеспечивающим его большую термодинамическую эффективность, так как появляется возможность использовать рабочее тело с предельно высокими значениями температуры.

6.1. Термодинамические параметры плазмы, находящейся в магнитном поле

Как указано ранее в теме 2, плазмой называется вещество, находящееся в частично или полностью ионизированном состоянии. По своей распространенности во Вселенной плазма занимает первое место: это вещество звезд, Солнца, газов межзвездного и межпланетного пространства. Плазма является нормальной формой существования вещества при температуре более 10^5 К и поэтому ее называют *четвертым состоянием вещества*.

На рис. 6.1 приведено изменение состояния различных химических элементов в зависимости от температуры.

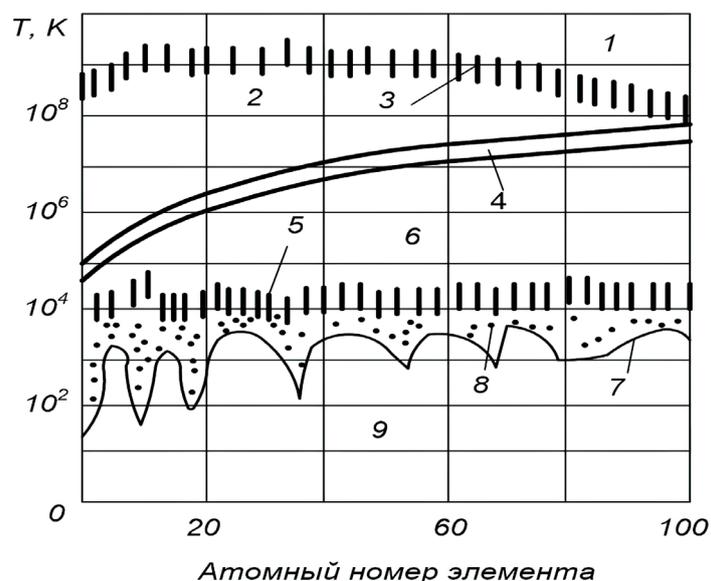


Рис. 6.1. Изменение состояния вещества в зависимости от температуры

С ростом температуры все химические элементы последовательно проходят следующие состояния: от твердой или жидкой фазы 9, через испарение 7, диссоциацию 8 и ионизацию 5 к плазме 6 и далее после завершения ионизации 4, ядерных реакций 2 и распада ядер 3 к плазме 1, состоящей только из протонов и электронов.

Таким образом, плазма состоит из положительно и отрицательно заряженных частиц, а также из нейтральных атомов.

Для характеристики плазмы вводится понятие степени её ионизации см. формулу (2.8):

$$\alpha_e = n_e / n_0, \quad (6.1)$$

где n_e — число заряженных частиц (свободных электронов); n_0 — общее число ионов атома газа.

Плазма имеет одну определенную температуру (изотермная плазма), если она находится в состоянии полного термодинамического равновесия. Такое равновесие устанавливается в закрытых системах с запертым излучением.

Поскольку отрицательный заряд электронов в плазме нейтрализуется положительным зарядом ионов, то плазма в достаточно больших объемах является электрически нейтральной.

Если у электрически нейтрального атома каким-либо способом удалить один электрон, то такой атом будет электрически заряжен положительно. Положительно заряженный атом без одного электрона называется однозарядным ионом. Если атом теряет следующий (второй электрон), то он превращается в двухзарядный ион и так далее. Когда у атома полностью удалены все электроны, то он является полностью ионизованным. Существует несколько способов ионизации: термическая, в результате электронного удара и др.

Для превращения нейтрального атома в ион необходимо затратить энергию, называемую энергией ионизации — U_i , которая обычно измеряется в электрон-вольтах — э.в ($1 \text{ э.в} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).

Запись процесса ионизации имеет вид:



где A — атом в исходном состоянии; A_+ — положительный ион; e — электрон.

Как известно, энергия U_{uq} беспорядочного теплового движения частиц, обладающих тремя степенями свободы, равна:

$$U_{uq} = 3 / 2 \cdot k \cdot T, \quad (6.3)$$

где $k = \frac{R_\mu}{N_A} = 1,38 \cdot 10^{-23}$ — молекулярная постоянная Больцмана, Дж/К; R_μ — универсальная газовая постоянная; N_A — число Авогадро, физическая величина, численно равная количеству специфицированных структурных единиц (атомов, молекул, ионов, электронов или любых других частиц) в 1 моле вещества. Определяется как количество атомов в 12 граммах (точно) чистого изотопа углерода-12. Обозначается обычно как N_A , а иногда и L .

Значение числа Авогадро, рекомендованное CODATA* в 2010 году, составляло:

$$N_A = 6,022\ 141\ 29\ (27) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

* *CODATA* — *Committee on Data for Science and Technology* — Комитет по данным для науки и техники; русское произношение аббревиатуры — [кодата] — *междисциплинарный комитет* Международного совета по науке, учрежденный в 1966 году и ставящий своей целью сбор, критическую оценку, хранение и поиск важных данных для задач науки и техники.

Значение числа Авогадро, рекомендованное CODATA в 2014 году:

$$N_A = 6,022\ 140\ 857\ (74) \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Полная термическая ионизация может быть осуществлена при условии:

$$U_{uq} < U_i. \quad (6.4)$$

Так, например, для водорода $U_i = 13,595$ э.в и в соответствии с равенством (6.3), для водорода полная ионизация осуществляется при температуре:

$$T_{i(H_2)} = \frac{2 \cdot U_{uq}}{3 \cdot k} = \frac{2 \cdot 13,595 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} \cong 10^5 \text{ К}. \quad (6.5)$$

Плазма, помещенная в сильное магнитное поле, по своим свойствам отличается от немагнитной плазмы. Свойства замагниченной плазмы различны в разных направлениях (анизотропия плазмы). Анизотропия плазмы особенно резко проявляется в таких процессах, как диффузия, электропроводность, тепло-проводность и др. Каждый из этих процессов оценивается по двум направлениям вдоль и поперек магнитного поля. Отметим, что магнитное поле не влияет на движение заряженных частиц, вдоль него и сильно влияет (ограничивает) движение в поперечном направлении. В рассматриваемом случае плазма характеризуется двумя температурами T_{\parallel} и T_{\perp} (вдоль и поперек магнитного поля).

Под совместным воздействием сил, действующих в плазме, и магнитного поля, ионы и электроны в ней движутся в противоположные стороны. Для выяснения влияния магнитного поля на термодинамические параметры плазмы рассмотрим систему, в которой магнитное поле H направлено вдоль оси Z и ток плотностью j течет вдоль оси X . Известно, что на проводник с током, текущим поперек магнитного поля, действует сила F , направленная перпендикулярно к j и H (по оси Y , рис. 6.2), величина которой определяется из равенства:

$$F = \frac{I}{C} jH. \quad (6.6)$$

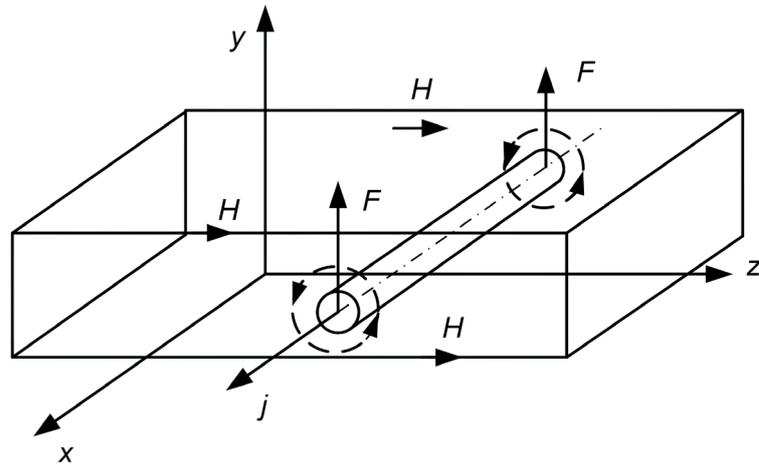


Рис. 6.2. Влияние магнитного поля на термодинамические параметры плазмы

В соответствии с уравнением Максвелла напряженность магнитного поля в этом случае вдоль оси Y должна меняться по закону:

$$\frac{dH}{dy} = \frac{4\pi}{C} j, \quad (6.7)$$

откуда

$$j = \frac{C}{4\pi} \cdot \frac{dH}{dy}, \quad (6.8)$$

и в силу равенства (6.1) и (6.3) следует, что:

$$F = \frac{H}{4\pi} \cdot \frac{dH}{dy} = \frac{d}{dy} \frac{H^2}{8\pi}. \quad (6.9)$$

Если магнитное поле изменяется только в поперечном направлении, то:

$$F = -grad \left(\frac{H^2}{8\pi} \right) = -grad(P_M), \quad (6.10)$$

где $P_M = \frac{H^2}{8\pi}$.

Полученное выражение показывает, что сила F направлена в сторону уменьшения магнитного поля и по своему виду аналогична силе давления.

Таким образом, полное давление и полная внутренняя энергия плазмы в поперечном направлении в магнитном поле определяется из выражений:

$$P_{\Pi} = P + P_M = P + \frac{H^2}{8\pi}; \quad (6.11)$$

$$U_{\Pi} = U + \frac{H^2}{8\pi\rho}, \quad (6.12)$$

где ρ — плотность плазмы; P и U — давление и внутренняя энергия плазмы при $H = 0$.

Если допустить, что изменение напряженности магнитного поля пропорционально изменению плотности (т.е. $H / \rho = const$), то изменение внутренней энергии и энтальпии плазмы определяются из выражений:

$$dU_{\Pi} = dU + \frac{H^2}{8\pi\rho^2} d\rho; \quad (6.13)$$

$$dh_{\Pi} = dh + \frac{H^2}{4\pi\rho^2} d\rho. \quad (6.14)$$

6.2. Цикл МГД-генератора

Магнитогазодинамический генератор представляет собой устройство, преобразующее кинетическую энергию электропроводящего потока, движущегося в поперечном магнитном поле, в электроэнергию.

Классификация МГД-установок, предназначенных для выработки электроэнергии, представлена схемой на рис. 6.3.

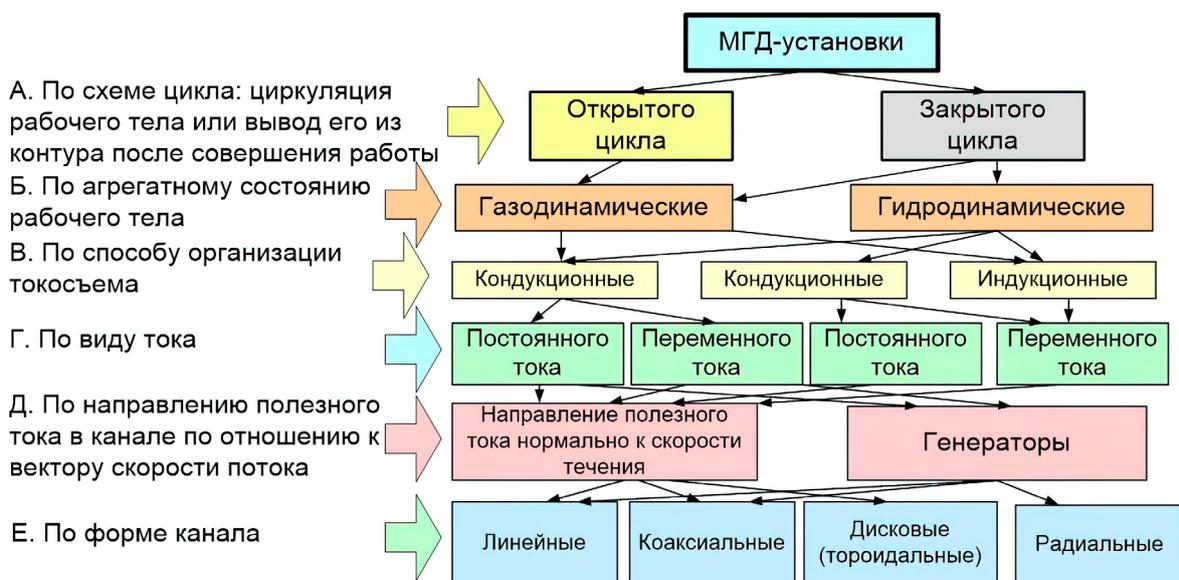


Рис. 6.3. Классификация МГД-установок

МГД-генератор (рис. 6.4) состоит из смесителя 1, камеры горения 2, сопла 3, рабочего участка 4, в котором вмонтированы медные башмаки 5, сильного магнита 6, опоясывающего рабочий участок, тепловой изоляции 7 (рис. 6.4, а).

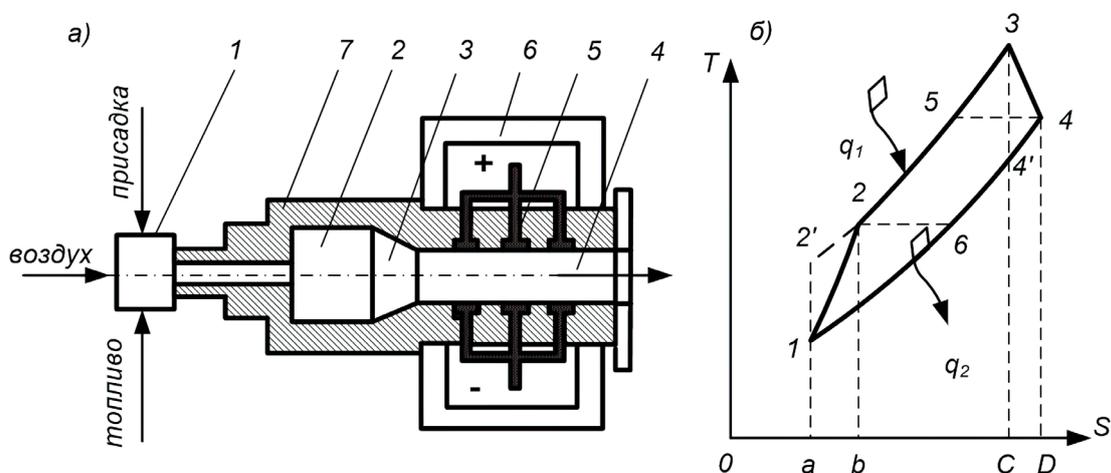


Рис. 6.4. Принципиальная схема МГД-генератора и его термодинамический цикл

Работа МГД-генератора осуществляется следующим образом:

В смеситель 1 подается воздух с высоким давлением, нагретый до температуры $600\div 650$ °С, топливо и ионизирующая присадка натрия Na или калий K (в количестве примерно $1\div 1,5$ % от массы воздуха). После смешивания этих трех компонентов горячая смесь поступает в камеру сгорания 2, где она горит, и в ней при температуре $2200\div 2400$ К образуется слабо ионизированная плазма. Из камеры горения плазма поступает в сопло 3, где расширяется и возрастает скорость ее течения. Затем струя плазмы с высокой скоростью поступает в рабочий участок 4, окруженный сильным магнитным полем и замагничивается в нем. В струе замагниченной плазмы, поперек направления магнитно-силовых линий, происходит разделение зарядов: положительно заряженные частицы движутся в одну сторону, отрицательные — в противоположную. Эти заряды воспринимаются системой медных башмаков. Одна из которых является заряженной положительно (+), а другая заряженной отрицательно (-).

Если систему таких башмаков замкнуть на внешнюю цепь, то в ней появится постоянный электрический ток. На выходе из рабочего участка отработавшая плазма имеет температуру $1800\div 2000$ К. Теплота, оставшаяся в плазме после

МГД-генератора, утилизируется в хвостовой части установки в виде пристройки к ней паротурбинного или газотурбинного цикла.

Термодинамический цикл МГД-генератора в диаграмме $T-s$ изображен на рис. 6.4,б. Атмосферный воздух в состоянии точки 1 всасывается в компрессор и сжимается в нем до состояния точки 2 — действительный политропный процесс сжатия; процесс $1-2'$ — идеальный, адиабатический процесс сжатия; линия $2-3$, в схеме без регенерации тепла, изобарный процесс горения в камере горения; линия $3-4$ — действительный политропный процесс расширения плазмы в сопле, $3-4'$ — идеальный, адиабатический процесс расширения плазмы в сопле.

Линия $4-1$ изобарный процесс охлаждения плазмы вне МГД-генератора.

Количество теплоты, подведенное к циклу $1-2-3-4$ (без регенерации):

$$q_1 = C_p(T_3 - T_2) = h_3 - h_2. \quad (6.15)$$

Количество теплоты, отданное холодному источнику, содержащееся в плазме за МГДГ:

$$q_2 = C_p(T_4 - T_1) = h_4 - h_1. \quad (6.16)$$

Количество теплоты, полезно использованное в МГДГ:

$$q = q_1 - q_2 = C_p[(T_3 - T_2) - (T_4 - T_1)] = (h_3 - h_2) - (h_4 - h_1). \quad (6.17)$$

Термический КПД, собственно, МГДГ (без приставки за ним):

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_3 - h_2) - (h_4 - h_1)}{h_3 - h_2} = \frac{l_{\text{МГДГ}}}{h_3 - h_2}. \quad (6.18)$$

Удельная мощность, вырабатываемая единицей объема МГД-генератора, пропорциональна величине σw^2 , где σ — электропроводность рабочего тела, w — скорость рабочего тела в канале.

Кинетическая энергия потока расходуется на преодоление градиента магнитного давления, возникшего в результате взаимодействия подвижной электропроводной среды с магнитным полем системы.

6.3. Цикл энергетической установки на базе МГД-генератора

Схема МГД-установки, работающей по открытому циклу, приведена на рис. 6.5. Атмосферный воздух сжимается компрессором К до давления p_1 и подаётся в камеру сгорания КС. Сюда же подаются топливо Т и щелочные добавки. Сгорание топлива происходит при постоянном давлении $p_1 = const$. Из камеры сгорания РТ поступает в канал С, где адиабатно расширяется от p_1 и T_1 до p_2 и T_2 с совершением работы, направленной на выработку электроэнергии. Так как РТ на выходе из канала МГДГ имеет высокую температуру ($T_2 \sim 2 \cdot 10^3 K$), используется регенерация теплоты в регенераторе-воздухоподогревателе ВП. Здесь РТ частично охлаждается при постоянном давлении p_2 , подогревая воздух, подаваемый в КС. На выходе из ВП рабочее тело может быть выброшено в атмосферу (вариант а), либо направлено в систему теплосиловой установки для дальнейшего использования теплоты с высоким уровнем температуры (вариант б). Естественно, что в этом случае эффективность использования теплоты сгорания топлива повышается.

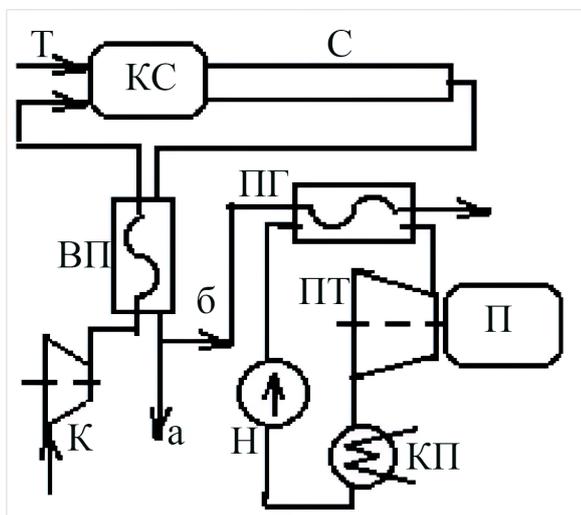


Рис. 6.5. Схема МГД-установки, работающей по открытому циклу

Рабочее тело, отводимое из регенератора-воздухоподогревателя ВП (рис. 6.5), имеет высокую температуру, и его тепло содержание может быть использовано. Одним из решений является отвод теплоты в другой, нижний по уровню температуры рабочего тела теплосилового цикла.

Сдвоенный цикл, составленный из циклов верхнего и нижнего уровней температурных потенциалов, называется бинарным.

В качестве нижнего теплосилового цикла выгодно использовать пароводяной цикл, для реализации которого температурный потенциал теплоты, отводимой от верхнего цикла, является достаточным. Бинарные циклы обеспечивают значительное повышение термодинамической эффективности энергетической системы.

Схема такой МГД-установки, работающей по бинарному циклу, приведена на рис. 6.6.

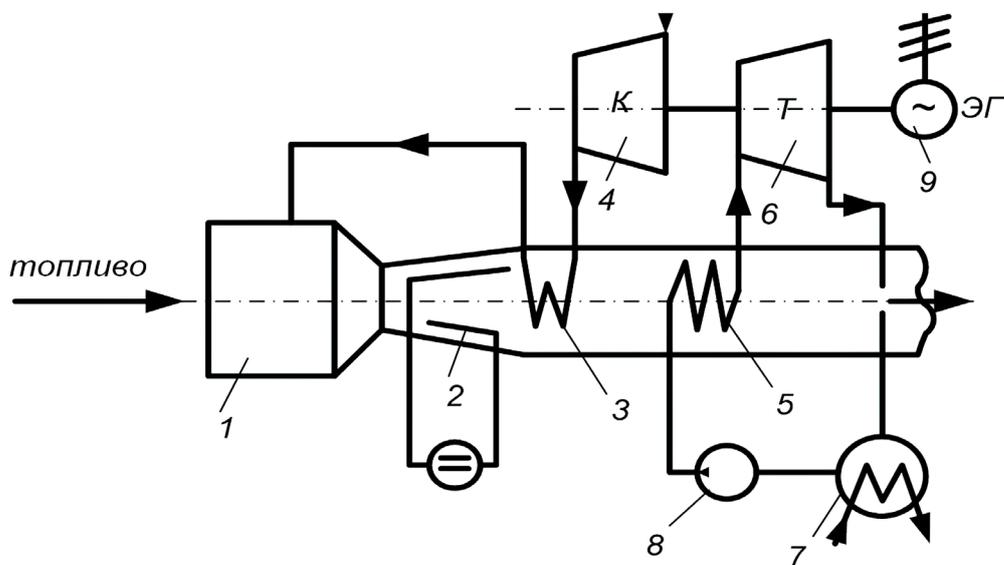


Рис. 6.6. Схема МГД-установки с регенерацией тепла:

- 1 — камера сгорания (КС); 2 — МГД-генератор; 3 — подогрев воздуха перед КС (регенератор); 4 — компрессор; 5 — парогенератор; 6 — паровая турбина; 7 — конденсатор; 8 — конденсатный насос; 9 — электрогенератор

В этом случае рабочее тело после воздухоподогревателя 3 подаётся в парогенератор 5, где отдаёт теплоту воде, циркулирующей в пароводяном контуре установки. Полученный пар из парогенератора поступает в паровую турбину 6, выполняющую техническую работу на привод потребителя электрогенератора 9 и компрессора 4. После паровой турбины пар конденсируется в конденсаторе пара 7, и насосом 8 конденсат подаётся в парогенератор 5. Компрессор 4 нагнетает подогретый в регенераторе 3 воздух в камеру сгорания 1.

Рабочее тело охлаждается в парогенераторе ПГ примерно до 150°C , после чего оно выбрасывается в атмосферу.

Термодинамический цикл МГД-установки, работающей по схеме бинарного цикла на $T-s$ диаграмме, приведен на рис. 6.7. Здесь цикл верхней ступени бинарного цикла является МГД-ступенью, которая обладает высоким температурным потенциалом теплоты. В диаграмме МГД-цикла:

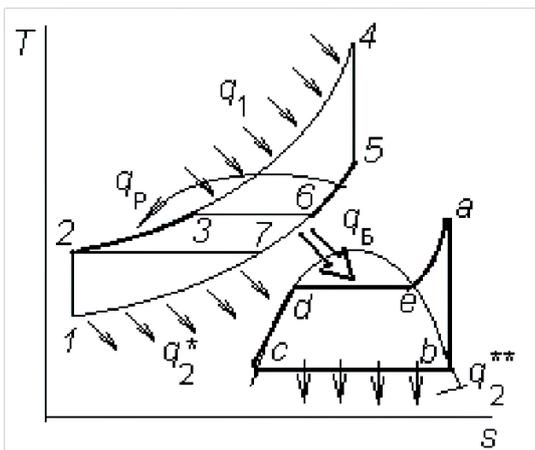


Рис. 6.7. Цикл МГД-установки, работающей по схеме бинарного цикла

1-2 — адиабатное сжатие воздуха в компрессоре, степень повышения давления в компрессоре ;

2-3-4 — изобарный подвод теплоты при $p_1 = const$ в цикле;

2-3 — подвод теплоты q_p в регенеративном подогревателе воздуха;

3-4 — подвод теплоты q_1 в камере

4-5 — адиабатное расширение рабочего

тела с производством работы в МГД-канале;

5-6-7-1 — изобарный процесс при $p_2 = const$ отвода теплоты в цикле;

5-6 — отдача теплоты q_p воздуху в регенераторе при конечной разности температур теплообмена;

6-7 — отдача теплоты q_b нижней ступени бинарного цикла, т.е. воде в парогенераторе;

7-1 — отвод теплоты q_2^* к холодному источнику, заменяет выброс предельно охлаждённого рабочего тела в атмосферу.

В нижней ступени бинарного цикла осуществляется пароводяной цикл Ренкина с перегревом пара. Здесь процессы:

a-b — адиабатное расширение перегретого пара с выполнением технической работы турбиной на привод потребителя;

b-c — изобарно-изотермический отвод теплоты q_2^{**} в пароконденсаторе;

c-d-e-a — изобарный (c-d и e-a) и изобарно-изотермический (d-e) подвод теплоты q_b в парогенераторе.

Отводимая из бинарного цикла теплота q_2^* от верхней ступени и q_2^{**} от нижней ступени, как правило, не может быть направлена для нужд производства, так как обладает весьма низким уровнем температуры.

Термический КПД рассмотренного бинарного цикла:

$$\eta_6 = (m \cdot l_g + m_n \cdot l_T) / m \cdot q_1, \quad (6.19)$$

где m и $m_{\text{п}}$ — расход рабочего тела в МГД-генераторе и в ПТУ соответственно; $l_{\text{с}}$ и $l_{\text{т}}$ — работа, произведённая соответственно в МГД-цикле и в паротурбинном цикле; q_1 — теплота, подведённая в МГД-цикле.

Термический КПД бинарного цикла МГД-установки может составлять величину $\eta_6 \approx 0,7$. Это значение выше соответствующего КПД лучших существующих ГТУ и ПТУ.

Основное преимущество МГД-генератора состоит в том, что он позволяет более эффективно по сравнению с ГТУ и ПТУ использовать теплоту высокого температурного потенциала, выделяющуюся при сгорании топлива. Отсутствие в МГД-генераторе движущихся в потоке частей позволяет резко повысить температуру рабочего тела. Температура газа на выходе в МГД-канале, работающем на продуктах сгорания органических топлив, может достигать $(2,2 \div 2,5) \cdot 10^3$ К при максимальной температуре $\sim 0,9 \cdot 10^3$ К в паровых и $(1 \div 1,2) \cdot 10^3$ К в газовых турбинах.

6.4. Плазменные МГД-генераторы

Рабочим телом в МГД-установках может быть электропроводный газ-плазма, представляющий собой квазинейтральную совокупность ионов, электронов, нейтральных атомов или молекул. Газ превращается в плазму при его ионизации. Если ионизация достигается за счет высоких температур, она называется термической. Термическая ионизация подчиняется закону действующих масс подобно любой химической реакции.

В МГД-установках открытого цикла рабочим телом является плазма продуктов горения органических топлив. Теоретическая температура горения большинства органических топлив в атмосферном воздухе не превышает 2300 К, что явно недостаточно для термической ионизации. Поднять температуру горения позволяет предварительный подогрев воздуха и обогащение воздуха кислородом.

Для того, чтобы получить плазму с электрической проводимостью не ниже 10 Ом/м, в продукты сгорания вводят вещества с возможно более низким потенциалом ионизации, так называемую ионизирующую присадку. Наименьший потенциал ионизации имеет цезий (Cs).

Присадка должна быть по возможности дешевой, ибо, несмотря на то, что в схемах МГД-установок открытого цикла её извлекают из продуктов горения, регенерируют и вновь пускают в дело, некоторое количество её неминуемо теряется. То количество присадки, которое все же выбрасывается с дымовым газом, не должно оказывать вредного воздействия на окружающую среду. Присадка не должна воздействовать на элементы конструкции МГД-установки, она должна быть технологичной, ввод и вывод её — достаточно простыми.

Исходя из приведенных причин для МГД-установок открытого цикла чаще всего в качестве присадки применяется соединения калия: K_2CO_3 , КОН.

МГД-установки открытого цикла

МГД-генератор в установке открытого цикла может работать эффективно лишь при достаточно высокой электрической проводимости. В частности, температура на выходе из МГД-генератора не должна быть ниже 2300 К.

Газы с такой температурой представляют еще большую энергетическую ценность и должны быть использованы.

Схемы МГД-генератора могут быть различными. На рис. 6.4 изображен МГД-генератор с так называемыми сплошными электродами. Для реального плазменного МГД-генератора такая схема в большинстве случаев оказывается неприемлемой из-за наличия эффекта Холла, который возникает в проводнике с током, находящимся в магнитном поле. По законам электродинамики в таком проводнике возникает электрическое поле, вектор которого перпендикулярен вектору тока в проводнике и вектору магнитного поля. Иными словами, в случае МГД-генератора вектор этого электрического поля параллелен оси канала.

В результате на всей длине канала возникает ЭДС Холла. Из-за большой длины канала ЭДС Холла может достигать нескольких, а иногда и десятков киловольт.

Наличие эффекта Холла приводит к тому, что закон Ома для канала МГД-генератора в его простейшей форме становится несправедливым. Вместо этого

следует использовать уравнение обобщенного закона Ома, которое в векторной форме имеет вид:

$$j = \sigma \left\{ \left[\overline{U} \cdot \overline{H} \right] + \overline{E} \right\} - \frac{\beta}{B} \left[\overline{j} \cdot \overline{H} \right], \quad (6.20)$$

где j — вектор плотности тока; H — вектор магнитной индукции; U — напряжение на нагрузке; E — вектор напряженности электрического поля, создаваемого нагрузкой; $\beta = e \cdot \tau B / m_e$ — параметр Холла; m_e, e — масса и заряд электрона; τ — время между столкновениями.

Из этого уравнения следует, что наличие эффекта Холла приводит к тому, что ток в МГД-генераторе течет не только в направлении оси y , как это предполагается при элементарном рассмотрении, но и вдоль оси x . Направление результирующего тока существенно зависит от параметра Холла β . В зависимости от параметра β целесообразно применить одну из схем включения МГД-генератора, изображенных на рис. 6.8. При малом β лучше использовать фарадеевский МГД-генератор (рис. 6.8а), в котором каждая пара электродов Э генератора присоединена на самостоятельную нагрузку H . При средних значениях β используется схема с диагональным соединением электродов и с небольшим числом нагрузок H (рис. 6.8б).

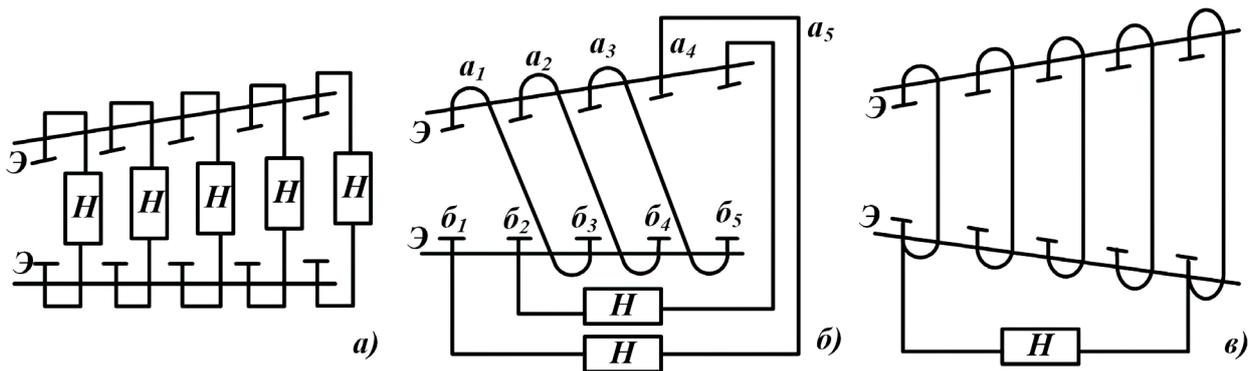


Рис. 6.8. Схемы включения МГД-генератора:

- a* — секционированный МГД-генератор; *б* — диагональное соединение;
в — МГД-генератор Холла

Смысл такого диагонального соединения электродов заключается в том, что за счет существования холловской и фарадеевской ЭДС результирующий

вектор напряженности электрического поля направлен под некоторым углом к оси канала. Направление, перпендикулярное этому вектору, оказывается эквипотенциальным. Так, электроды a_1 и b_3 , a_2 и b_4 и т.п. окажутся лежащими на эквипотенциалах и могут быть замкнуты накоротко.

Наконец, при больших β предпочтителен так называемый холловский канал (рис. 6.8в), в котором противоположные электроды лежат на эквипотенциале и могут быть попарно коротко замкнуты, а единственная нагрузка N присоединена к крайним парам электродов.

Параметр Холла зависит от физических свойств плазмы, прежде всего от сечений взаимодействия электронов с другими частицами; кроме того, он пропорционален индукции магнитного поля H . При постоянной температуре β растет с уменьшением давления.

На основании экспериментов и расчетов размер электрода в направлении оси x следует выбирать таким, чтобы за счет холловской напряженности электрического поля разность потенциалов между соседними электродами не превышала 30÷40 В. При более протяженных электродах эта разность возрастает, и возможен дуговой пробой промежутка между электродами.

Существенной характеристикой МГД-генератора является скорость плазмы на входе в генератор и её изменение по длине. Увеличение скорости плазмы может быть достигнуто за счет увеличения отношения давлений в сопле. Статическое давление в самом МГД-генераторе обычно принимается близким к атмосферному. Аргументы при выборе этого давления следующие:

а) давление после диффузора должно быть достаточным для того, чтобы протолкнуть продукты сгорания через все элементы газодинамического тракта МГД-установки, во всяком случае до дымососа, стоящего перед дымовой трубой;

б) снижение статического давления в МГД-генераторе позволяет повысить электропроводимость плазмы;

в) снижение статического давления увеличивает параметр Холла.

По значению скорости в канале МГД-генераторы различаются на дозвуковые

и сверхзвуковые. Однако сложности, связанные со сверхзвуковым потоком, приводят к тому, что на практике скорость плазмы в МГД-генераторе принимают околозвуковой ($M \approx 0,9$). При температурах, характерных для МГД-генераторов открытого цикла, эта скорость составляет около 1000 м/с на входе и 0,8 от этой величины на выходе.

МГД-установки замкнутого цикла

В МГД-установках замкнутого цикла рабочим телом может служить либо плазма инертных газов (аргон или гелий), либо жидкие металлы.

В случае плазменных МГД-установок замкнутого цикла с ядерными реакторами начальный нагрев газа не может быть особенно высоким. Температура газов не будет превосходить 1500 К или в лучшем случае 1700÷1900 К. Такие температуры недостаточно высоки, чтобы обеспечить термическую ионизацию даже ионизирующейся присадки. Однако в плазме инертных газов можно обеспечить неравновесную ионизацию, при которой основной газ, состоящий из ионов и нейтральных атомов, имеет сравнительно низкую температуру, а электроны — более высокую. Эта более высокая температура электронов поддерживается за счет их разгона в электрическом поле.

Наиболее экономичным и эффективным методом повышения электронной температуры и получения неравновесной ионизации является нагрев электронного газа за счет использования индуцированного электрического поля. При протекании тока через плазму вначале электроны разгоняются и приобретают более высокую температуру, а затем отдают свою энергию в виде джоулевой теплоты при столкновениях с молекулами. Из-за большого различия в массе при каждом упругом столкновении с атомом или молекулой электрон теряет лишь небольшую часть энергии.

Для полной потери начальной энергии электрону необходимо совершить около 10^4 упругих столкновений. За это время электронам будет сообщена гораздо большая энергия, в результате чего их полная энергия возрастает, а значит, температура повышается.

Таблица 6.1 — Характеристики МГД-генераторов и параметры неравновесной плазмы

Страна	Газ + присадка	Температура торможения, К	Давление торможения, бар	Расход, кг/с	Мощность, МВт	Число Маха (вход)	Максимальная индукция В, Тл
Италия	He + 0,3 %Cs	1760	1,7	0,075	0,7	0,8	3,7
Япония	He + 0,1 % K	2800	1	0,046	0,35	2	2
Голландия	Ar + 0,05 % Cs	3500	7,9	2,3	4,2	1,8	3,37
Голландия	Ar + 0,05 % Cs	3300	7,2	3,4	5,9	1,6	3,57
США	He + 1,2 % Cs	2150	2,2	1,6	5,2	1,6	1,3
США	He + 1,4 % Cs	3400	4,4	2,4	8,0	1,5	2,7

В большинстве случаев неравновесная проводимость, а отсюда и энергетические показатели МГД-генераторов не столь высоки, как можно было ожидать из расчетов. Причиной этого являются разного рода неоднородности в плазме, которые приводят к неустойчивости и снижению эффективной электрической проводимости.

Жидкометаллические МГД-установки пока не вышли из стадии лабораторных исследований. Наибольшая трудность состоит в разгоне жидкого металла. Различные разгонные устройства, предложенные для этой цели — сепарационные и инжекторные, имеют КПД, составляющий в лучшем случае около 10 %. В табл. 6.1 представлены основные характеристики некоторых существующих МГД-генераторов и параметры неравновесной плазмы, получаемой в МГД-установках замкнутого цикла.

6.5. Достоинства и недостатки МГД-генераторов

Главное достоинство МГД-генераторов состоит в том, что они, повышая на 10÷20 % КПД по сравнению с тепловыми электростанциями, могут в настоящее время вырабатывать электроэнергию в промышленных масштабах.

В МГД-генераторе, как описано выше, электрический ток производится потоком ионизированного газа (плазмы), направленным поперек магнитного поля.

Отрицательные и положительные заряды в магнитном поле отклоняются в разные стороны и направляются каждый на свой электрод. Между электродами образуется разность потенциалов, и при замыкании внешней цепи возникает электрический ток. Для получения ионов топливо сжигается при 3000 К в специальной камере, в которой для облегчения возникновения ионов к нему добавляются соли калия или цезия. Так как большая доля энергии превращается при этом все же в тепло, то в случае МГД-генератора не вполне можно говорить о непосредственном превращении химической энергии в электрическую. Температура газа, отобранного в МГД-генераторе, составляет 2000 К. Используя его по обычной схеме, турбина вырабатывает ещё примерно столько же электроэнергии, сколько производит МГД-генератор. Поэтому сравнительно высокий коэффициент полезного действия всей установки (50÷60 %) достигается с помощью двухступенчатого процесса.

МГД-установка Рязанской ГРЭС

Первый экспериментальный МГД генератор был построен в США ($N = 11,5$ кВт) в 1959 г. Источник рабочего тела — плазматрон, с $T_i = 3000$ К, работающий на аргоне. В 1960 году и далее с добавкой щелочных металлов мощность доведена до 32 МВт.

В СССР в 1965 году установлено У-02. Первый пуск У-02 на мощность 20 ÷ 25 МВт — в 1971 году.

Таблица 6.2 — Характеристики МГД-генератора Рязанской ГРЭС

Характеристика	Значение
Топливо, подаваемое в камеру сгорания МГД-генератора	Природный газ
Окислитель, подаваемый в камеру сгорания	Атмосферный воздух
Температура продуктов сгорания (низкотемпературной плазмы), поступающих из камеры сгорания в канал МГД-генератора, °С	2650
Общая длина канала МГД-генератора, м	30
в том числе длина рабочего участка канала	17,7
Скорость движения продуктов сгорания в канале МГД-генератора, м/с	1300

Характеристика	Значение
Масса продуктов сгорания, ежесекундно поступающих в канал МГД-генератора, кг	230
Температура продуктов сгорания, покидающих канал МГД-генератора, °С	2000
Мощность магнито-гидродинамического энергоблока, МВт	582
в том числе:	
Мощность собственного МГД-генератора	240÷260
Мощность паровой турбины К-300-240	312

В табл 6.2 приведены данные о сооруженной на Рязанской ГРЭС мощной магнетогидродинамической энергетической установке. Эта установка состоит из собственного МГД-генератора и из работающей вместе с ним обычной паротурбинной установки К-300-240 (рис. 6.9).

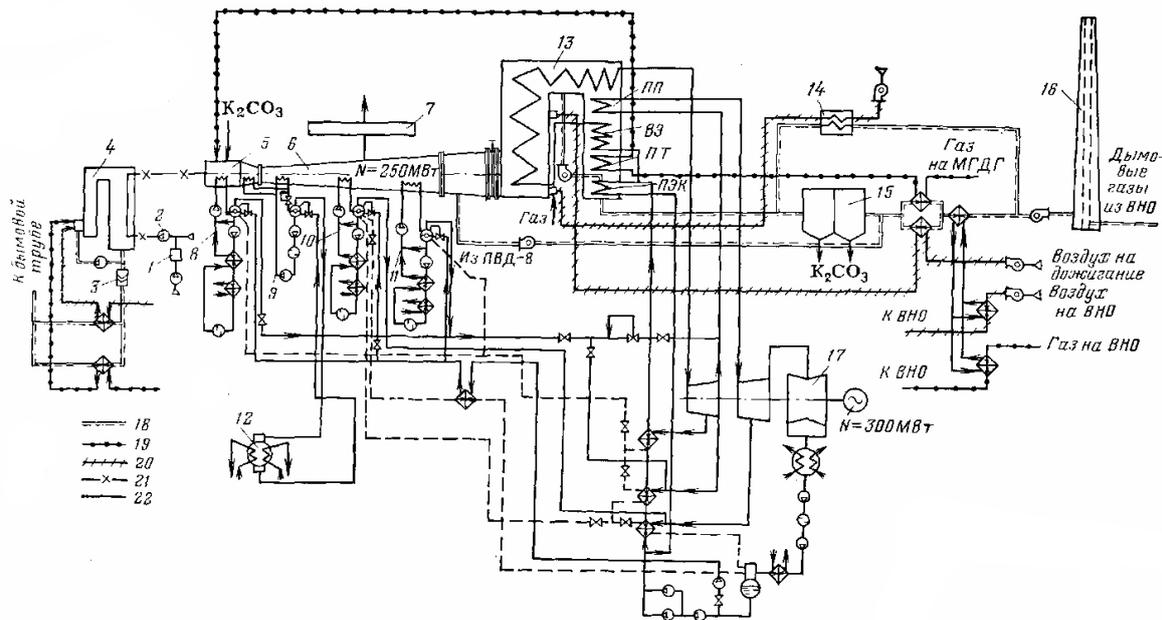


Рис. 6.9. МГД-установка Рязанской ГРЭС

Мощное магнитное поле в канале МГД-генератора создается сверхпроводящей магнитной системой, обмотка которой погружена в жидкий гелий. Продукты сгорания, покидающие канал МГД-генератора и имеющие температуру около 2000°С, будут использоваться для получения водяного пара, приводящего в работу паровую турбину, соединенную с обычным турбогенератором, вырабатывающим электрическую энергию.

Схема предусматривает возможность автономной работы парового котла с выдачей пара заданных параметров на турбоустановку. В паровом котле осуществляется дожигание газов для уменьшения содержания окислов азота в газовых выбросах. КПД МГД-установки существенным образом зависит от температуры топлива и окислителя (воздуха), поступающих в камеру сгорания. Поэтому в составе схемы есть специальные высокотемпературные нагреватели окислителя и подогреватели топлива.

6.6. Контрольные вопросы к теме 6

1. Назовите способы ионизации плазмы. При каком условии происходит полная ионизация?
2. Опишите действие магнитного поля на проводник с током, текущим поперек магнитного поля.
3. Что представляет собой и из каких устройств состоит МГД-генератор?
4. Приведите классификацию МГД-установок.
5. Как осуществляется работа МГД-генератора?
6. Чему равен термический КПД МГД-генератора?
7. Опишите работу энергетической установки на базе МГД-генератора.
8. Что такое бинарный цикл энергетической установки на базе МГД-генератора и как работает такая установка?
9. Какие термодинамические процессы входят в бинарный цикл МГД-генератора?
10. Чему равен термический КПД бинарного цикла установки?
11. В чем основное преимущество МГД-генератора по сравнению с ПТУ и ГТУ?
12. Что применяется чаще всего в качестве присадки, чтобы получить плазму с электрической проводимостью не ниже 10 Ом/м?
13. Какие схемы включения МГД-генератора существуют из-за наличия эффекта Холла?
14. Какие характеристики МГД-установок достигнуты в мире?

ТЕМА 7. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ МАШИН И УСТАНОВОК

7.1. Идеальный цикл холодильной машины

Для понижения температуры тел ниже температуры окружающей среды и непрерывного поддержания заданной низкой температуры применяются холодильные машины.

Отвод теплоты от охлаждаемых тел и перенос её к горячему источнику осуществляется рабочим телом, которое называется холодильным агентом.

Искусственный холод находит широкое применение в народном хозяйстве и особенно в пищевой промышленности.

Перенос теплоты от охлаждаемого тела (тело с меньшей температурой) к более нагретому (телу с большей температурой), согласно второму началу термодинамики, должен осуществляться некоторым компенсирующим процессом, которым чаще всего является превращение работы в теплоту или вводом в цикл дополнительного количества теплоты более высокого температурного потенциала. Действительно, если рассмотреть обратимый перенос теплоты от тела с постоянной температурой T_1 к телу с постоянной температурой $T_2 > T_1$ (рис. 7.1), то для выполнения условия $\Delta S_c = 0$ необходимо извне подвести теплоту $Q_{\text{комп}}$, которую можно получить от внешнего источника работы $L_{\text{комп}} = Q_{\text{комп}}$.

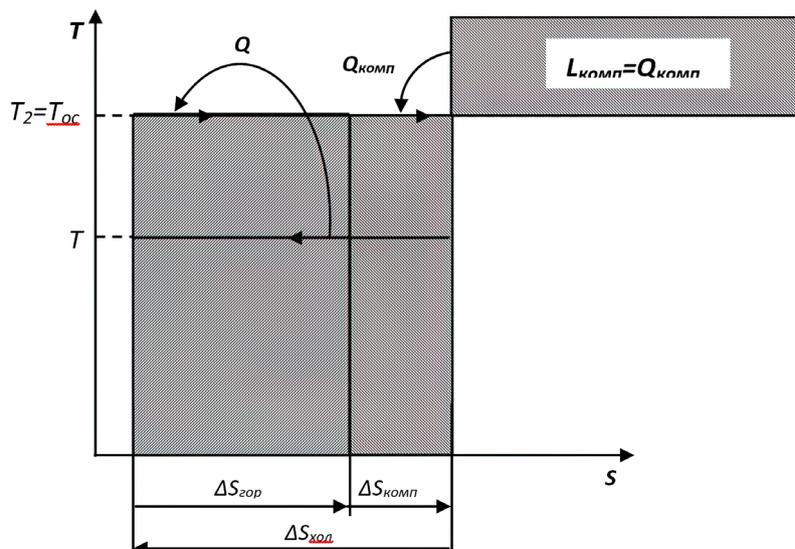


Рис. 7.1. К обоснованию принципа работы холодильной установки в T - s диаграмме

В качестве внешнего источника работы в холодильных установках, как правило, используется компрессор.

В большинстве случаев производство холода основано на совершении рабочим телом обратного кругового цикла. Таким идеальным циклом холодильной машины является обратимый обратный цикл Карно, принципиальная схема и термодинамический цикл которого изображены на рис. 7.2.

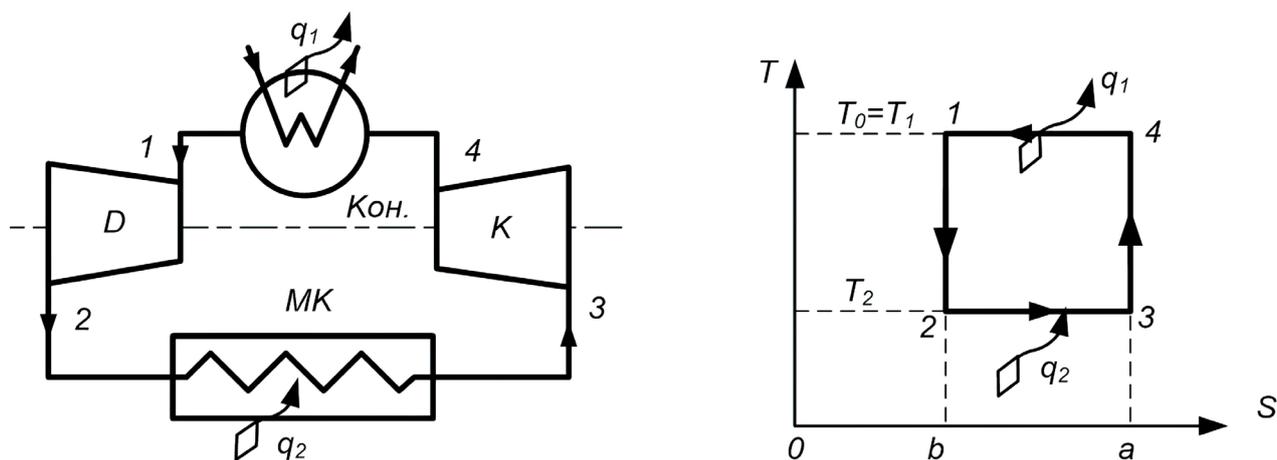


Рис. 7.2. Принципиальная схема и идеальный цикл холодильной машины

Холодильная установка, работающая по циклу Карно, состоит из компрессора «К», конденсатора «Кон», детандера «Д» (расширительная камера), морозильной камеры «МК».

Термодинамический цикл состоит из двух адиабат и двух изотерм. В этом цикле при изотермическом расширении 2–3 рабочее тело отнимает от охлаждаемых тел количество теплоты q_2 , измеряемое площадью 2–3–a–b. Далее рабочее тело в состоянии точки 3 поступает в компрессор «К», сжимается в нем до состояния точки 4 (адиабата сжатия 3–4), в результате чего температура рабочего тела возрастает с T_2 до $T_1 = T_0$ (температура окружающей среды).

На этот процесс затрачивается работа l от постороннего источника, равная площади 1–2–3–4. В изотермическом процессе 4–1 рабочее тело отдает окружающей среде, при постоянной температуре $T_0 = T_1$, количество теплоты q_1 , измеряемое площадью 4–1–b–a. В процессе 1–2 рабочее тело адиабатически расширяется до состояния точки 2, при этом его температура уменьшается с T_0 до T_2 .

Таким образом, в результате совершения обратного цикла Карно от холодного источника (охлаждаемых тел) отбирается при постоянной температуре T_2 количество теплоты q_1 , к циклу подводится от постороннего источника работа l и вся теплота $q_2 + l = q_1$ отдается горячему источнику (окружающая среда) при постоянной температуре $T_1 = T_0$.

Таким образом, $q_2 + l = q_1$ или $q_1 - q_2 = l$.

Количество теплоты q_2 , отбираемое от охлаждаемого тела в единицу времени, называется холодопроизводительностью установки.

Холодильный коэффициент

Степень совершенства преобразования энергии в тепловом двигателе, работающем по прямому циклу Карно, характеризуется термическим КПД, который определяется по формуле (3.1):

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

поскольку в нем теплота q_1 , подведенная к циклу, преобразуется в механическую энергию.

Степень совершенствования холодильной установки характеризуется холодильным коэффициентом ε_t , который представляет собой отношение количества отведенной теплоты q_2 (холодопроизводительности машины) к затраченной работе l :

$$\varepsilon_t = \frac{q_2}{l} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}. \quad (7.1)$$

Эффективность холодильной установки будет тем выше, чем больше её холодильный коэффициент, т.е. чем выше её холодопроизводительность при той же затраченной работе.

7.2. Цикл паровой компрессорной холодильной установки

Возможность приблизить экономичность холодильной установки к экономичности цикла Карно в интервале температур холодного тела и окружающей среды появилась с получением рабочих тел, имеющих низкие температуры фазового перехода из жидкости в пар.

В настоящее время в паровых компрессорных холодильных установках (ПКХУ) в качестве холодильных агентов применяются аммиак N_3 , двуокись углерода CO_2 и различные фреоны — фторхлорпроизводные углеводороды со структурной формулой $C_m H_x F_y Cl_z$. Для таких веществ можно осуществить холодильный цикл в области влажного насыщенного пара.

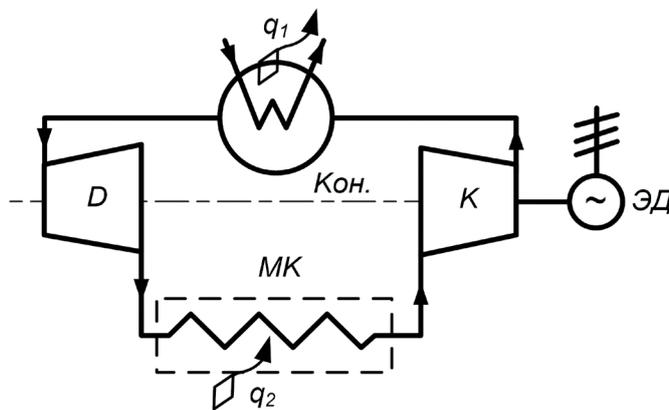


Рис. 7.3. Принципиальная схема паровой компрессорной холодильной установки

Преимуществом цикла паровой компрессионной холодильной установки является то, что использование в нем рабочего вещества в обеих фазах, жидкой и газообразной, делает возможным практическое осуществление обратного цикла Карно. Принципиальная схема паровой компрессорной установки приведена на рис. 7.3.

Принципиальная схема реальной паровой компрессорной холодильной установки несколько отличается от показанной на рис. 7.3, так как реализация цикла $1-2-3-a$ (рис. 7.4), соответствующего циклу Карно, невозможна по причине технического ограничения адиабатного процесса расширения рабочего тела при его фазовом переходе из жидкости в пар (процесс $3-a$).

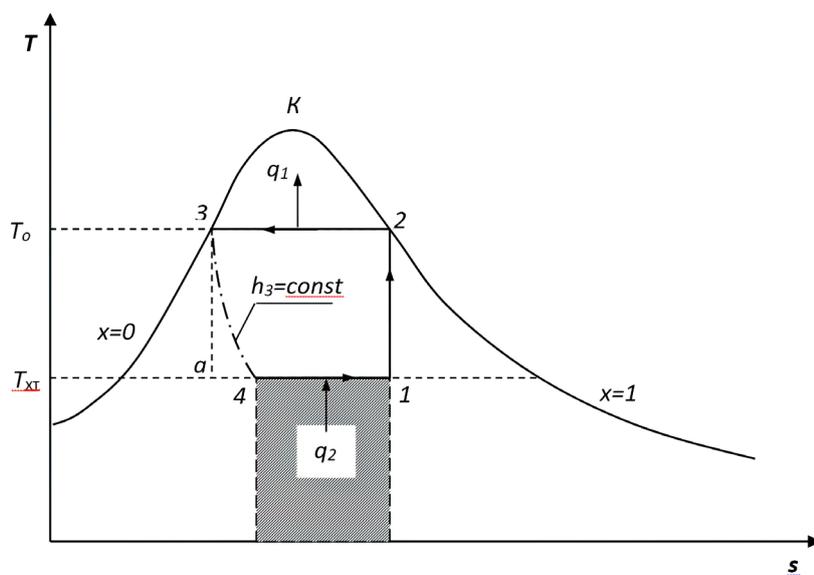


Рис. 7.4. Идеальный цикл паро-компрессорной холодильной установки на фреоне на $T-s$ диаграмме

При таком фазовом переходе ни поршневой, ни проточный детандеры работать не будут (они быстро разрушатся по причине резкого изменения объема рабочего тела и наличия большого количества капельной влаги).

Поэтому адиабатный процесс расширения рабочего тела ($3-a$) в паровых компрессорных холодильных установках заменили процессом дросселирования ($3-4$), и вместо детандера установили редуктор (дроссельный клапан). Установка редуктора снизит величину q_2 и увеличит затраты работы на реализацию цикла $1-2-3-4$ по отношению к циклу Карно $1-2-3-a$. Однако установка получается простой, надежной и достаточно экономичной.

В этой установке детандер заменен регулирующим дроссельным вентиляем, в котором осуществляется дросселирование рабочего тела. Замена детандера дроссельным вентиляем значительно упрощает конструкцию и эксплуатацию установки, а некоторое увеличение потерь на дросселирование в таких установках невелико. Кроме того, на всасывании в компрессор пары хладагента сепарируются до состояния сухого насыщенного пара и поэтому в компрессоре сжатие осуществляется в области перегретого пара, что приводит к увеличению холодопроизводительности установки. Схема реальной паровой компрессионной холодильной установки показана на рис. 7.5.

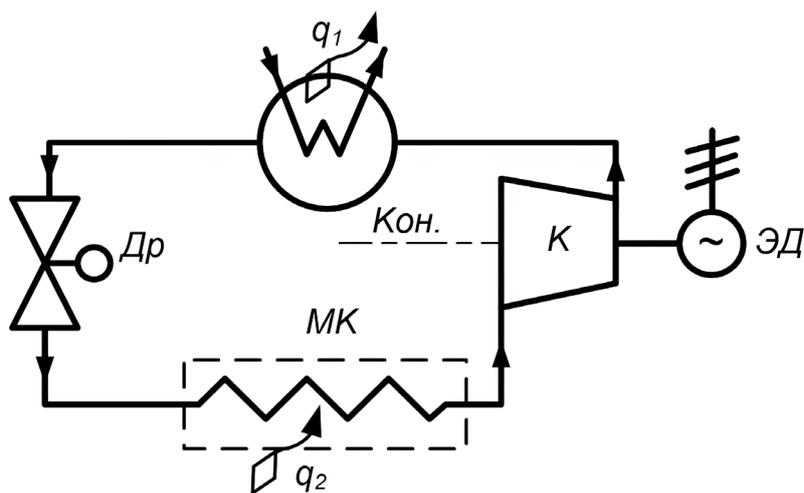


Рис. 7.5. Принципиальная схема реальной ПКХУ

Работа установки происходит следующим образом (рис. 7.5 и рис. 7.6). Компрессор «К» всасывает из морозильной камеры насыщенные пары хладагента со

степенью сухости x_2 , близкой к единице при давлении p_2 и температуре насыщения $t_{н2}$. Рабочая среда при сжатии в компрессоре перегревается и в состоянии точки b поступает в конденсатор «Кон», где от нее последовательно отнимается теплота перегрева пл. $b-n-b''-b'$ и теплота парообразования, пл. $m-n-b''-m'$, т.е. среда обращается в конденсат с давлением p_1 и температурой $t_{н1}$. Из конденсатора конденсат хладагента проходит через дроссельное устройство, в котором происходит его дросселирование с понижением давления от p_1 до p_2 (линия $m-N$).

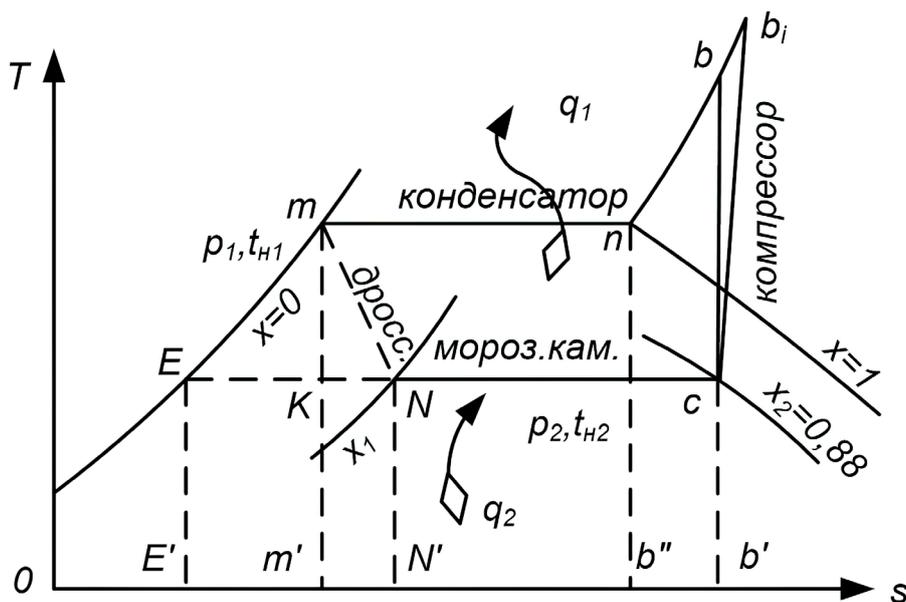


Рис. 7.6. Действительный цикл ПКХУ на $T-s$ диаграмме

При этом конденсат переходит в смесь пара и жидкости со степенью сухости x_1 и температурой $t_{н2}$. В результате этого степень сухости хладагента увеличивается с x_1 до x_2 , и затем хладагент всасывается в компрессор в состоянии точки c .

Тепловая $T-s$ диаграмма действительного холодильного цикла

Линия $c-b$ — адиабатный процесс сжатия в компрессоре.

Линия $b-n$ — изобарный процесс охлаждения в конденсаторе (снятие теплоты перегрева пара).

Линия $n-m$ — изобарно-изотермический процесс конденсации пара.

Пунктирная линия $m-N$ — условный процесс дросселирования среды в дросселе ($h = const$). Поскольку в результате дросселирования энтальпия рабочего тела не меняется, то площадь $E-m-m'-E'$ равна площади $E-N-N'-E'$ (при отсчете h от точки E).

На пути $N-c$ влажный пар отнимает от охлаждаемых тел в морозильной камере количество теплоты:

$$q_2 = \text{пл. } N-c-b'- = h_c - h_N. \quad (7.2)$$

Теплота, отданная теплоносителем в конденсаторе:

$$q_1 = q_2 + l = \text{пл. } b-n-m-m'-b' = h_b - h_m. \quad (7.3)$$

Следовательно, работа, затрачиваемая за один цикл, равна:

$$l = q_1 - q_2 = h_b - h_c. \quad (7.4)$$

Если бы в установке вместо дросселя был бы детандер, то процесс расширения в нем шел бы по адиабате $m-K$, и q_2 в этом случае равнялось бы $q_2 = \text{пл. } K-c-b'-m'$, а при дросселировании $q_2 = \text{пл. } N-c-b'-N'$. Таким образом, введение дросселя приводит к потере холодопроизводительности установки, равной $\Delta q = q_2 - q_1 = \text{пл. } K-N-N'-m'$.

Методика расчета идеального цикла ПКХУ

Удельная работа компрессора ПКХУ определяется выражением

$$l_k = h_b - h_c. \quad (7.5)$$

Удельная теплота, отводимая от рабочего тела в охладителе, рассчитывается как

$$q_1 = h_n - h_m. \quad (7.6)$$

Удельная теплота, подводимая к рабочему телу от охлаждаемого тела в холодильной камере, рассчитывается исходя из равенства энтальпий в процессе дросселирования $h_m = h_N$

$$q_2 = h_c - h_m. \quad (7.7)$$

Удельная работа, затраченная на реализацию обратимого цикла ПКХУ, равна работе компрессора

$$l_t = l_k = q_1 - q_2. \quad (7.8)$$

Холодильный коэффициент ПКХУ соответствует выражению

$$\varepsilon_t = \frac{q_2}{l_k} = \frac{h_c - h_m}{h_b - h_c}. \quad (7.9)$$

Реальный цикл ПКХУ

В реальном цикле ПКХУ начало процесса сжатия рабочего тела (точка c) смещается в область допустимых начальных влажностей, что диктуется требованием надежной работы первых ступеней компрессора ($x_2 = 0,88$). В результате этого завершение процесса $c-b$ осуществляется в области перегретого пара (см. рис. 7.6). Такое смещение процесса сжатия приводит к увеличению затрат работы на привод компрессора и, соответственно, к снижению холодильного коэффициента ПКХУ.

Для увеличения экономичности реальной ПКХУ в её холодильную камеру направляют только жидкую фазу рабочего тела. При этом происходит увеличение удельной холодопроизводительности q_2 и, соответственно, уменьшение размеров холодильной камеры. Направление жидкой фазы рабочего тела в холодильную камеру ПКХУ обеспечивает сепаратор, установленный после редуктора (рис. 7.7).

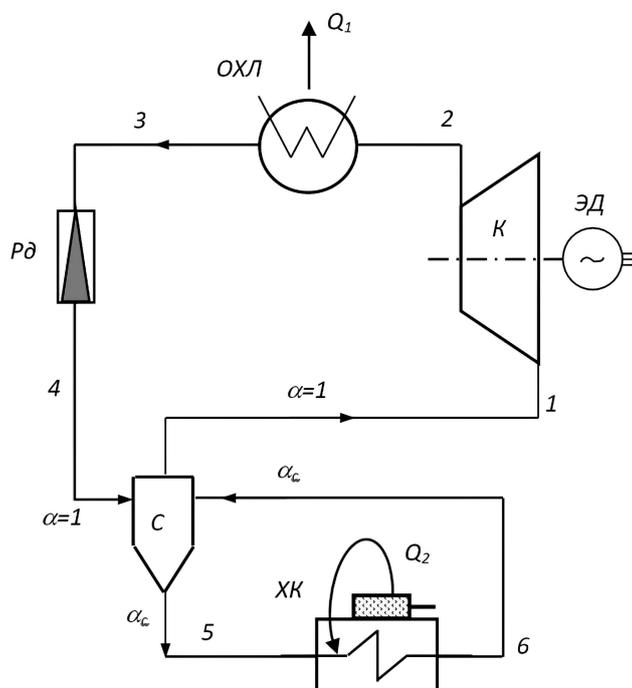


Рис. 7.7. Схема реальной паро-компрессорной холодильной установки:
 К — компрессор; ОХЛ — охладитель; Рд — редуктор; С — сепаратор;
 ХК — холодильная камера; ЭД — электродвигатель

Смесь жидкой и паровой фаз рабочего тела, выходящая из холодильной камеры, снова поступает в сепаратор. Из сепаратора пар с допустимой степенью сухости направляется в компрессор. Между сепаратором и холодильной камерой циркулирует часть рабочего тела (отсепарированная жидкая фаза). Обозначим относительную долю этого рабочего тела как α_c , приняв за единицу ($\alpha = 1$) относительный расход рабочего тела через компрессор.

Величина α_c определяется исходя из того, что количество сухого насыщенного пара на входе и выходе из сепаратора одинаково. На основании этого материального баланса сепаратора записывается равенство

$$x_4 + \alpha_c x_6 = x_1, \quad (7.10)$$

где x_1 , x_4 и x_6 — степени сухости фреона на выходе из сепаратора, редуктора и холодильной камеры соответственно.

Из уравнения (7.10) получаем величину α_c при известных степенях сухости x_1 , x_4 и x_6

$$\alpha_c = \frac{x_1 - x_4}{x_6}. \quad (7.11)$$

Удельная работа компрессора ПКХУ определяется выражением

$$l_{ki} = h_{bi} - h_c = \frac{l_k}{\eta_k}, \quad (7.12)$$

где $\eta_k = \frac{h_b - h_c}{h_{bi} - h_c}$ — адиабатный коэффициент компрессора.

Удельная теплота, отводимая от рабочего тела в охладителе, рассчитывается как

$$q_{1i} = h_{bi} - h_m. \quad (7.13)$$

Удельная теплота, подводимая к рабочему телу от охлаждаемого тела в холодильной камере, рассчитывается исходя из процесса N -с в холодильной камере и количества фреона, проходящего через нее

$$q_{2i} = \alpha_c (h_c - h_N). \quad (7.14)$$

Удельная работа, затраченная на реализацию реального цикла ПКХУ, равна работе компрессора

$$l_i = l_{ki} = h_{bi} - h_c. \quad (7.15)$$

Холодильный коэффициент реальной ПКХУ соответствует выражению

$$\varepsilon_i = \frac{q_{2i}}{l_{ki}} = \frac{\alpha_c (h_c - h_N)}{h_{bi} - h_c}. \quad (7.16)$$

Холодильный коэффициент реальной ПКХУ в несколько раз выше, чем у других холодильных установок. При этом ПКХУ требует на порядок меньший расход рабочего тела и эффективный процесс теплопередачи в холодильной камере, что делает ее компактной. Большинство бытовых холодильников выполнены по принципу ПКХУ.

7.3. Цикл воздушной холодильной машины

В качестве рабочего тела в холодильных установках можно использовать обычный воздух. При адиабатном расширении воздуха от температуры внешней среды T_0 можно получить глубокое охлаждение тел вплоть до температуры воздуха минус 190 °С. Этот принцип получения рабочего тела с низкой температурой применяется в воздушной холодильной установке (ВХУ). Связанные с этим многие процессы основываются на применении воздушных холодильных машин, получивших название детандеров — академика Капицы и холодильных машин Линде.

Принцип работы детандеров Капицы основывается на глубоком расширении сжатого до высокого давления и охлажденного воздуха, а машин Линде — на ступенчатом сжатии и дросселировании охлажденного воздуха.

Рассмотрим принципиальную схему и термодинамический цикл машины Капицы (рис. 7.8).

Установка состоит из компрессора «К», охладителя «Охл», детандера «Д», холодильной камеры «ХК», электродвигателя «ЭД». Компрессор «К» всасывает воздух из атмосферы в состоянии точки 1 при p_0 и T_0 , сжимает его адиабатиче-

ски до состояния точки 2 (до p_2 и T_2). Затем сжатый до высокого давления воздух поступает в охладитель «Охл», где при постоянном давлении p_2 охлаждается до начальной температуры T_0 , передавая теплоту q_1 в окружающую среду.

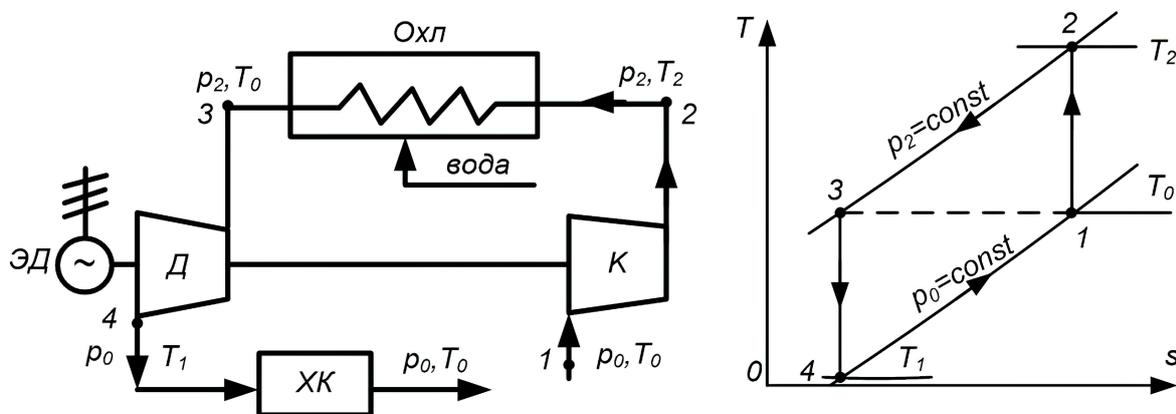


Рис. 7.8. Принципиальная схема и термодинамический цикл воздушной холодильной машины

Далее сжатый и охлажденный воздух поступает в детандер «Д», где адиабатически расширяется до атмосферного давления p_0 . При этом его температура уменьшится до $T_1 < T_0$ и становится ниже температуры холодного тела $T_{хт}$ ($T_1 < T_{хт}$). Создаются условия для отвода теплоты от охлаждаемого тела. Детандер, реализуя процесс адиабатного расширения воздуха, частично компенсирует затраты работы на привод компрессора. Из детандера воздух поступает в холодильную камеру «ХК», где он изобарно нагревается (процесс 4-1) за счет отвода теплоты от охлаждаемого тела. После детандера и холодильной камеры среда поступает в атмосферу, где при $p_0 = const$ нагревается за счет теплоты атмосферы до начальной температуры T_0 .

Анализ тепловой экономичности обратимого цикла ВХУ

Удельная работа компрессора ВХУ (обозначения температур см. на рис. 7.9) определяется выражением

$$l_k = c_p(T_2 - T_1). \quad (7.17)$$

Теплота, отводимая от рабочего тела в охладителе, рассчитывается как

$$q_1 = c_p(T_2 - T_3). \quad (7.18)$$

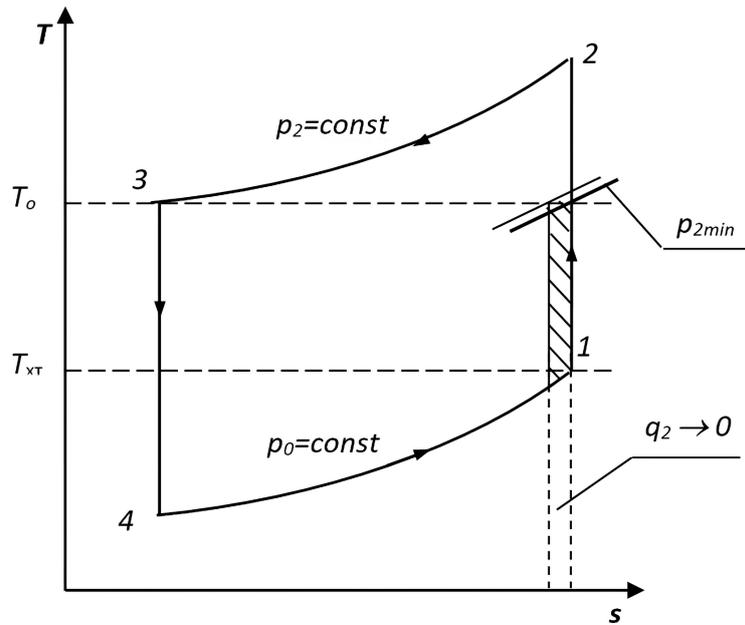


Рис. 7.9. Пояснение к анализу экономичности идеального цикла ВХУ на $T-s$ диаграмме

Удельная работа детандера определяется выражением

$$l_d = c_p(T_3 - T_4). \quad (7.19)$$

Удельная теплота, подводимая к рабочему телу от охлаждаемого тела в холодильной камере, рассчитывается как

$$q_2 = c_p(T_1 - T_4). \quad (7.20)$$

Удельная работа, затраченная на реализацию обратимого цикла ВХУ, определяется выражением

$$l_t = l_k - l_d = q_1 - q_2. \quad (7.21)$$

Холодильный коэффициент ВХУ соответствует выражению

$$\begin{aligned} \varepsilon_t &= \frac{q_2}{l_t} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{c_p(T_1 - T_4)}{c_p(T_2 - T_3) - c_p(T_1 - T_4)} = \\ &= \frac{T_1(1 - \frac{T_4}{T_1})}{T_2(1 - \frac{T_3}{T_2}) - T_1(1 - \frac{T_4}{T_1})}. \end{aligned} \quad (7.22)$$

В уравнении (7.22) выполняется равенство отношения температур:

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}, \text{ т.к. } \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4}.$$

Используя это равенство и введя величину степени повышения давления воздуха в компрессоре $\nu = \frac{p_2}{p_0}$, преобразуем уравнение (7.22):

$$\varepsilon_t = \frac{T_1}{T_2 - T_1} = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{1}{\nu^{\frac{k-1}{k}} - 1}. \quad (7.23)$$

Из уравнения (7.23) видно, что чем меньше степень сжатия в компрессоре, тем больше холодильный коэффициент. Однако величина ν имеет ограничение по минимальному значению p_{2min} при температуре $T_2 = T_0$ (см. рис. 7.9).

При p_{2min} будет наибольшее значение холодильного коэффициента, которое равно холодильному коэффициенту цикла Карно

$$\varepsilon_t^k = \frac{T_{хг}}{T_0 - T_{хг}},$$

однако величина q_2 будет равна нулю. Такое противоречие в показателе экономичности ВХУ потребовало введения дополнительной величины, характеризующей эффективность установки.

В качестве такой величины используется холодопроизводительность установки

$$Q_2 = G \cdot q_2, \quad (7.24)$$

где G — расход воздуха через холодильную установку.

Из графика зависимости изменения холодильного коэффициента ε_t и удельной холодопроизводительности q_2 от степени сжатия воздуха в компрессоре ν для идеального цикла ВХУ (рис. 7.10) видно, что с увеличением ν холодильный коэффициент уменьшается, а холодопроизводительность ВХУ увеличивается. Следовательно, величина ν_{opt} должна выбираться с учетом максимальных значений ε_t и q_2 , что термодинамическим методом сделать нельзя, для такой оптимизации требуется технико-экономический расчет.

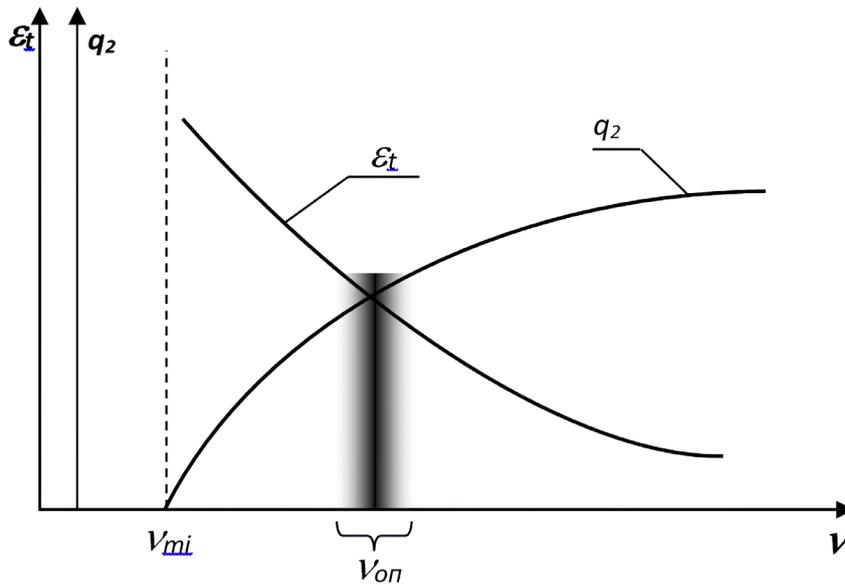


Рис. 7.10. Зависимость ε_t и q_2 от степени повышения давления воздуха в компрессоре идеальной ВХУ

Анализ тепловой экономичности реального цикла ВХУ

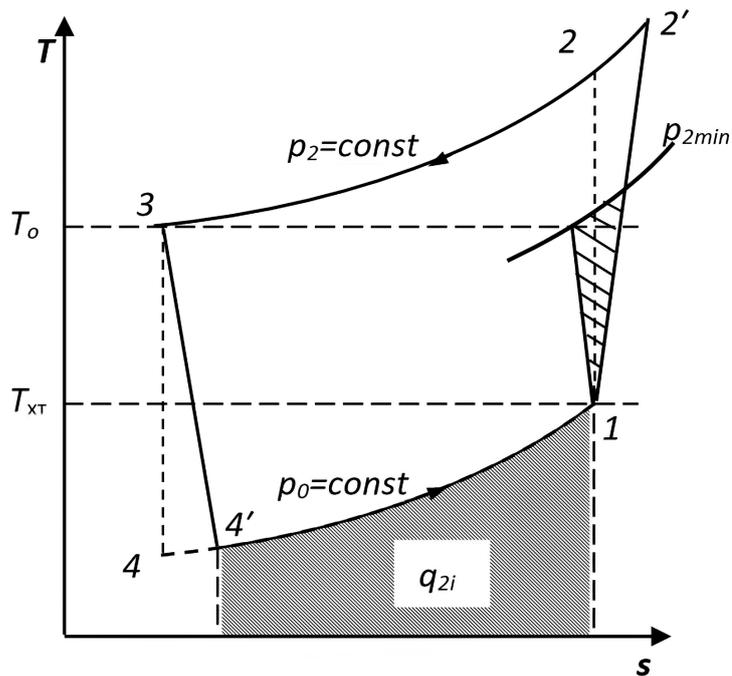


Рис. 7.11. Пояснение к анализу экономичности реального цикла ВХУ на $T-s$ диаграмме

Необратимость в реальном цикле ВХУ (рис. 7.11) характеризуется адиабатным коэффициентом компрессора

$$\eta_k = \frac{l_k}{l_{ki}} = \frac{c_p(T_2 - T_1)}{c_p(T_{2'} - T_1)} = \frac{T_2 - T_1}{T_{2'} - T_1}, \quad (7.25)$$

и внутренним относительным КПД детандера

$$\eta_{\text{д}} = \frac{l_{\text{дi}}}{l_{\text{д}}} = \frac{c_p(T_3 - T_{4'})}{c_p(T_3 - T_4)} = \frac{T_3 - T_{4'}}{T_3 - T_4}. \quad (7.26)$$

Удельная работа компрессора ВХУ определяется выражением

$$l_{\text{ки}} = \frac{l_{\text{к}}}{\eta_{\text{к}}} = c_p(T_{2'} - T_1). \quad (7.27)$$

Удельная теплота, отводимая от рабочего тела в охладителе, рассчитывается как

$$q_{1i} = c_p(T_{2'} - T_3). \quad (7.28)$$

Удельная работа детандера определяется выражением

$$l_{\text{дi}} = \eta_{\text{д}} \cdot l_{\text{д}} = c_p(T_3 - T_{4'}). \quad (7.29)$$

Удельная теплота, подводимая к рабочему телу от охлаждаемого тела в холодильной камере, рассчитывается как

$$q_{2i} = c_p(T_1 - T_{4'}). \quad (7.30)$$

Удельная работа, затраченная на реализацию обратимого цикла ВХУ, определяется выражением

$$l_i = l_{\text{ки}} - l_{\text{дi}} = q_{1i} - q_{2i}. \quad (7.31)$$

Холодильный коэффициент необратимого цикла ВХУ соответствует выражению

$$\varepsilon_i = \frac{q_{2i}}{l_i} = \frac{q_{2i}}{q_{1i} - q_{2i}} = \frac{c_p(T_1 - T_{4'})}{c_p(T_{2'} - T_3) - c_p(T_1 - T_{4'})}. \quad (7.32)$$

Из рис. 7.11 следует, что минимальное значение давления $p_{2\text{min}}$ для реального цикла ВХУ больше, чем у идеального цикла, а холодильный коэффициент и холодопроизводительность установки при этом давлении равны нулю.

Из графика зависимости изменения холодильного коэффициента ε_i и удельной холодопроизводительности q_{2i} от степени сжатия воздуха в компрессоре v_i

для реального цикла ВХУ (рис. 7.12) видно, что холодильный коэффициент и холодопроизводительность реальной ВХУ имеют экстремумы в виде максимумов при различных значениях v_i . Следовательно, оптимальное значение степени повышения давления воздуха в компрессоре будет находиться между этими максимумами, но точное нахождение его значения лежит в области технико-экономических расчетов.

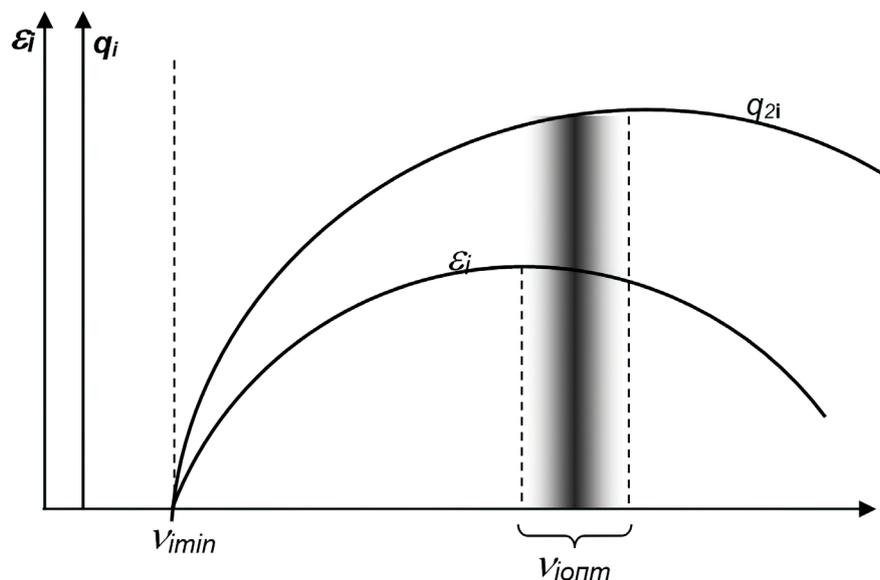


Рис. 7.12. Зависимость ε_i и q_{2i} от степени повышения давления воздуха в компрессоре реальной ВХУ

Основным недостатком ВХУ является её громоздкость, вызванная большим расходом рабочего тела (у воздуха относительно низкая теплоемкость и теплопроводность). Избежать этих недостатков можно подбором других рабочих тел для холодильной установки.

Рассмотрим такой пример:

Пусть компрессор всасывает воздух из атмосферы при давлении $p_0 = 0,1$ МПа и температуре $T_0 = 283K$. В компрессоре воздух сжимается до $p_2 = 8$ МПа и затем охлаждается с T_2 до $T_0 = 283K$. Далее сжатый и охлажденный воздух поступает в детандер, где адиабатически расширяется до давления p_0 .

Определим температуру воздуха после детандера:

$$\left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_0}{T_1}, \text{ где } k = 1,4 \text{ и } \frac{k-1}{k} = 0,286.$$

Откуда

$$T_1 = \frac{T_0}{\left(\frac{8}{0,1}\right)^{0,286}} = \frac{283}{80^{0,286}} = \frac{283}{3,47} = 81,6K.$$

Следовательно, $t_1 = 273 - 81,6 = -191,4$ °С.

В конце адиабатического расширения температура воздуха достигнет $-191,4$ °С.

7.4. Абсорбционные холодильные установки

Абсорбционные холодильные установки (АБХУ) используют для выработки холода тепловую энергию низкого и среднего потенциалов.

В отличие от парокомпрессионных холодильных машин, в которых перенос теплоты от холодного источника к горячему осуществляется за счет подвода работы от постороннего источника, в абсорбционных холодильных установках перенос теплоты осуществляется за счет подвода теплоты от постороннего источника. Тепловая энергия может быть получена как за счет непосредственного сжигания топлива (например, природного газа), так и за счет утилизации. В последнем случае может быть утилизирована тепловая энергия, являющаяся побочным продуктом технологического процесса, например, дымовые газы, образующиеся при сжигании бытовых отходов.

Однако принцип переноса теплоты от более холодного тела к горячему (окружающей среде) существенно отличает абсорбционные установки от всех рассмотренных ранее.

В воздушных и парокомпрессионных холодильных машинах сжатие холодильного агента осуществляется путем механического компримирования. В абсорбционной холодильной установке повышение давления холодильного агента осуществляется путем термохимической компрессии, на что расходуется теплота от постороннего источника с температурой выше температуры окружающей среды.

История АБХУ

Первая абсорбционная холодильная машина (АБХМ) была создана во Франции в 1859 году и запатентована в 1860 Фердинандом Карре (Ferdinand

Carre). В качестве рабочего тела использовалась смесь аммиака и воды. Из-за высокой токсичности аммиака такие холодильные машины в то время не получили широкого распространения для домашнего применения и использовались для промышленного производства льда.

В установках кондиционирования воздуха абсорбционный холодильный цикл начал использоваться более пятидесяти лет назад. В производственных процессах, в которых требовалось поддержание низких температур, стали применяться аммиачно-водяные АБХМ.

В конце 1950-х годов была создана первая двухступенчатая бромистолитиевая абсорбционная холодильная машина. Позже бромистолитиевые АБХМ стали использоваться не только для охлаждения помещений, но и в качестве источника горячей воды.

В 1960-х годах началось активное продвижение газодобывающими компаниями технологий, предусматривающих использование природного газа. При продвижении на рынок АБХМ, работающих на природном газе, отмечались такие их достоинства, как низкие эксплуатационные затраты и лучшая производительность. Однако совершенствование компрессоров, повышение эффективности электродвигателей, устройств управления позволили повысить эффективность компрессорных холодильных машин и снизить стоимость их эксплуатации. Кроме того, свою роль в замедлении распространения АБХМ на природном газе сыграл энергетический кризис 1970-х годов.

В 1987 году был подписан так называемый «Монреальский Протокол» по веществам, разрушающим озоновый слой, который ограничил применение хладагентов на основе хлорфторуглерода (CFC) и гидрохлорфторуглерода (HCFC). При этом непрерывно возрастала стоимость электрической энергии. В то же время стоимость природного газа оставалась достаточно стабильной, а сама технология абсорбционного охлаждения совершенствовалась. Перечисленные факторы способствовали очередному повышению интереса потребителей к АБХМ.

Холодильный цикл трехступенчатой абсорбционной холодильной машины с тремя конденсаторами и тремя генераторами был запатентован в 1985 году.

Альтернативный цикл трехступенчатой абсорбционной холодильной машины с двойным конденсатором был запатентован в 1993 году. В настоящее время существуют прототипы трехступенчатых абсорбционных холодильных машин, эффективность которых превышает эффективность двухступенчатых на 30–50 %.

Абсорбцией называется процесс поглощения пара одного вещества другим (жидким) веществом — абсорбентом; при этом температура абсорбируемого пара может быть ниже температуры абсорбента. Процесс абсорбции может протекать только при концентрации пара, равной или большей равновесной концентрации абсорбируемого пара над абсорбентом.

Рабочим веществом в таких установках является бинарный раствор, т.е. раствор двух веществ, полностью растворимых в друг друга с резко различными температурами кипения.

Вещество с низкой температурой кипения выполняет функцию холодильного агента, а вещество с более высокой температурой кипения функцию абсорбента. Компонент системы, поглощаемый абсорбентом в процессе абсорбции, носит название абсорбат. Соответственно, абсорбент — жидкая фаза, поглощающая абсорбат в процессе абсорбции.

Для создания холодильного цикла в абсорбционной холодильной установке жидкие абсорбенты должны с достаточной скоростью поглощать хладагент и при одинаковых давлениях температура кипения их должна быть значительно выше температуры кипения хладагента.

Классификация абсорбционных холодильных установок

Абсорбционная холодильная установка — пароконденсационная холодильная установка. В этой установке хладагент испаряется за счет его поглощения (абсорбции) абсорбентом. Процесс испарения происходит с поглощением теплоты. Затем пары хладагента за счет нагрева (внешним источником тепловой энергии) выделяются из абсорбента и поступают в конденсатор, где за счет повышенного давления конденсируются.

АБХУ бывают:

- прямого и непрямого нагрева;
- комбинированные (гибридные) системы;
- одноступенчатые, двухступенчатые и трехступенчатые.

В установках прямого нагрева источником тепла может быть газ или другое топливо, сжигаемое непосредственно в установке. В установках непрямого нагрева используется пар или другой теплоноситель, посредством которого теплота переносится от источника. В качестве источника может выступать бойлер, или, например, использоваться тепловая энергия, являющаяся побочным продуктом технологического процесса. Кроме того, существуют комбинированные (гибридные) системы, в состав которых входят АБХУ и когенераторные установки на природном газе, обеспечивающие выработку тепловой и электрической энергии; использование гибридных установок позволяет оптимизировать нагрузку на систему энергоснабжения и обеспечить экономию энергетических ресурсов.

Существуют бромистолитиевые и водоаммиачные АБХУ. В бромистолитиевых АБХУ в качестве хладагента используется вода, а в качестве абсорбента — бромид лития LiBr. В водоаммиачных АБХУ в качестве хладагента используется аммиак NH_3 , а в качестве абсорбента — вода. В настоящее время наибольшее распространение получили бромистолитиевые АБХУ.

Принцип действия АБХУ

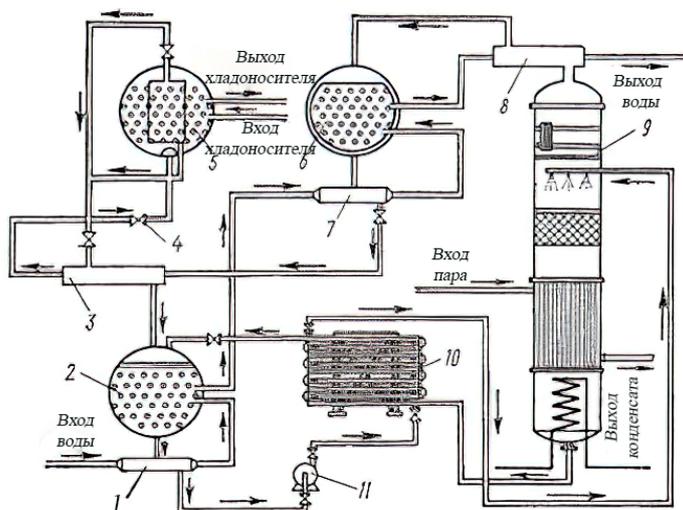


Рис. 7.13. Принципиальная схема водоаммиачной абсорбционной холодильной машины:

1 — ресивер абсорбера; 2 — абсорбер; 3 — газовый переохладитель; 4 — регулирующий вентиль; 5 — испаритель; 6 — конденсатор; 7 — ресивер конденсатора; 8 — дефлегматор; 9 — генератор-ректификатор; 10 — теплообменник; 11 — насос

Широкое применение получили водоаммиачные абсорбционные установки (рис. 7.13), в которых аммиак является хладагентом, а вода — поглотителем-

абсорбентом. Аммиак активно абсорбируется водой, при 0°C в одном объёме воды растворяется до 1148 объёмов парообразного аммиака. Поглощение или абсорбция жидкого аммиака в воде сопровождается значительным выделением тепла (около 190 ккал на 1 кг аммиака). Ещё большее количество тепла выделяется при растворении в воде паров аммиака, так как при этом происходит выделение теплоты парообразования, в среднем равной 300 ккал/кг.

Как известно, температура кипения бинарного раствора при данном давлении зависит от концентрации раствора. Фазовая диаграмма состояния бинарного раствора имеет следующий вид (рис.7.14).

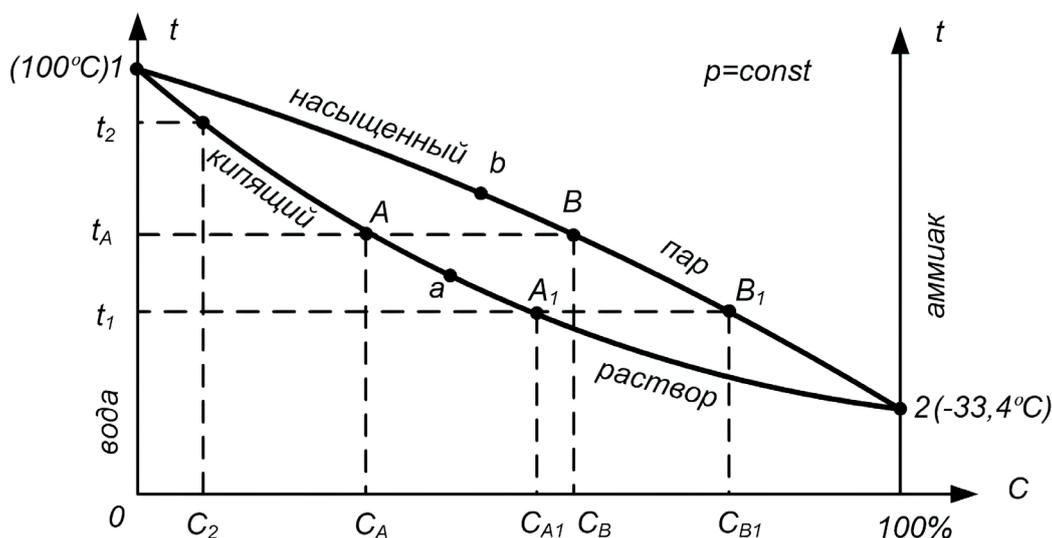


Рис. 7.14. Фазовая диаграмма водоаммиачного бинарного раствора

Здесь: C — концентрация холодильного агента; C' — концентрация абсорбента.

$$C = \frac{M_1}{M_1 + M_2} \cdot 100\%, \quad (7.33)$$

$$C' = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \cdot 100\%, \quad (7.34)$$

где M_1 и M_2 — массы веществ, входящих в раствор; t — температура.

(Дефлегматор — аппарат, используемый в промышленности и в лабораторной практике для частичной или полной конденсации паров

жидкостей, разделяемых перегонкой или ректификацией. Основное назначение промышленного дефлегматора — частичная конденсация паров, выходящих из ректификационной колонны, и возврат конденсата (флегмы) в колонну для более полного разделения смеси на отдельные фракции.)

Точка 1 представляет собой температуру кипения чистого абсорбента, точка 2 — температуру кипения (насыщения) холодильного агента.

Пограничные кривые $1-a-2-b-1$ изображают равновесные состояния двухфазной системы жидкость-пар. Нижняя ветвь кривой $1-a-2$ соответствует состояниям жидкой фазы (кипящий раствор). Верхняя ветвь $1-b-2$ — газообразной фазе (сухой пар, начало конденсации пара).

Если точка А на нижней кривой соответствует состоянию кипящего раствора с концентрацией C_A , то состояние пара, находящегося с ним в равновесии, соответствует точке В.

Как следует из диаграммы, образующийся из раствора пар имеет концентрацию C_B выше, чем исходный кипящий раствор.

Следовательно, если в системе с температурой t_1 будет получаться пар с концентрацией C_{B1} (точка B_1), то он будет находиться в динамическом равновесии с кипящим раствором только при концентрации C_{A1} (точка A_1). При концентрациях растворов $C_2 < C_{A1}$ пар при состоянии в точке B_1 с температурой t_1 будет переохлажден и поэтому сразу начнет конденсироваться в растворе. Следствием этого будет полное поглощение пара жидкостью, т.е. абсорбция пара. При этом теплота конденсации будет отводиться при температуре жидкости t_2 , более высокой, чем температура пара t_1 .

В результате этого будет происходить переход теплоты от тела с меньшей температурой (пар высокой концентрации) к телу более нагретому (жидкость низкой концентрации). В соответствии со вторым началом термодинамики, этот процесс должен сопровождаться некоторым компенсирующим процессом. Таким компенсирующим процессом является переход определенного количества теплоты от более высокой температуры, чем t_2 , к более низкой, т.е. передача некоторого количества теплоты окружающей среде.

Принципиальная схема абсорбционной холодильной установки

В кипятыльнике КИП, который иногда называют генератором, 1 (рис. 7.15) находится бинарный раствор с концентрацией C_1 , который при выбранном давлении p_2 будет кипеть при температуре t_2 .

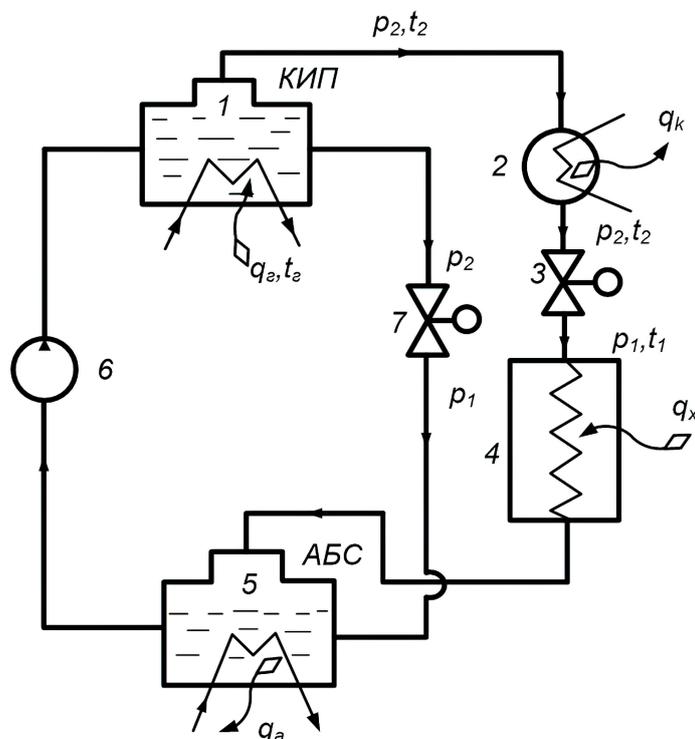


Рис. 7.15. Принципиальная схема абсорбционной холодильной установки

При подводе теплоты q_g при температуре $t_g > t_2$ в кипятыльнике бинарный раствор закипит, и из него будет выделяться сухой насыщенный пар аммиака с концентрацией $C_1' > C_1$, давлением p_2 и температурой t_2 . Пар из кипятыльника поступает в конденсатор 2, где полностью конденсируется и отдает теплоту q_k охлаждающей воде. Жидкий аммиак из конденсатора при давлении p_2 и температуре t_2 проходит через дроссель 3, его температура и давление уменьшаются до p_1 и t_1 , и влажный насыщенный пар аммиака поступает в морозильную камеру, где он осушается в изобарно-изотермическом процессе и отнимает от охлаждаемых тел количество теплоты $q_1 = q_x$. Далее аммиак с температурой t_1 остывает в абсорбер АБС, в котором находится слабо концентрированный раствор, сливаемый из кипятыльника через дроссель 7. В абсорбере 5 поддерживается давление $p_1 < p_2$ и температура t_2 . При контакте теплого би-

нарного раствора с $t = t_2$ с холодным аммиаком с $C_1' > C_2$ и $t_2 > t_1$, в абсорбере происходит жадное поглощение аммиака бинарным раствором (абсорбция) и повышение концентрации раствора. Затем этот бинарный раствор из абсорбера насосом б перекачивается в кипятильник. В динамике концентрация в кипятильнике выдерживается постоянной.

Абсорбционная установка, рассчитанная на работу с малым перепадом давления между генератором КИП и абсорбером АБС, может быть выполнена безнасосной. В этом случае движение водоаммиачного раствора осуществляется благодаря разности его плотностей на различных участках контура циркуляции, т.е. используется так называемая *термосифонная циркуляция*.

Безнасосные абсорбционные холодильные установки малой производительности широко используются при изготовлении холодильных шкафов (домашних холодильников).

Абсорбционные холодильные установки имеют ряд преимуществ в сравнении с компрессионными, основными из которых являются:

- возможность использования для получения холода теплоты пара, горячей воды или дымовых газов;
- малый расход электроэнергии на привод насоса;
- отсутствие компрессора и быстро изнашивающихся узлов.

Основными недостатками абсорбционных установок по сравнению с компрессионными, например, ПКХУ, являются:

- большие габаритные размеры и масса;
- значительный расход охлаждающей воды и теплоты на единицу получаемого холода.

При работе с электрическим нагревателем, когда нет возможности использовать дешевую теплоту пара или горячей воды, экономичность абсорбционной установки будет значительно ниже компрессионной.

Эффективность абсорбционной холодильной установки характеризуется коэффициентом использования теплоты:

$$\xi = \frac{q_2}{q_r} = \frac{q_x}{q_r} = \frac{T_1}{T_r} \cdot \frac{T_r - T_0}{T_0 - T_1} \cdot \left[1 - \frac{T_r \cdot T_2 \cdot \Delta S^x}{q_r \cdot (T_r - T_0)} \right]. \quad (7.35)$$

Между коэффициентом использования теплоты и действительным холодильным коэффициентом существует связь:

$$\zeta = \frac{T_{\Gamma} - T_0}{T_{\Gamma}} \cdot \varepsilon_t. \quad (7.36)$$

Максимальный коэффициент использования теплоты получится при $\Delta S^x = 0$:

$$\zeta_{\text{макс}} = \frac{T_1(T_{\Gamma} - T_0)}{T_{\Gamma}(T_0 - T_1)}. \quad (7.37)$$

Сопоставление коэффициента использования теплоты с холодильным коэффициентом достаточно сложно. Однако можно констатировать, что абсорбционные и парожетторные холодильные установки дают возможность вместо дорогостоящей механической энергии использовать для получения холода относительно дешевую тепловую энергию теплоносителей с невысокими значениями температуры, что делает применение таких холодильных установок экономически оправданным.

Эффективность реальных холодильных машин значительно ниже эффективности идеальной холодильной машины, во многом за счет сложных необратимых процессов, проходящих в рабочих жидкостях. Для хладагента АБХУ, помимо обычных, предъявляется ряд специфических требований, обусловленных особенностями реализации абсорбционного холодильного цикла. Среди этих требований:

- высокая растворимость в абсорбенте при заданной рабочей температуре абсорбера;
- низкая растворимость в абсорбенте при заданной рабочей температуре десорбера;
- неспособность к химической реакции с абсорбентом во всем диапазоне рабочих температур.

Абсорбционные холодильные установки имеют значительные перспективы в условиях теплофикации городов и промышленных предприятий. Водоаммиачные абсорбционные установки целесообразно применять в следующих случаях:

а) если возможно получение холода на базе использования тепла отходящих дымовых газов;

б) если требуются низкие температуры хладагента (от - 30 до - 60°C), так как в этих условиях многоступенчатые компрессионные установки по первоначальным и эксплуатационным затратам уступают абсорбционным установкам;

в) если холод требуется в отдалённых пунктах, где нет или недостаточно электроэнергии;

г) если можно использовать горячую воду из конденсатора холодильной установки для каких-либо бытовых или технологических целей, это возможно, например, в мясной или молочной отраслях промышленности, требующих большое количество горячей воды. В этих случаях может оказаться, что для компрессорного получения холода и горячей воды потребуются меньшие затраты тепла на абсорбционную установку, чем для приготовления только одной горячей воды.

В последние годы большое применение также получили бромистолитиевые ($LiBr + H_2O$) абсорбционные холодильные установки (рис. 7.16). Принцип действия их не отличается от принципа работы водоаммиачных абсорбционных холодильных установок, с той лишь разницей, что в бромолитиевой установке водяной пар является легкокипящим компонентом, отгоняемом в генераторе,

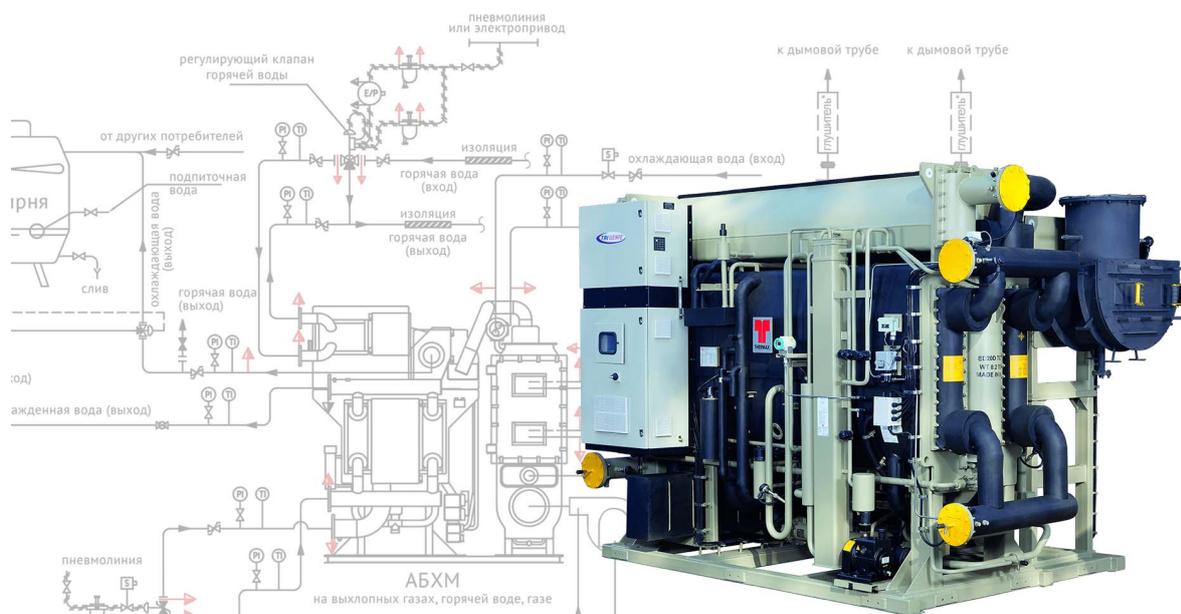


Рис. 7.16. Внешний вид бромистолитиевой абсорбционной холодильной установки

а абсорбирующим веществом является раствор бромистого лития в воде. Бромистый литий имеет высокую температуру кипения и не отгоняется с водяными парами, поэтому ректификации не требуется.

Так как холодильным агентом является вода, которая замерзает при температуре 0°C , то такие установки применяются обычно только для получения холодной воды с температурой $+ (1,7 \div 7^{\circ}\text{C})$ в системах кондиционирования воздуха, в производстве синтетических волокон и т.д.

Действующие бромистолитиевые холодильные установки имеют производительность от 0,5 до 10 млн. ккал/ч.

Одноступенчатые абсорбционные холодильные установки

В одноступенчатых АБХУ («single effect», в литературе иногда используется термин «одноконтурные») хладагент последовательно перемещается через четыре основных компонента машины — испаритель, абсорбер, десорбер и конденсатор. Холодильный цикл одноступенчатой АБХУ представлен на рис. 7.17. Он очень похож на холодильный цикл парокompрессионной холодильной машины.

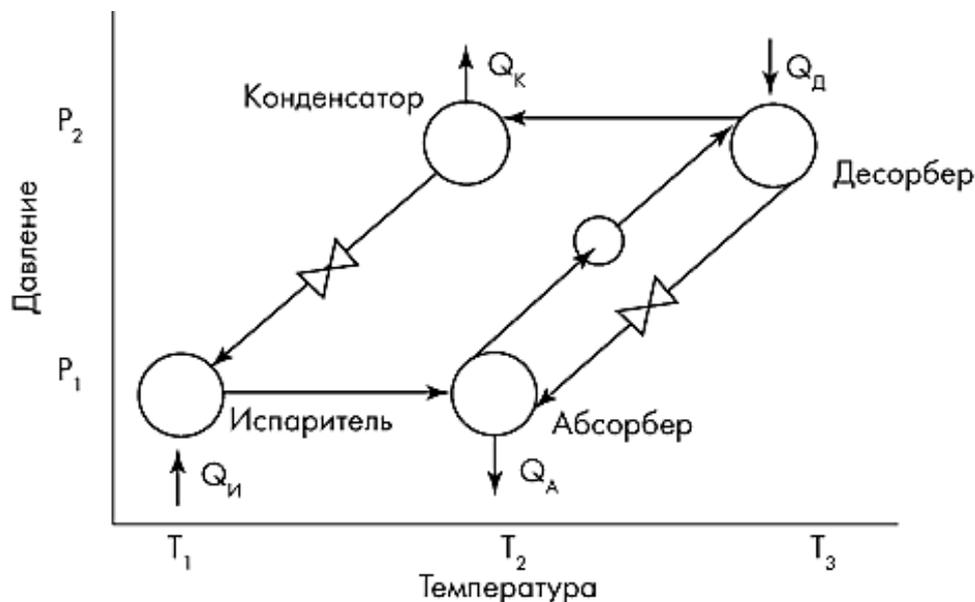


Рис. 7.17. Холодильный цикл одноступенчатой абсорбционной холодильной установки

Схема одноступенчатой АБХУ представлена на рис. 7.18. Хладагент испаряется при понижении давления в испарителе 1. Этот процесс идет с поглощением теплоты. В отличие от парокompрессионной холодильной машины, про-

цесс понижения давления в испарителе происходит не за счет работы компрессора, а за счет объемного поглощения (абсорбции) хладагента жидким абсорбентом в абсорбере 2.

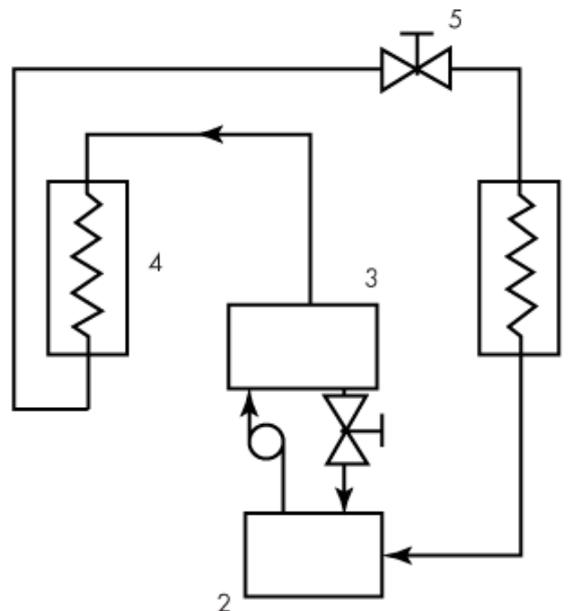


Рис. 7.18. Схема одноступенчатой абсорбционной холодильной машины:

- 1 — испаритель; 2 — абсорбер; 3 — десорбер; 4 — конденсатор;
5 — расширительный клапан

Затем абсорбент с поглощенным им хладагентом (бинарный раствор) поступает в десорбер 3. В десорбере бинарный раствор нагревается за счет горения газа, паром и т. д., в результате чего происходит выделение хладагента из абсорбента. Обедненный абсорбент из десорбера возвращается в абсорбер. Хладагент поступает под большим давлением в конденсатор 4, где переходит в жидкую фазу с выделением теплоты, а затем через расширительный клапан 5 поступает в испаритель, после чего начинается новый цикл.

Изменение концентрации хладагента в абсорбере и десорбере сопровождается изменением температуры насыщения. Для снижения потерь энергии при циркуляции абсорбента между абсорбером и десорбером устанавливается рекуперативный теплообменник.

Идеальная одноступенчатая АБХУ могла бы обеспечить холодильный эффект, равный количеству тепловой энергии, подведенной к генератору, однако

из-за термодинамических потерь в реальных установках холодильный эффект всегда будет ниже, чем затраты тепловой энергии.

Коэффициент полезного действия одноступенчатых АБХУ относительно низок, что несколько ограничивает их область применения.

В настоящее время одноступенчатые АБХУ часто устанавливаются в тех зданиях, где имеются легкодоступные источники сбросного тепла. Установки этого типа используются в составе систем кондиционирования воздуха и в качестве источника охлажденной воды для различных технологических процессов. Установочная мощность одноступенчатых АБХУ составляет, как правило, от 25 кВт до 5 МВт.

Двухступенчатые абсорбционные холодильные установки

Более высокой эффективностью по сравнению с одноступенчатыми отличаются двухступенчатые АБХУ. В этих установках, в отличие от одноступенчатых холодильных машин, используется два конденсатора или два абсорбера, с тем чтобы обеспечить более эффективное выделение хладагента из абсорбента при меньших затратах тепловой энергии.

Двухступенчатые АБХУ могут быть разных конфигураций. Две основные конфигурации — системы с двойным конденсатором и системы с двойным абсорбером. Принцип их действия основан на том, что охлаждающая способность холодильной машины зависит, прежде всего, от количества хладагента, который может быть переведен в газовую фазу в испарителе, и, используя тепловую энергию, отводимую от конденсатора или образующуюся на стадии абсорбции, можно повысить количество хладагента, десорбируемого из абсорбента.

Схема и холодильный цикл двухступенчатой АБХУ с двойным конденсатором приведены на рис. 7.19.

В первом десорбере (десорбер 1) за счет нагрева от внешнего источника образуются пары хладагента при частичной десорбции хладагента из абсорбента, которые поступают в первый конденсатор (Конденсатор 1). Обедненная смесь абсорбента и хладагента поступает во второй десорбер (Десорбер 2). Во втором десорбере происходит окончательная десорбция хладагента за счет тепловой

энергии, образующейся при конденсации хладагента в первом конденсаторе (Конденсатор 1). Затем хладагент и из первого конденсатора (Конденсатор 1) и из второго десорбера (Десорбер 2) поступает во второй конденсатор (Конденсатор 2), в котором и происходит окончательный процесс конденсации.

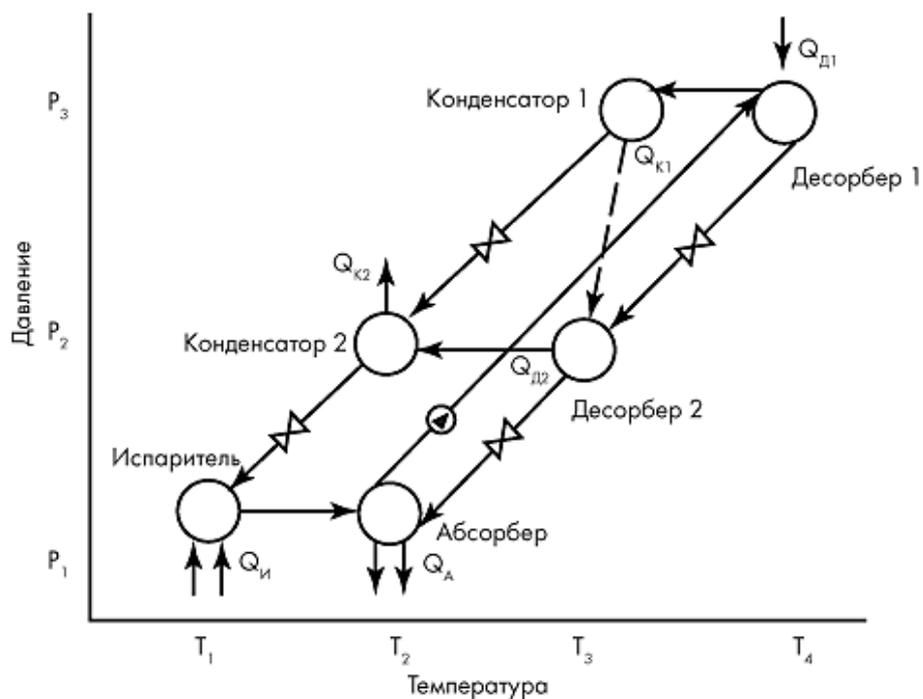
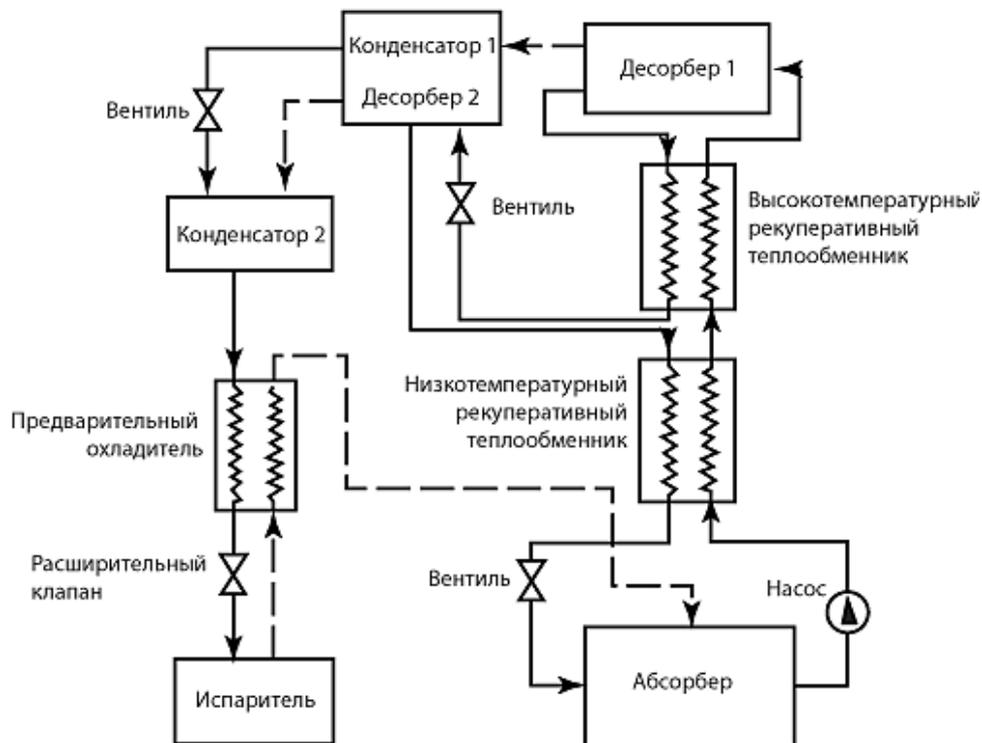


Рис. 7.19. Схема и холодильный цикл двухступенчатой абсорбционной холодильной установки с двойным конденсатором

Схема и холодильный цикл двухступенчатой АБХУ с двойным абсорбером приведены на рис. 7.20.

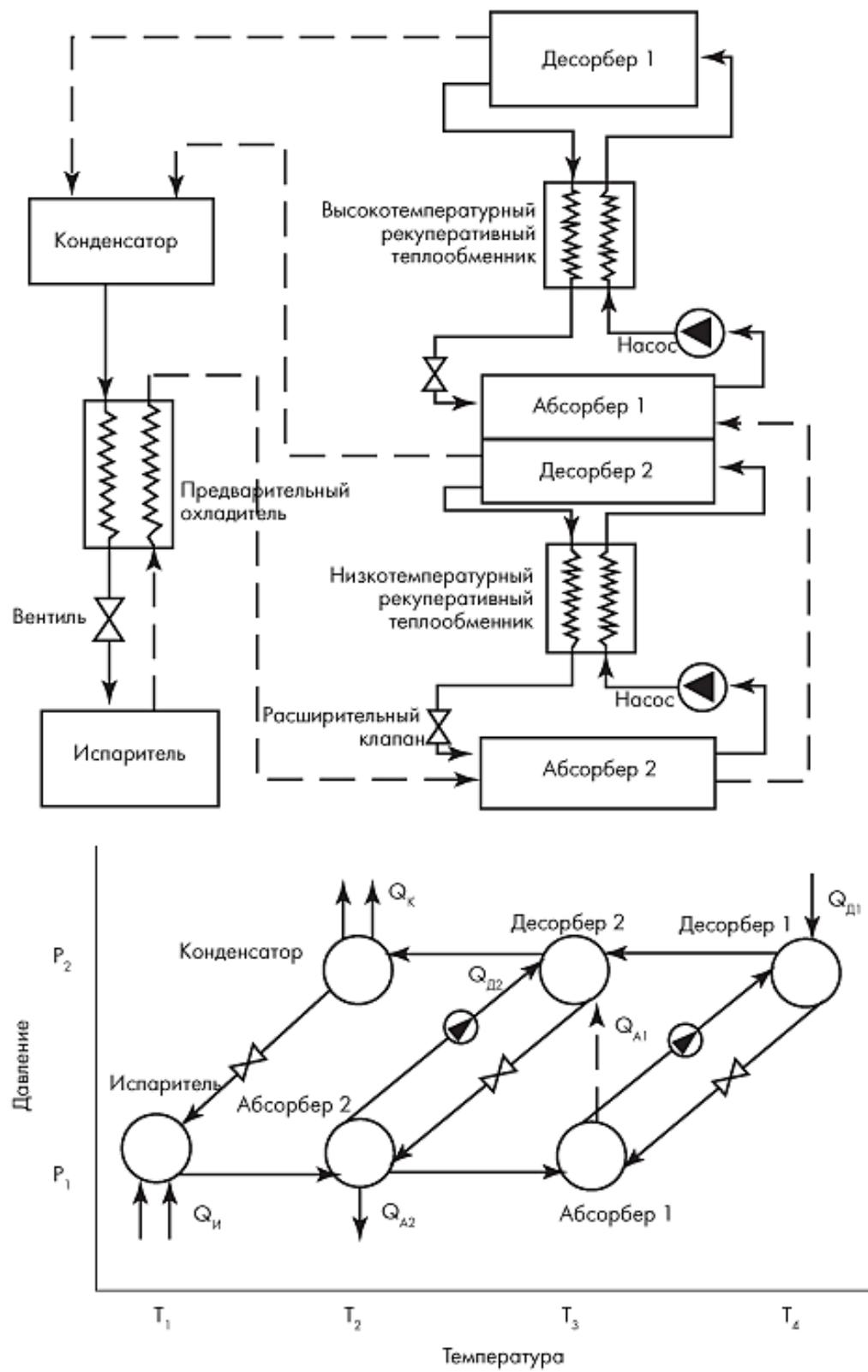


Рис. 7.20. Схема и холодильный цикл двухступенчатой абсорбционной холодильной установки с двойным абсорбером

В этом случае генератор разделен на низко- и высокотемпературную секции. Пары хладагента из испарителя поступают во второй абсорбер (Абсорбер 2), где частично абсорбируются. Оставшиеся пары хладагента поступают в первый абсорбер (Абсорбер 1). Скрытая (латентная) теплота паров хладагента в первом абсорбере используется для десорбции паров хладагента из бинарного раствора во втором (низкотемпературном) десорбере (Десорбер 2), как показано на рис. 7.20.

В свою очередь, для десорбции паров хладагента из бинарного раствора в высокотемпературном десорбере (Десорбер 1) используется тепловая энергия от внешнего источника. Пары хладагента и из второго (Десорбер 2), и из первого (Десорбер 1) десорбера поступают в единственный конденсатор (Конденсатор).

В качестве источника тепловой энергии в машинах этого типа может использоваться перегретый пар высокого давления либо различные виды горючего топлива, чаще всего природный газ. Двухступенчатые АБХУ целесообразно использовать в тех случаях, когда стоимость электрической энергии высока относительно стоимости природного газа (либо другого топлива). Кроме того, двухступенчатые АБХУ могут применяться в случаях, когда есть источник перегретого пара высокого давления. Они более эффективны, но при этом отличаются более высокой стоимостью по сравнению с одноступенчатыми. Более высокая стоимость двухступенчатых АБХУ обуславливается в том числе применением более дорогостоящих материалов высокой коррозионной стойкости (из-за более высоких рабочих температур), с большей площадью поверхности теплообменника, более сложными системами управления.

Трехступенчатые абсорбционные холодильные установки

Трехступенчатые АБХУ являются дальнейшим логическим развитием двухступенчатых АБХУ. В настоящее время эта технология находится на начальном этапе своего развития.

Трехступенчатая АБХУ, как и двухступенчатая, может быть реализована различными способами, число возможных конфигураций здесь еще больше по сравнению с двухступенчатыми АБХУ. Простейшая трехступенчатая АБХУ представляет собой комбинацию двух отдельных одноступенчатых АБХУ, где тепловая энергия от одного контура используется в другом контуре.

На рис. 7.21 приведены схема и холодильный цикл трехступенчатой АБХУ. Высокотемпературный цикл обеспечивает холодильный эффект за счет внешнего источника тепловой энергии, но в то же время сам является источником тепловой энергии для низкотемпературного цикла.

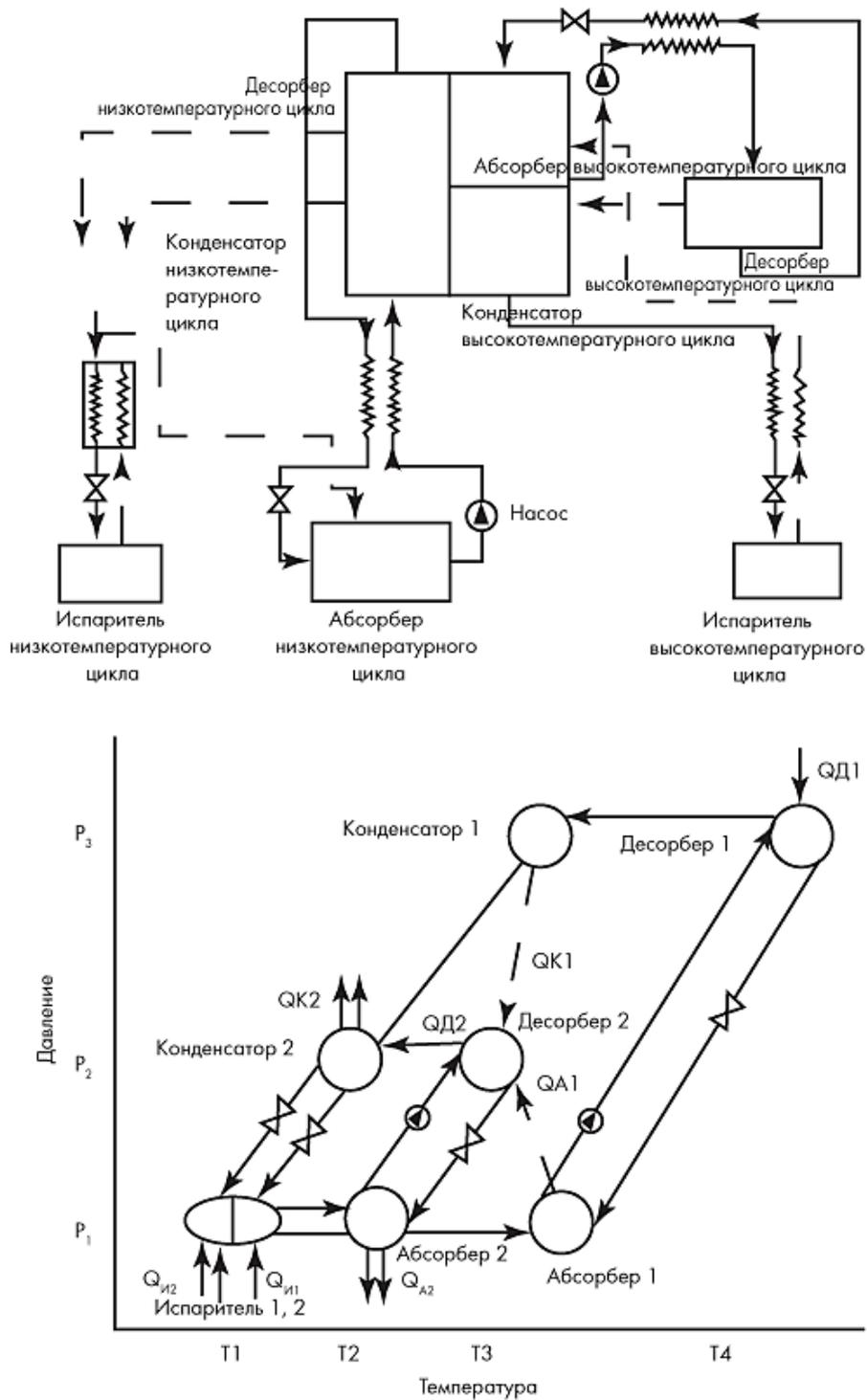


Рис. 7.21. Схема и холодильный цикл трехступенчатой абсорбционной холодильной установки

Системы с трехступенчатыми АБХУ столь же эффективны, как и традиционные системы с электрическими «чиллерами» («chiller» — водоохлаждаемая машина — аппарат для охлаждения жидкости). Однако при этом стоимость таких АБХУ будет выше, поэтому экономическая целесообразность их применения должна определяться индивидуально в зависимости от особенностей конкретного объекта.

Одна из возможных областей применения абсорбционных холодильных установок — это гибридные системы для здания с высокими пиковыми нагрузками на систему электроснабжения. Затраты электрической энергии на кондиционирование воздуха составляют существенную часть общей электрической нагрузки здания.

При ограничении максимальной электрической мощности использование абсорбционных холодильных машин является хорошим способом минимизации или «сглаживания» пиковой электрической нагрузки. Также используются и гибридные системы, в которых базовая холодильная нагрузка обеспечивается электрическими «чиллерами», а пиковая — абсорбционными холодильными машинами, работающими на природном газе.

Абсорбционные холодильные установки могут использоваться как в составе системы холодоснабжения, так и как часть интегрированной системы тепло- и холодоснабжения. Дополнительная экономия энергии может быть достигнута за счет утилизации тепловой энергии.

Самые простые холодильные машины этого типа используются в некоторых моделях бытовых холодильников, работающих на природном газе без каких-либо затрат электрической энергии.

7.5. Цикл парожеторной холодильной установки

Парожеторные холодильные установки (ПЭХУ) относятся к группе теплоиспользующих холодильных машин, так как они потребляют извне не механическую, а энергию, передаваемую в форме теплоты. Для привода насосов ПЭХУ потребляют и некоторое количество электроэнергии. Парожеторная машина представляет собой систему совмещенных неразделимых процессов прямого и обратного циклов, т. е. в ней совмещены парожеторная установка

ка с двигателем — эжектором и холодильная машина со струйным компрессором — эжектором. Пароэнергетическая установка включает в себя парогенератор, эжектор, конденсатор и насос. В состав холодильной машины входят эжектор, конденсатор, дроссельный (регулирующий) вентиль и испаритель.

Рабочим веществом парожеторных машин служит чаще всего вода, а в последнее время и хладоны. Использование воды в качестве рабочего вещества целесообразно вследствие её безвредности и относительной дешевизны. Однако применить воду в компрессорных машинах невозможно из-за очень больших значений удельного объема сухого насыщенного пара при низких температурах. Так, например, при поддержании в испарителе температуры насыщения 0°C ($p = 0,00061$ МПа) компрессору пришлось бы отсасывать водяной пар, имеющий удельный объем $226 \text{ м}^3/\text{кг}$ (для сравнения сухой насыщенный пар хладона $R12$ имеет объем $0,05566 \text{ м}^3/\text{кг}$), что можно было бы осуществить лишь при огромных размерах цилиндров или габаритах колес в центробежной машине. Это ведет к большим потерям энергии, а также увеличивает стоимость машины. Отсасывание водяного пара из испарителя паровым эжектором позволило создать относительно компактную машину.

В парожеторных холодильных установках сжатие паров холодильного агента осуществляется в пароструйном компрессоре.

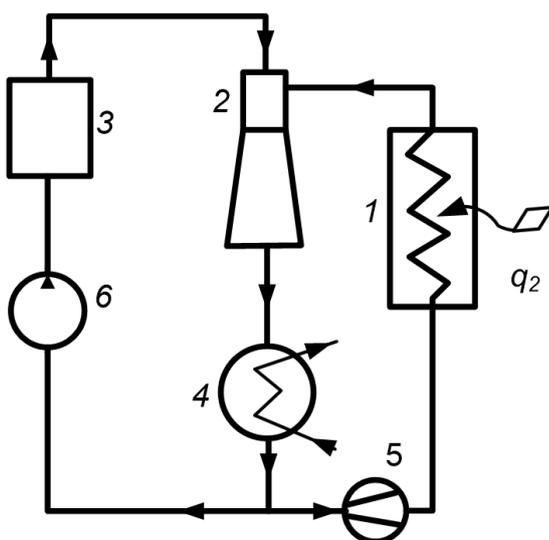


Рис. 7.22. Принципиальная схема парожеторной холодильной установки

Рабочим паром для него является пар самого холодильного агента только более высокого давления. Этот рабочий пар получается в паровом котле за счет затраты теплоты, полученной при сжигании топлива. Принципиальная схема парожеторной установки изображена на рис. 7.22.

Работа парожеторной установки происходит следующим образом. Пар холодильного агента из испарителя 1 поступает с низким давлением p_2 в смешительную камеру парового эжектора 2.

К соплу эжектора подводится пар холодильного агента более высокого давления p_1 , который получается в паровом котле (парогенераторе) 3.

Проходя через сопло эжектора, рабочий пар расширяется с понижением давления до p_2 . Образующаяся в сопле струя при входе в смесительную камеру эжектора имеет большую скорость. За счет кинетической энергии струи и сил вязкости происходит подсос паров, поступивших в смесительную камеру из испарителя 1. После этого смесь паров поступает в диффузор эжектора, где происходит повышение её давления до p_3 . Далее смесь поступает в конденсатор 4, где конденсируется и отдает теплоту перегрева и парообразования охлаждающей воде.

За конденсатором поток разветвляется. Одна его часть дросселируется в редукционном вентиле 5 до давления p_2 и вновь поступает в испаритель. Другая часть подается питательным насосом 6 при давлении p_1 в паровой котел, где образуется пар того же давления, поступающий затем к соплу эжектора. Таким образом, необходимая для сжатия холодильного агента энергия доставляется рабочим паром, который в свою очередь получает её в паровом котле, в котором сжигается топливо. Следовательно, пароэжекторная холодильная установка действует за счет затраты теплоты, а не работы.

Теоретический цикл пароэжекторной установки в $T-s$ диаграмме (рис. 7.23) изображается следующим образом.

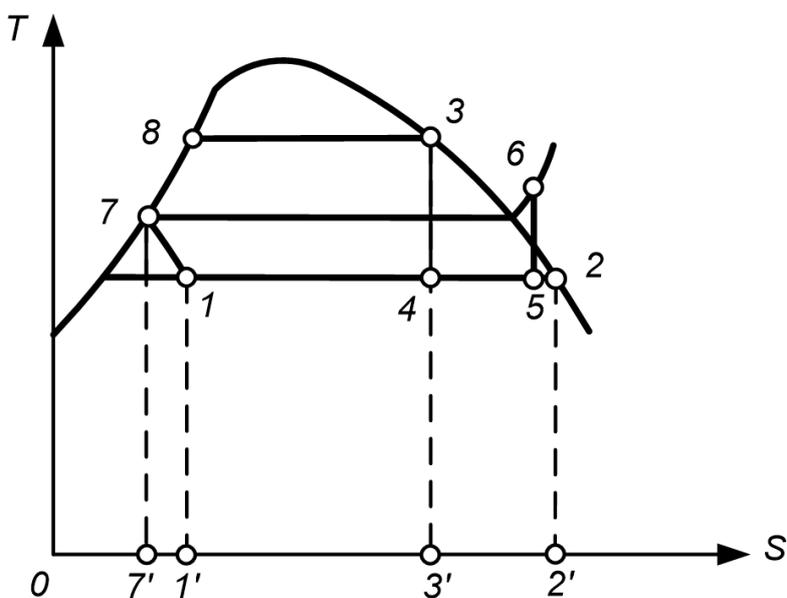


Рис. 7.23. Теоретический цикл пароэжекторной холодильной установки

Линия 1–2 соответствует изобарно-изотермическому процессу парообразования в испарителе, линия 3–4 — адиабатическому расширению рабочего пара в сопле эжектора. Точка 5 дает параметры смеси после смешения рабочего пара (точка 4) и холодильного агента (точка 2). Линия 5–6 соответствует повышению давления смеси в диффузоре, линия 6–7 — охлаждению и конденсации смеси в конденсаторе (изобарно-изотермический процесс). Линия 7–1 — соответствует дросселированию жидкого холодильного агента в редукционном вентиле, а линия 7–8 и 8–3 — нагреву жидкости в котле и превращению её в пар, поступающий затем к соплу эжектора.

Количество теплоты, подводимое к 1 кг холодильного агента в испарителе l (отбираемое от охлаждаемых тел) q_2 измеряется площадью $q_2 = \text{пл. } 1-2-2'-1'$.

Теплота, затрачиваемая на осуществление цикла извне, отнесенная к 1 кг рабочего пара q_1 , измеряется площадью $q_1 = 7-8-3-3'-7'$.

Поскольку количество холодильного агента и рабочего пара в цикле различны, описанный график является до некоторой степени условным.

Если количество рабочего пара, необходимое для получения 1 кг смеси при промежуточном давлении p_3 , составляет m кг, то количество его, приходящееся на 1 кг холодильного агента, поступающего в испаритель, будет равно $m/(1 - m)$. Поэтому для определения расхода теплоты q_0 на 1 кг холодильного агента нужно площадь 7-8-3-3'-7' умножить на величину $m/(1 - m)$, т.е.

$$q_0 = q_1 \cdot [m/(1 - m)]. \quad (7.38)$$

Эффективность парозежекторной холодильной установки оценивается коэффициентом использования теплоты по формуле:

$$\xi = q_2/q_0. \quad (7.39)$$

Этот коэффициент характеризует степень необратимости цикла и является мерой его термодинамического совершенства.

Недостатком ПЭХУ является их низкая энергетическая эффективность из-за значительных потерь в эжекторе, а также необходимость поддержания глубокого вакуума в испарителе и конденсаторе.

ПЭХУ применяются преимущественно при сравнительно высоких температурах испарения (от - 10 до 10°C), причем в этих условиях они обычно экономичнее абсорбционных машин. Недостатком парожетторных машин является трудность регулирования их работы, так как пароструйный эжектор может эффективно действовать только при полной нагрузке. Поэтому в случае необходимости регулирования устанавливают несколько параллельно соединенных эжекторов и регулирование производят путем отключения части эжекторов.

Наиболее широко парожетторные машины используются для кондиционирования воздуха на промышленных предприятиях, весьма перспективны они и для кондиционирования воздуха на судах, где особенно при работе главной энергетической установки появляется большое количество вторичных энергоресурсов (выпускных газов, охлаждающей двигателя горячей воды).

7.6. Контрольные вопросы и задачи к теме 7

1. За счет чего возможен перенос теплоты от охлаждаемого тела (тело с меньшей температурой) к более нагретому (телу с большей температурой), согласно второму началу термодинамики?

2. Из каких элементов состоит холодильная установка, работающая по обратному обратимому циклу Карно?

3. Что называется холодопроизводительностью холодильной установки?

4. Каким показателем характеризуется степень совершенства холодильной установки?

5. Чем вызвана замена детандера (процесса адиабатного расширения рабочего тела) на дроссельный клапан (процесс дросселирования) в реальной парокомпрессионной холодильной установке?

6. Опишите работу реальной парокомпрессионной холодильной установки.

7. Из каких процессов состоит действительный цикл ПКХУ?

8. Для чего необходим сепаратор, установленный после редуктора (дроссельного клапана) в реальном цикле ПКХУ?

9. Какой принцип заложен в ВХУ: детандера академика Капицы и холодильных машин Линде?

10. Из каких процессов состоит действительный цикл ВХУ?
11. Какова зависимость холодильного коэффициента и удельной холодопроизводительности от степени сжатия воздуха в компрессоре ВХУ?
12. Какие преимущества и недостатки ВХУ?
13. В чем отличие абсорбционных и парожеткторных холодильных установок от пароконпрессиионных и воздушных холодильных машин?
14. Что называется процессом абсорбции и что такое бинарный раствор, абсорбент, холодильный агент, абсорбат?
15. Приведите классификацию абсорбционных холодильных установок.
16. Опишите принцип действия и схему абсорбционных холодильных установок.
17. Когда в АБХУ применяется термосифонная циркуляция?
18. Какие преимущества и недостатки абсорбционных холодильных установок по сравнению с ПКХУ?
19. Каким показателем характеризуется эффективность абсорбционной холодильной установки?
20. В каких случаях целесообразно применять водоаммиачные абсорбционные установки?
21. Опишите схему и холодильный цикл одноступенчатой абсорбционной холодильной установки.
22. Опишите схему и холодильный цикл двухступенчатой абсорбционной холодильной установки.
23. Опишите схему и холодильный цикл трехступенчатой абсорбционной холодильной установки.
24. Что представляет собой и из каких элементов состоит парожеткторная холодильная установка?
25. Как происходит работа парожеткторной холодильной установки?
26. Как изображается теоретический цикл парожеткторной холодильной установки на $T-s$ диаграмме?
27. Каковы преимущества и недостатки парожеткторных холодильных установок по сравнению с ПКХУ и АБХУ?

ТЕМА 8. ЦИКЛЫ ТЕПЛОНАСОСНЫХ УСТАНОВОК

Как уже отмечалось, применение электрической энергии для целей отопления и ГВС в настоящее время крайне не выгодно из-за высокой стоимости получаемой таким способом тепловой энергии. Повышение эффективности автономных источников тепловой энергии возможно за счет применения тепловых насосов или теплонасосных установок (ТНУ).

Кроме того, практически во всех промышленных предприятиях после завершения технологических процессов имеются значительные выбросы низкопотенциальной теплоты в виде теплой воды, паровоздушной смеси, горячих газов и других видов тепловых выбросов, содержащих огромное количество тепловой энергии, выбрасываемой в атмосферу, гидросферу и литосферу. Эти выбросы оказывают вредное влияние на экологическую обстановку и указывают на не вполне эффективное использование теплоты топлива.

Одним из возможных путей утилизации низкопотенциальной теплоты (НПТ), т.е. повышения использования теплоты топлива и улучшения экологии является использование тепловых насосов.

8.1. Цикл парокомпрессионного теплового насоса

Тепловой насос — это холодильная машина, в которой тепло от среды с низкой температурой передается теплоносителю с высокой температурой за счет затраты энергии на преобразование рабочего тела машины.

ТНУ, как и холодильные машины, подразделяют на компрессионные и абсорбционные. В настоящее время подавляющее количество ТНУ, применяемых в автономных источниках теплоснабжения, относятся к классу компрессионных машин. Парокомпрессионный тепловой насос представляет собой обращенную холодильную машину, и его идеальным циклом является обратный обратимый цикл Карно. Принципиальная схема и термодинамический цикл парокомпрессионной теплонасосной установки изображены на рис. 8.1.

Сбросная низкопотенциальная теплота (НТ) в виде нагретой воды, парогазовой смеси и др. с температурой t поступает в испаритель (ИС), где от неё хо-

лодильный агент при постоянной температуре $T_2 = t' + 273$ отнимает количество теплоты q_2 , равной площади 2-3-7-6, и его температура падает с t до t' . Рабочим телом (холодильным агентом) в таких машинах является фреон, подбираемый таким образом, чтобы мог закипать и испаряться в испарителе даже при минусовой температуре. Охлажденный поток низкопотенциальной теплоты затем выбрасывается в окружающую среду. Далее холодильный агент (пары фреона) в состоянии точки 3 всасывается в компрессор и адиабатически сжимается до состояния точки 4. При этом его температура и давление повышаются с p_2 до p_1 и с T_2 до T_1 (примерно до $90 \div 100$ °C).

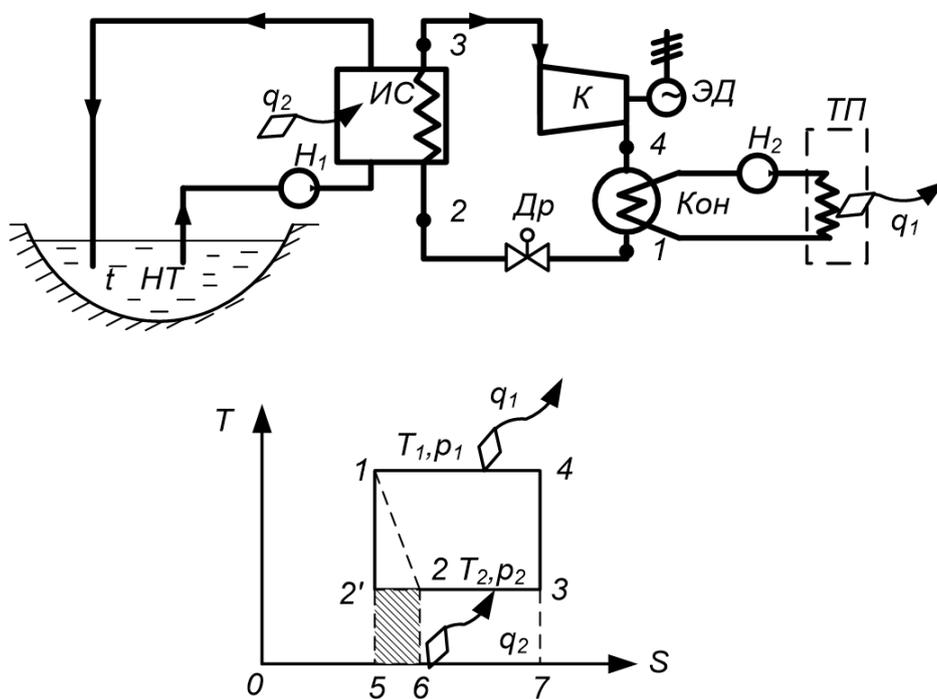


Рис. 8.1. Принципиальная схема и цикл теплонасосной установки

На осуществление этого процесса затрачивается работа $l = q_1 - q_2 = \text{пл.} 1-2'-3-4$. Отобранная от охлаждаемого тела теплота q_2 и подведенная к циклу работа l в виде теплоты $q_1 = l + q_2$ в изобарно-изотермическом процессе 4-1 отдается в конденсаторе хладо-агентом нагреваемому теплоносителю, который насосом подается тепловому потребителю (например, в системе отопления зданий или ГВС).

На охлажденных поверхностях конденсатора пары фреона конденсируются, переходя в жидкое состояние. Жидкий фреон направляется в дроселирующий вентиль, проходя который (процесс 1-2), он снижает давление

и температуру и снова возвращается в испаритель. Цикл при этом завершился и будет автоматически повторяться, пока работает компрессор. Установка дросселирующего вентиля Dp уменьшает количество отбираемой теплоты от источников НПТ за счет потерь в процессе дросселирования (площадь 2–6–5–2').

Показателем термодинамической эффективности теплонасосных установок пароконпресссионного типа является величина удельного расхода электрической энергии на единицу получаемой теплоты:

$$\mathcal{E}_{ТНУ} = \frac{l}{q} = \frac{l_i}{\eta_{ЭМ} \cdot q} = \frac{l_{ад}}{\eta_{oiK} \cdot \eta_{ЭМ} \cdot q}, \quad (8.1)$$

где $\eta_{ЭМ}$ — коэффициент полезного действия электродвигателя; η_{oiK} — коэффициент, учитывающий внутренние потери в компрессоре.

Величина, обратная $\mathcal{E}_{ТНУ}$, называется коэффициентом трансформации или коэффициентом преобразования установки:

$$\varphi = \frac{1}{\mathcal{E}_{ТНУ}} = \frac{\eta_{ЭМ} \cdot q}{l_i} = \frac{q_1}{l} = \frac{l + q_2}{l} = 1 + \frac{q_2}{l}. \quad (8.2)$$

Связь между коэффициентом преобразования и холодильным коэффициентом представлена в формуле:

$$\varphi = \frac{q_1}{l} = \frac{l + q_2}{l} = 1 + \frac{q_2}{l} = 1 + \varepsilon_t, \quad (8.3)$$

где ε_t — холодильный коэффициент.

Так как холодильный коэффициент $\varepsilon_t > 0$, то $\varphi > 1$. То есть, величина φ численно равна количеству единиц теплоты, получаемой в ТНУ на единицу затраченной электрической энергии.

Если в контуре охлаждения и контуре нагрева циркулирует одна и та же среда, например, воздух или вода, то путем изменения направления потоков этих сред можно изменить режим работы ТНУ на обратный. В этом случае цикл ТНУ будет называться обратимым. При этом в летний период ТНУ может вырабатывать холод, а зимой тепловую энергию. На рис. 8.2 тепловая схема ТНУ обратимого цикла.

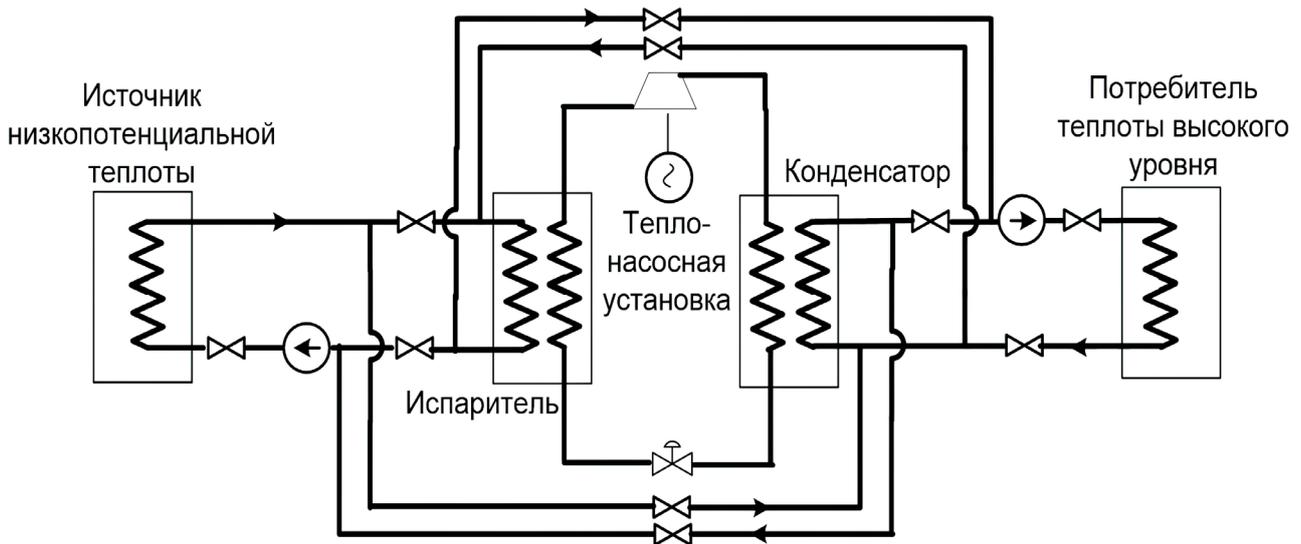


Рис. 8.2. Цикл обратимой теплонасосной установки

8.2. Цикл парокомпрессионного экологически чистого теплового насоса

Другой тип парокомпрессионных теплонасосных установок основывается на использовании паров вскипания. Принципиальная схема и рабочий процесс в таких установках в диаграмме $h-s$ представлен на рис. 8.3.

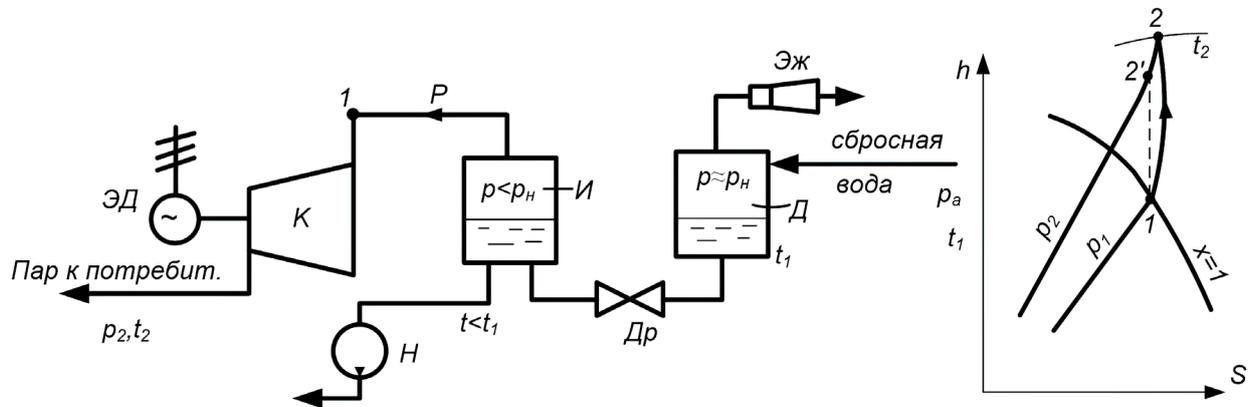


Рис. 8.3. Теплонасосная установка, работающая на парах вскипания

Установка состоит из дегазера Д, испарителя И, компрессора К, электродвигателя ЭД, насоса Н и дросселя Др.

Сброшенная вода с давлением p_a и температурой t_1 подается в дегазер Д, где поддерживается давление $p \approx p_H$ немного выше давления насыщения, соответствующего температуре t_1 .

В дегазере происходит выделение из потока воды вредных газов CO_2 , O_2 и др. и удаление их из дегазера в атмосферу эжектором. Затем дегазированная

вода через дроссель поступает в испаритель, где поддерживается давление немного ниже давления насыщения, соответствующего температуре $t < t_1$.

В испарителе происходит вскипание части жидкости и появляются пары вскипания с давлением p и соответствующей температурой $t < t_1$. Пары вскипания всасываются компрессором К, сжимаются в нем до давления p_2 и температуры t_2 по политропе 1–2 и подаются потребителю. Неиспарившаяся вода из испарителя насосом Н подается в сливную канализацию.

Коэффициент преобразования таких установок может быть достаточно высоким и достигать величины $\varphi = 5 \div 8$.

8.3. Применение тепловых насосов в автономных источниках энергоснабжения

Эффективность применения ТНУ в первую очередь зависит от температуры низкопотенциального источника теплоты и, во-вторых, от способа обогрева помещений (водяное или воздушное отопление).

В России воздушное отопление пока не находит широкого применения. Нужно иметь в виду, что применение ТНУ будет эффективным только в хорошо утепленных зданиях, имеющих теплопотери на уровне 60 Вт/м^2 . Кроме этого, эффективность применения ТНУ в значительной степени будет зависеть от перепада температур в контуре низко- и высокопотенциальной теплоты. С ростом данного перепада температур снижается коэффициент преобразования, поэтому более выгодными являются схемы ТНУ с применением низкотемпературных систем отопления. К таким системам относятся системы с обогревом от водяных теплых полов или обогрев теплым воздухом.

В них температура теплоносителя по санитарным нормам должна быть не выше $30 \div 40 \text{ }^\circ\text{C}$. При традиционных системах внутридомового отопления с установкой радиаторов температура теплоносителя должна составлять $70 \div 95 \text{ }^\circ\text{C}$, что увеличивает энергопотребление ТНУ на $40 \div 50 \%$.

В силу технических ограничений ТНУ фактическая температура теплоносителя, подаваемого в отопительные приборы, не превышает $55 \text{ }^\circ\text{C}$, причем

температура обратной воды не должна превышать 50 °С. Поэтому это приводит к увеличению количества отопительных приборов при одной и той же тепловой мощности, что еще раз подтверждает факт рационального применения ТНУ в сочетании с теплыми полами.

Если в автономном источнике используется только ТНУ, то такая система теплоснабжения называется моновалентной. Если дополнительно к тепловому насосу подключается другой источник тепла, работающий отдельно или параллельно с тепловым насосом, система называется бивалентной.

Современные автономные источники теплоснабжения на базе ТНУ, как правило, работают по бивалентной схеме с дополнительной установкой электрического котла, который включается в работу для покрытия пиковых тепловых нагрузок в периоды резкого понижения температуры. Для Санкт-Петербурга расчетная температура составляет — 26 °С. Однако исходя из многолетних наблюдений, длительность такой температуры составляет всего лишь несколько дней в году. Поэтому при расчете на максимальную мощность значительная часть потенциала ТНУ будет использоваться очень редко.

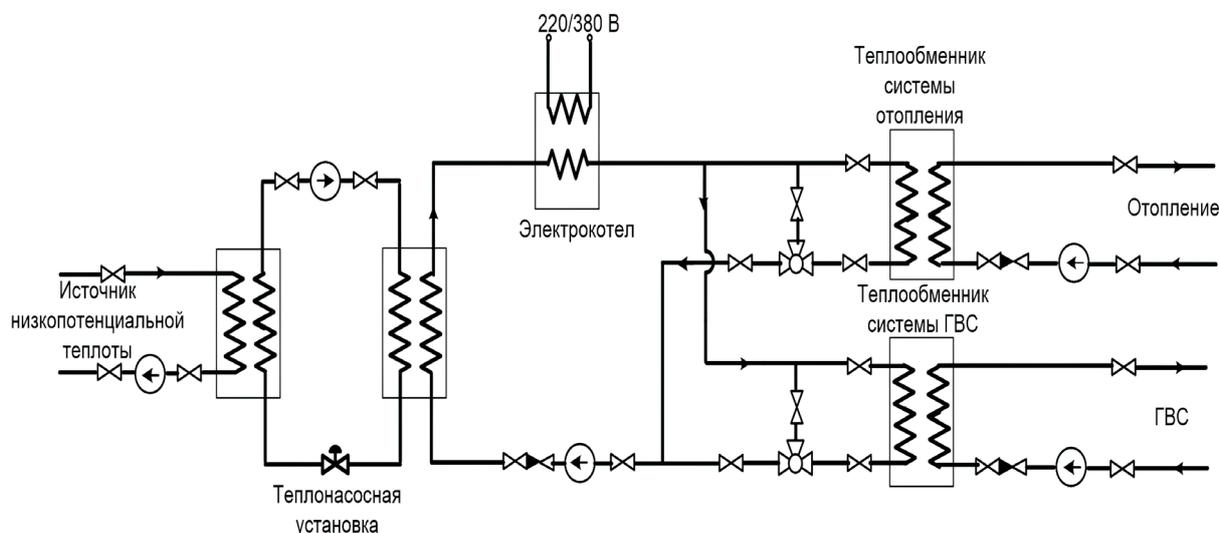


Рис. 8.4. Тепловая схема автономного источника теплоснабжения на базе ТНУ и электрического котла

При бивалентной системе формирования автономного источника ТНУ может покрывать 60 % расчетной тепловой нагрузки. При этом общая выработка тепловой энергии ТНУ за отопительный период может составлять 92 % и лишь 8 % приходится на электрический котел. На рис. 8.4 представлена тепловая схема автономного источника теплоснабжения на базе ТНУ и электрического котла.

Включение электрического котла в схему ТНУ позволяет снизить стоимость капитальных затрат и уменьшить срок окупаемости ТНУ. Причем определяющим фактором является не стоимость самой установки, а стоимость обустройства контура теплосъема в источнике НПТ.

В рассматриваемых схемах парокompрессионных тепловых насосов в качестве приводных двигателей используются электродвигатели. Это обусловлено их низкой стоимостью, простотой эксплуатации и высокой надежностью. Однако их применение связано со значительным потреблением электрической энергии, что значительно удорожает получаемую в ТНУ тепловую энергию. Одним из путей существенного снижения энергозатрат на единицу отпускаемой тепловой энергии от ТНУ является замена приводного электродвигателя на газопоршневой двигатель.

Схема парокompрессионной теплонасосной установки с приводным газопоршневым двигателем представлена на рис. 8.5.

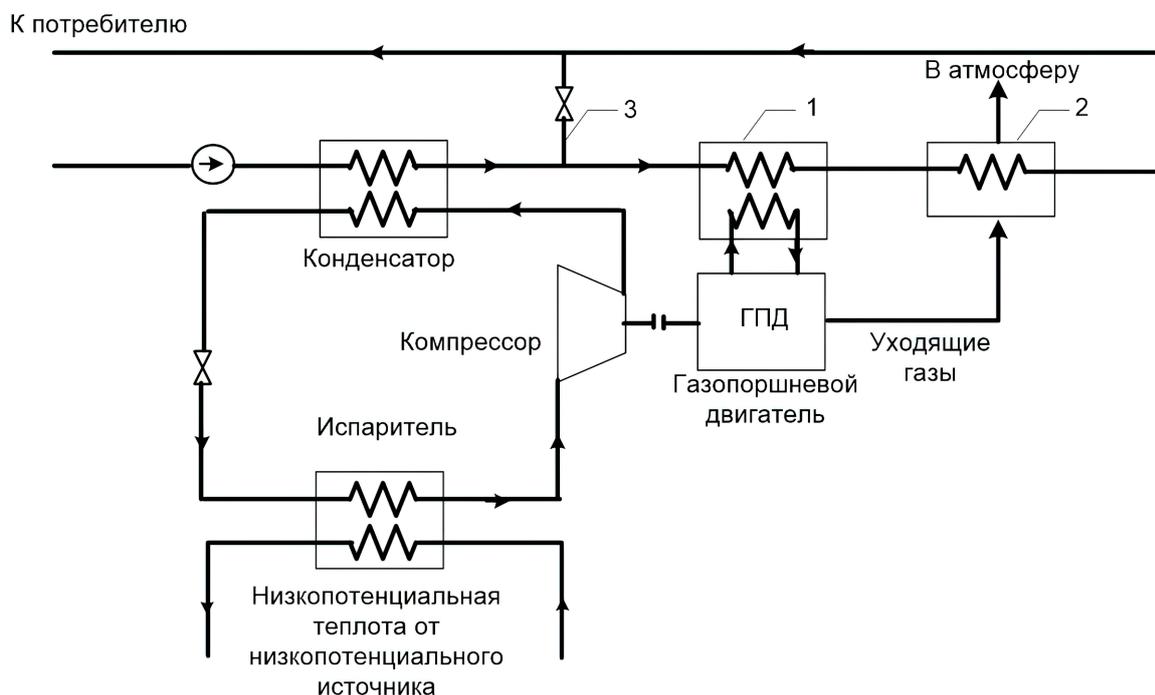


Рис. 8.5. Схема парокompрессионной ТНУ с приводным газопоршневым двигателем:

1 — теплообменник системы охлаждения двигателя; 2 — теплообменник охлаждения выхлопных газов; 3 — байпасная перемычка между прямым и обратным трубопроводами

Переход на привод от ГПД в целом не изменяет принципиальную схему ТНУ. Изменение касается лишь системы нагрева теплоносителя, направляемого к теплопотребителю. Как видно из рис. 8.5, теплоноситель после конденсатора последовательно проходит теплообменник системы охлаждения двигателя и охладитель выхлопных газов.

Общий теплоотпуск от установки определяется как сумма трех слагаемых:

$$Q_T = Q_K + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{вг}}, \quad (8.4)$$

где Q_K — теплота, переданная теплоносителю в конденсаторе; $Q_{\text{охл}}$ — теплота, переданная теплоносителю в теплообменнике охлаждения двигателя; $Q_{\text{вг}}$ — теплота, переданная теплоносителю в охладителе выхлопных газов.

Применение газопоршневого двигателя усложняет установку ТНУ, так как требуется создание системы топливоподачи, включение в схему дополнительных теплообменников, повышаются требования к обслуживанию двигателя. Однако энергетические и экономические показатели ТНУ с приводным газопоршневым двигателем становятся сопоставимы с показателями отопительных котельных.

8.4. Источники низкопотенциальной теплоты для ТНУ

На промышленных предприятиях источниками низкопотенциальной теплоты (НПТ) могут быть различные технологические потоки неагрессивных жидких и газообразных сред, температура которых недостаточна для использования их в технологических процессах, а также для нагрева теплоносителя отопительных и вентиляционных систем.

В системах теплоснабжения жилищно-коммунальных предприятий и индивидуальных домах источниками низкопотенциальной теплоты могут быть:

- атмосферный воздух;
- поверхностные водоемы и грунтовые воды;
- грунт ниже глубины промерзания.

Как уже отмечалось, в климатических условиях Санкт-Петербурга использовать воздух как источник НПТ затруднительно из-за низких температур в зимний

период. Однако при наличии системы общеобменной вентиляции возможна утилизация тепловых выбросов путем установки пластинчатых рекупертивных теплообменников. На рис. 8.6 представлена схема ТНУ с использованием атмосферного воздуха в качестве источника НПТ по схеме «воздух-вода».

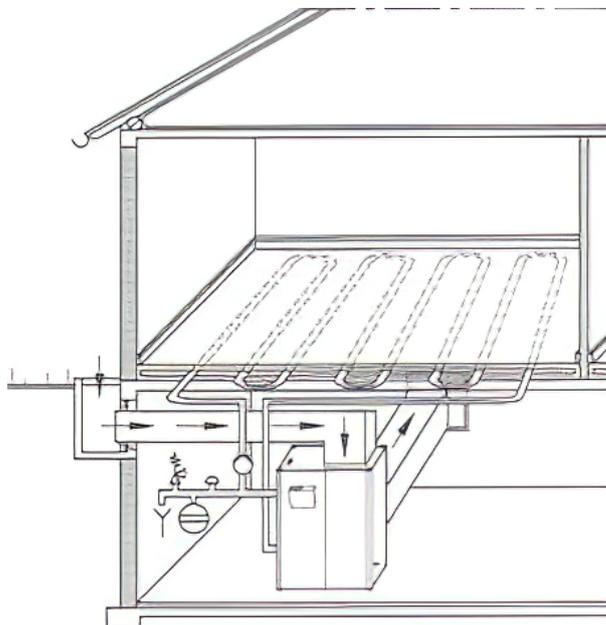


Рис. 8.6. Схема ТНУ, работающего по схеме «воздух-вода»

Для подачи воды от ТНУ к обогреваемым помещениям в них устанавливаются теплообменники, именуемые в литературе «фэнкойлами».

В качестве источника низкопотенциальной теплоты может быть использована вода близлежащего водоема (озера, реки, моря) или грунтовые воды. Температура воды в незамерзающих водоемах не опускается ниже $4\text{ }^{\circ}\text{C}$, а артезианская вода имеет почти постоянную температуру $10\text{--}12\text{ }^{\circ}\text{C}$. Учитывая, что при отборе тепла воду нельзя охлаждать ниже $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, перепад температуры на теплообменнике составляет несколько градусов. При этом для увеличения отбора необходимого количества тепла требуется увеличивать расход воды.

Для ТНУ небольшой мощности не рекомендуется качать грунтовую воду с глубины более 15 м . В противном случае потребуются большие затраты на насосы и их эксплуатацию.

Контур отбора тепла из водоема может быть открытым или закрытым. В первом случае вода из водоема перекачивается через охладитель, охлаждается

и возвращается в водоем (рис. 8.7). Такая система требует фильтрации подаваемой в охладитель воды и периодической чистки теплообменника. Как правило, устанавливается промежуточный разборный теплообменник.

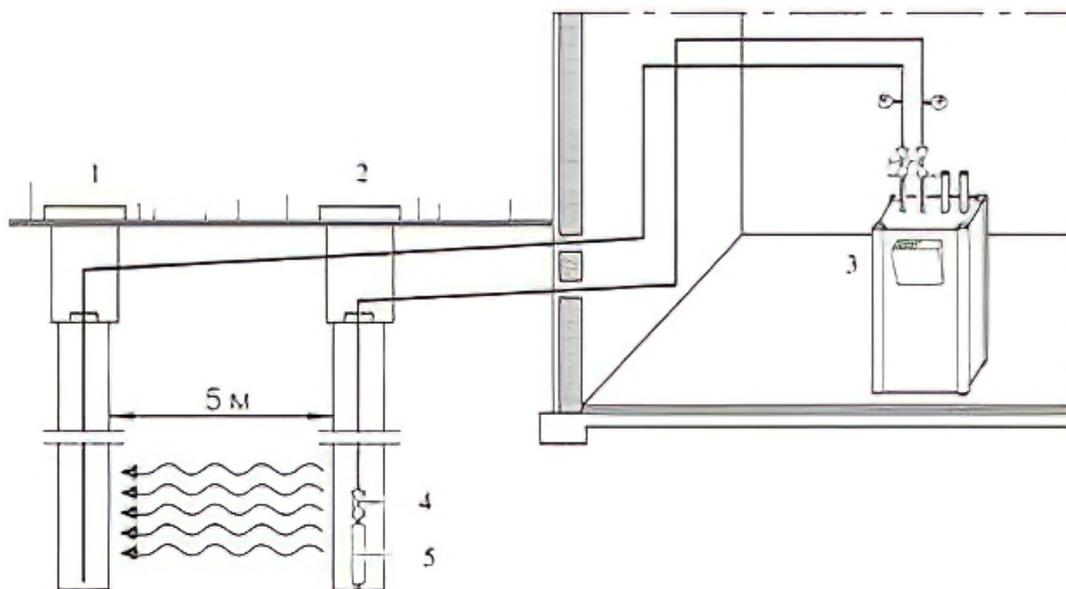


Рис. 8.7. Тепловой насос, использующий тепло грунтовых вод

Забор и возврат воды должны осуществляться в направлении потока грунтовых вод, чтобы исключить «байпасирование» воды. Заборная магистраль должны быть с обратным клапаном 4, располагаемым в точке забора или после глубинного насоса 5. Подвод и отвод грунтовых вод к тепловому насосу должен быть защищен от замораживания и прокладывается с наклоном в сторону скважины.

Расстояние между заборной 2 и возвратной 1 скважинами должно быть не менее 5 м. Точка выхода воды в возвратной скважине должна быть ниже уровня грунтовых вод. Принято считать, что одного метра скважины достаточно для получения на выходе из ТНУ 50 Вт тепловой энергии, то есть 100-метровая скважина способна произвести 50 кВт тепловой энергии.

При использовании открытых водоемов из труб создается закрытый контур и укладывается на дно водоема. Ориентировочное значение тепловой мощности на 1 м трубопровода закрытого контура составляет порядка 30 Вт. То есть для получения 10 кВт тепла контур должен иметь длину 300 м. Для того чтобы контур не всплывал, на 1 погонный метр необходимо устанавливать груз около 5 кг.

ТНУ с грунтовыми теплообменниками

При использовании в качестве источника тепла участка земли трубопровод зарывается в землю на глубину промерзания грунта. Аккумулированное грунтом тепло трансформируется с помощью горизонтально проложенных грунтовых теплообменников (которые также называют грунтовыми коллекторами) или с помощью вертикально расположенных теплообменников (грунтовые зонды).

Как правило, грунтовые теплообменники изготавливаются из полиэтиленовых или металлопластиковых труб диаметром $25 \div 40$ мм.

При горизонтальном исполнении (рис. 8.8) трубопровод, в котором циркулирует жидкость, зарывается в землю на глубину ниже уровня промерзания почвы ($1,2 \div 1,5$ м). Минимальное расстояние между трубами $0,7 \div 1,0$ м. В зависимости от диаметра трубы на каждый квадратный метр площади забора тепла может быть проложено $1,4 \div 2,0$ м трубы. Длина каждой ветви горизонтального коллектора не должна превышать 100 м, иначе потери давления в трубе и требуемая мощность насоса будут слишком велики.

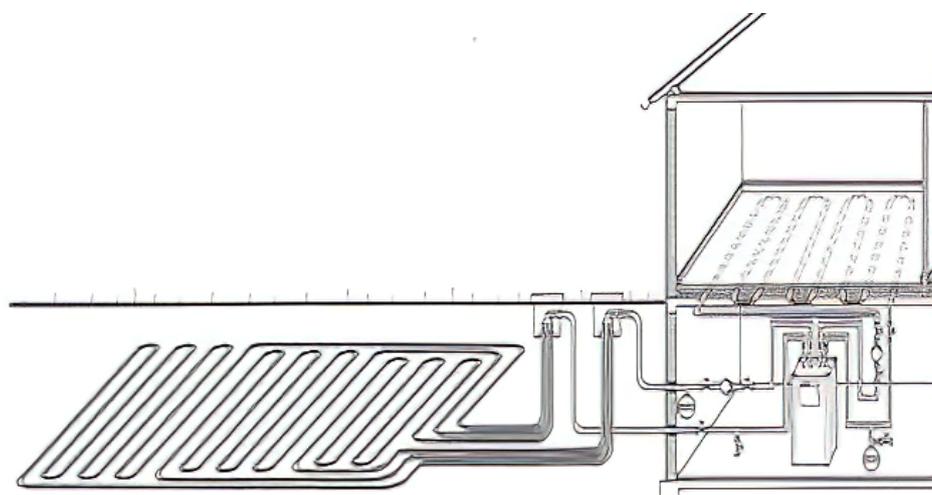


Рис. 8.8. Тепловой насос с грунтовым коллектором

Количество трансформируемого тепла, а, следовательно, и размер необходимой поверхности для расположения грунтового коллектора существенно зависит от теплофизических свойств грунта и климатических условий местности. Теплофизические свойства, такие как теплоемкость и теплопроводность, очень сильно зависят от состава и состояния грунта. В этом отношении определяю-

щим является доля воды, содержание минеральных составляющих (кварц, полевой шпат), а также доля и размер пор, заполненных воздухом. Аккумулирующие свойства и теплопроводность грунта тем выше, чем больше доля воды, минеральных составляющих и чем ниже содержание пор.

Среднее значение удельной тепловой мощности грунта приведено в табл. 8.1.

Таблица 8.1 — Среднее значение удельной тепловой мощности грунта

Тип грунта	Удельная мощность грунтового коллектора (q_K), Вт/м ²	Удельная мощность грунтового зонда (q_z), Вт/м
Песчаный сухой	10 — 15	20
Песчаный влажный	15 — 20	40
Глинистый сухой	20 — 25	60
Глинистый влажный	25 — 30	80
Водоносный слой	30 — 35	80 - 100

Требуемая площадь для расположения коллектора рассчитывается по следующим формулам:

$$S = Q_x / q_K, \text{ м}^2; \quad (8.5)$$

$$Q_x = Q_T - N_{\text{ТНУ}}, \text{ Вт}, \quad (8.6)$$

где Q_T — теплопроизводительность ТНУ, Вт; $N_{\text{ТНУ}}$ — потребляемая электрическая мощность ТНУ, Вт; q_K — удельная мощность грунтового коллектора, Вт/м².

Так, если холодопроизводительность ТНУ составит 10 кВт, то в песчаном влажном грунте ($q_K = 20 \text{ Вт/м}^2$) для размещения коллектора потребуется площадь:

$$S = \frac{Q_x}{q_K} = \frac{10000}{20} = 500 \text{ м}^2. \quad (8.7)$$

Чтобы трансформировать тепло с такой площади, необходимо проложить в грунте полиэтиленовые трубы диаметром $25 \times 2,3 \text{ мм}$ и длиной $500 \times 1,4 = 700 \text{ м}$ ($1,4$ — удельный расход трубы на квадратный метр площади). Трубы необходимо прокладывать отдельными контурами по 100 м каждый, т. е. 7 контуров.

При вертикальном исполнении грунтового зонда бурится скважина глубиной 60–200 м, в которую опускается несколько U-образных трубопроводов (рис. 8.9).

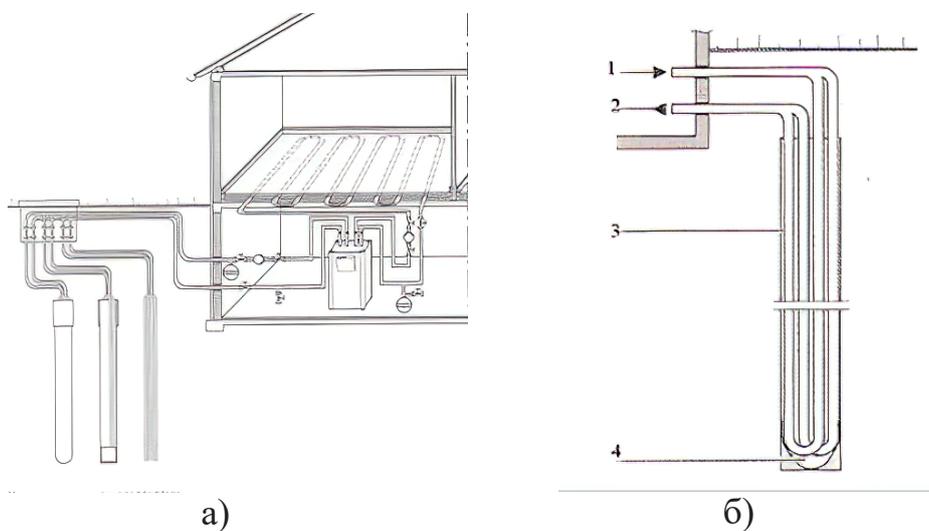


Рис. 8.9. Тепловой насос с грунтовым зондом:

а — общая схема;

б — схема грунтового зонда;

1 — обратная магистраль; 2 — подающая магистраль; 3 — петлевой зонд;

4 — защитный колпачок

В глинистом влажном грунте при холодопроизводительности теплового насоса 10 кВт длина зонда (глубина скважины) должна быть:

$$L = \frac{Q_x}{q_3} = \frac{10000}{100} = 100, \text{ м.} \quad (8.8)$$

Целесообразно сделать 2 петли с глубиной залегания 50 м диаметром $D_y = 32 \times 3$ мм. Общая длина труб составит 200 м. Скважина с трубами заливается бетонитом, хорошо проводящим тепло. Количество теплоносителя определяется внутренним объемом труб коллектора (зонда) и подводящих труб. Диаметр подводящих труб берут на размер больше, чем труба коллектора. В нашем примере при трубе зонда $D_y = 32 \times 3$ мм и подводящей трубе $D_y = 40 \times 2,3$ мм длиной 10 м внутренний объем с учетом подающей линии составит $2 \times 100 \times 0,531 + 10 \times 0,984 = 116,04$ л. Расход теплоносителя теплового насоса находят по паспорту на тепловой насос. Примем 1600 л/ч. Тогда расход на одну петлю составит 800 л/ч.

Срок службы грунтового коллектора зависит от кислотности почвы: при нормальной кислотности ($pH = 5,0$) — 50 — 75 лет, при повышенной ($pH > 5,0$) — 25 — 30 лет.

8.5. Возможные схемы включения ТНУ в состав автономных источников энергоснабжения

С целью повышения тепловой эффективности автономных источников энергоснабжения в состав их тепловых схем могут быть включены ТНУ. Источником низкопотенциальной теплоты для таких ТНУ могут служить энергоносители с параметрами, не позволяющими полезно использовать их в системах теплоснабжения.

В автономных мини-ТЭЦ с конденсационными турбинами такими источниками являются конденсаторы паровых турбин. Циркуляционная, охлаждающая вода на выходе из конденсатора имеет температуру $20 \div 35 \text{ }^\circ\text{C}$, что не позволяет полезно использовать ее в системах теплоснабжения. Повышение температуры воды до $55 \div 60 \text{ }^\circ\text{C}$ позволяет направить эту воду в систему ГВС.

На рис. 8.10 представлена тепловая схема мини-ТЭЦ с абсорбционным бромистолитиевым тепловым насосом (АБТН).

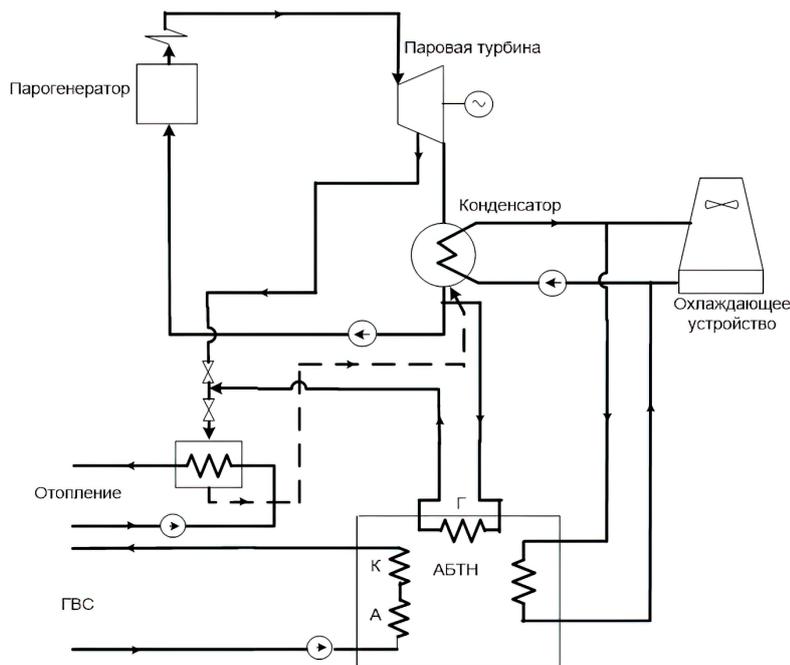


Рис. 8.10. Схема включения АБТН в тепловую схему мини-ТЭЦ

Источником тепловой энергии для работы АБТН служит пар, отбираемый из паровой турбины. Включение АБТН по такой схеме позволяет снизить расход отбираемого пара на подогрев рабочего тела абсорбционной машины по сравнению с исходной тепловой схемой, в которой пар использовался для непосредственного подогрева воды, идущей на горячее водоснабжение.

Снижение расхода отбираемого из турбины пара, в свою очередь, приводит к увеличению выработки электроэнергии при сохранении расхода пара на турбину. При сохранении мощности паровой турбины такая работа позволяет снизить расход пара на турбину и тем самым снизить расход топлива, сжигаемого в паровом котле.

Эффективность от применения парокompрессионных ТНУ для аналогичных целей будет ниже, чем при использовании абсорбционных ТНУ, так как на привод компрессора будет затрачиваться электрическая энергия, стоимость которой выше, чем тепловой энергии, подводимой к ТНУ в виде пара, отбираемого из турбины.

На рис. 8.11 представлена тепловая схема мини-ТЭЦ с парокompрессионным тепловым насосом (ПТН), который заменяет регенеративный подогреватель низкого давления. Дополнительная выработка электрической энергии за счет увеличения пропускания пара через часть низкого давления превышает потребление электрической энергии, необходимой для привода компрессора ТНУ.

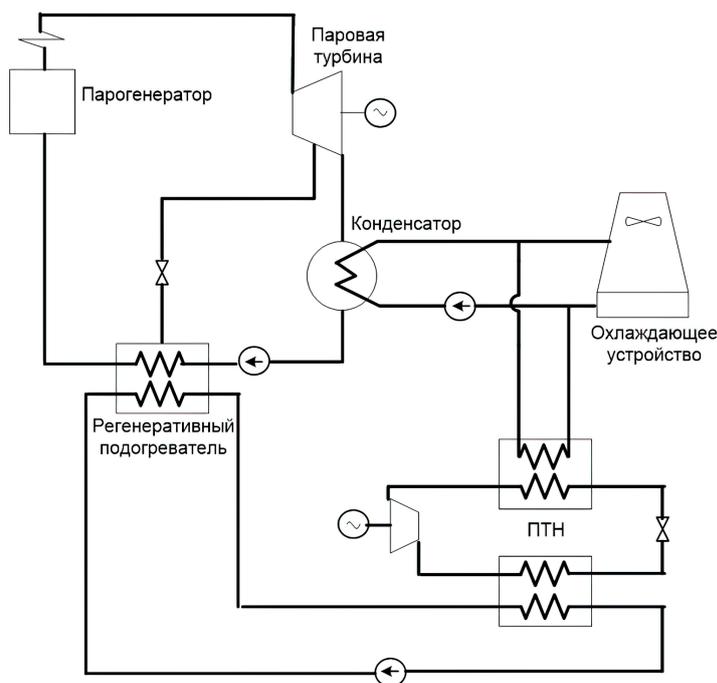


Рис. 8.11. Тепловая схема мини-ТЭЦ с парокompрессионным тепловым насосом

Таким образом, могут быть реализованы различные схемы использования ТНУ в составе мини-ТЭЦ, однако для окончательного выбора варианта необходимо произвести тщательный тепловой и экономический расчеты схемы автономного источника энергоснабжения при конкретных параметрах и условиях его работы.

Характеристики типовых теплонасосных установок приведены в табл. 8.2.

Таблица 8.2 — Характеристики типовых ТНУ

Производитель	Мощность отопления	Мощность охлаждения	Потребляемая электрическая мощность	Коэффициент преобразования
ТНУ, работающие по схеме грунт-вода				
<i>ClimateMaster</i> , США	6,3-57,4 кВт	7,5-73,8 кВт	1,74-14,2 кВт	3,76-4,56
ELCO, Швейцария	температура подачи воды - до 60 °С			
	5,2-76,8 кВт	-	1,2-17,5 кВт	4,4-4,7
	температура подачи воды - до 63 °С			
	28,2-56,4 кВт	-	6,9-13,8 кВт	4,2-4,5
<i>AC Well</i> , КНР	6,8-213,9 кВт	9,8-323,2 кВт	2,1-62,5 кВт	-
ТНУ, работающие по схеме вода-вода				
<i>ClimateMaster</i> , США	7,9-73,15 кВт	7,9-78,45 кВт	1,79-18,30 кВт	4,0-4,7
ELCO, Швейцария	температура подачи воды - до 63 °С			
	6,7-95,2 кВт	-	1,2-17,5 кВт	5,4-6,2
	температура подачи воды - до 65 °С			
	36,2-72,4 кВт	-	7,0-14,0 кВт	5,4-5,7
<i>AC Well</i> , КНР	9,2-288,8	9,8-323,2 кВт	2,3-70,1 кВт	-

8.6. Контрольные вопросы к теме 8

1. Какие факторы оказывают вредное влияние на экологическую обстановку и снижают эффективное использование топлива на промышленных предприятиях?
2. Что такое тепловые насосы и на какие типы они подразделяются?
3. Опишите рабочий процесс парокомпрессионной теплонасосной установки.
4. Что является показателем термодинамической эффективности теплонасосных установок парокомпрессионного типа?

5. Что называется коэффициентом трансформации или коэффициентом преобразования теплонасосной установки?
6. В каком случае цикл теплонасосной установки будет называться обратимым?
7. На чем основывается парокомпрессионный экологически чистый тепловой насос?
8. Опишите рабочий процесс парокомпрессионного экологически чистого теплового насоса.
9. Какие системы теплоснабжения называют моновалентными и бивалентными?
10. Что позволяет сделать включение в схему теплонасосной установки электрического котла?
11. Что позволяет сделать переход на привод от ГПД в теплонасосной установке?
12. Что является источниками низкопотенциального тепла на промышленных предприятиях и в системах теплоснабжения ЖКХ и индивидуальных домах?
13. В чем особенность использования открытого и закрытого контура отбора тепла из водоема?
14. В чем особенность использования грунтового теплообменника?
15. В чем особенность тепловой схемы мини-ТЭЦ с абсорбционным бромистолитиевым тепловым насосом?
16. В чем особенность тепловой схемы мини-ТЭЦ с парокомпрессионным тепловым насосом?

ТЕМА 9. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ

Принцип действия тепловых преобразователей основан на применении тепловых процессов, таких как нагрев, охлаждение, теплообмен, в которых входной величиной является температура. Температура взаимосвязана с внутренней энергией тел, а отсюда с физическими свойствами тел.

Тепловые преобразователи применяются в виде преобразователей: температуры, тепловых потоков, скорости потока, расхода химических составов, давлений газа, влажности и так далее.

Рассмотрим некоторые виды преобразователей тепловой энергии, такие как термоэлектрические генераторы и термоэмиссионные преобразователи.

9.1. Термоэлектродгенераторы

Термоэлектродгенератор (ТЭГ) — это оборудование, предназначенное для получения электрической энергии из тепловой. В основе работы термоэлектродгенераторов лежат три термодинамически обратимых термоэлектрических эффекта: Зеебека, Пельтье и Томсона.

Термодинамическими явлениями принято называть эффекты возникновения в проводящих средах электродвижущих сил и электрических токов под воздействием тепловых потоков и эффекта возникновения теплот, дополнительных к джоулевой теплоте, при протекании электрического тока.

Термоэлектрический генератор состоит (рис 9.1) из набора термоэлектрических элементов. Подобная схема отображена на рис 9.3, состоящем из: 1 — p -ветвь термоэлемента, 2 — n -ветвь термоэлемента, 3 — соединительная шина горячего спая, 4 — коммутационный припой, 5 — контактные шины, 6 — коммутационный припой холодного спая, 7 — внешняя нагрузка, T_1 — источник тепла, T_2 — охладитель. Для получения необходимых значений силы тока и напряжения полупроводниковые термоэлементы составляют из необходимого количества, соединенных параллельно или последовательно, такая конструкция называется батареей.

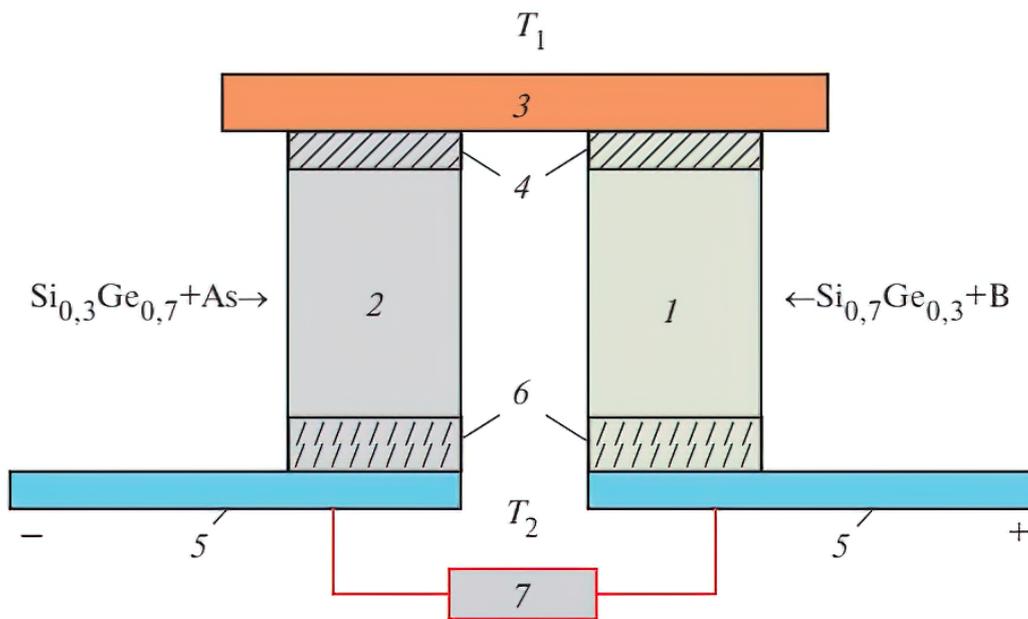


Рис. 9.1. Схема термоэлектрического элемента

Эффект Зеебека, обусловленный перераспределением носителей зарядов вследствие наличия температурного градиента, проявляется в том, что в электрической цепи, составленной из двух разнородных проводников (термоэлектродов 1 и 2), если точки их спаев поддерживаются при разных температурах, возникает электродвижущая сила, называемая термо-ЭДС (ТЭДС). Термоэлектродвижущая сила пропорциональна разности температур горячего и холодного спаев:

$$\Delta E = \alpha_{AB} \cdot (T_1 - T_2), \quad (9.1)$$

где α_{AB} — коэффициент Зеебека или относительный коэффициент ТЭДС, зависящий от свойств материалов термоэлектродов и температуры; T_1 — температура горячей части спая; T_2 — температура холодной части спая.

Зеебеком было обнаружено, что при нагревании спая различных материалов в замкнутой цепи происходит протекание тока с КПД, примерно 2÷3 %. Но полученные результаты первого термогенератора составляли конкуренцию паровым машинам того времени. Зеебек проводил эксперименты, используя пластинки сурьмы и висмуты, измерения производил с использованием гальванометра. Принцип действия термогенератора основывался на магнитной поляризации. Исследование большого количества образцов, в которые также входили полупроводники, привело к созданию списка построения материалов

по способности отклонять магнитную стрелку. При нагреве материалов, плотно соединенных между собой, магнитная стрелка отклонялась дальше. На данный момент для создания термогенераторов используется тот же список, но с более уточненными данными и материалами.

Эффект Пельтье, обусловленный различным распределением носителей зарядов по энергиям в проводниках 1 и 2 при одинаковой температуре, заключается в том, что при прохождении электрического тока I через спай 1 и 2 в этом спае выделяется или поглощается теплота Q_{π} , пропорциональная току и зависящая от типа контактирующих проводников.

Количество поглощаемой или выделяемой теплоты зависит от типа проводников и пропорционально протекающему току при одинаковой их температуре:

$$Q_{\pi} = \pm \Pi_{AB} \cdot I \cdot t, \quad (9.2)$$

где Q_{π} — количество теплоты; Π_{AB} — коэффициент пропорциональности (Пельтье); I — величина тока; t — время прохождения тока.

Эффект Томсона, обусловленный зависящим от температуры распределением носителей заряда по энергиям в проводнике с током, проявляется в том, что при прохождении электрического тока I через проводник, вдоль которого существует градиент температуры dT / dl , в нем выделяется или поглощается теплота, пропорциональная току и градиенту температуры:

$$dQ_{\tau} = \tau \cdot I \cdot \frac{dT}{dl} \cdot dl, \quad (9.3)$$

где dQ_{τ} — количество теплоты, выделяемое в единицу времени на длине проводника dl , при условии, что градиент температуры на этом участке равен dT/dl , а ток I ; τ — коэффициент пропорциональности, называемый коэффициентом Томсона: он зависит от свойств проводника и от температуры, $\tau > 0$ при одинаковом направлении тока и градиента температур.

Соотношения между тремя термоэлектрическими коэффициентами называются соотношениями Томсона:

$$\alpha_{AB} = \tau_B - \tau_A + \frac{\alpha \Pi_{AB}}{\alpha T}; \quad \Pi_{AB} = \alpha_{AB} \cdot T. \quad (9.4)$$

Термоэлектрический элемент. Простейшей моделью термоэлектрического элемента является цепь, состоящая из двух различных однородных проводящих материалов, спаи которых находятся при различных температурах T_1 и T_2 .

При некоторых допущениях и с учетом основных источников необратимости процессов (передача теплоты теплопроводностью по термоэлектродам и джоулево тепловыделение в термоэлектродах) выражение для КПД реального ТЭГ можно представить в виде:

$$\eta_{\text{ТЭГ}} = \frac{\frac{m}{m+1}}{1 + \frac{\lambda_0 R_{\Gamma}}{\alpha^2} \frac{m+1}{T_1} - \frac{1}{2} \frac{T_1 - T_2}{T_1} \frac{1}{m+1}}, \quad (9.5)$$

где $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$; $m = R_{\text{н}} / R_{\Gamma}$ — коэффициент нагрузки; $R_{\text{н}}$ — сопротивление нагрузки; R_{Γ} — внутреннее сопротивление термоэлектрического элемента; λ_0 — теплопроводность термоэлемента.

КПД термоэлемента определяется комплексом физических свойств материалов термоэлектродов. Комплекс называется коэффициентом добротности или термоэлектрическим показателем качества. Оптимальный коэффициент добротности термоэлектрического элемента

$$Z = \frac{\alpha^2}{(\sqrt{\lambda_1 \rho_1} + \sqrt{\lambda_2 \rho_2})^2}, \quad (9.6)$$

где λ — теплопроводность; ρ — удельное сопротивление.

Коэффициент полезного действия при максимальной электрической мощности во внешней сети достигается при $m = 1$:

$$\eta_1 = \eta_{\text{к}} \frac{1}{\frac{4}{ZT_1} + 2 - \frac{1}{2}\eta_{\text{к}}}, \quad (9.7)$$

где $\eta_{\text{к}}$ — КПД цикла Карно.

Максимальный КПД

$$\eta_{\text{макс}} = \eta_{\text{к}} \frac{m-1}{m+T_2/T_1}. \quad (9.8)$$

Основные направления в создании термоэлектрических материалов.

Развитие прогресса термоэлектрических преобразователей взаимосвязано с повышением их технико-экономических показателей и уменьшением

стоимости. Научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы проводились для нахождения более эффективных термоэлектрических материалов на недорогих и распространенных компонентах; для разработки и внедрения современных технологических методов создания термоэлементов; для автоматизации процесса конструирования; для производства и контроля преобразователей и т.д.

На эффективность работы ТЭГ влияют значения α , λ , ρ , входящие в коэффициент добротности. Эти величины связаны друг с другом через концентрацию носителей зарядов и транспортные свойства.

Электропроводность σ и электронная часть теплопроводности λ_e связаны между собой по закону Видемана-Франца:

$$\frac{\lambda_e}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{K}{e}\right)^2 T = L \cdot T, \quad (9.9)$$

где $K = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; $L = 2,45 \cdot 10^{-8}$ Вт/(Ом·К²) — число Лоренца.

В связи с этой зависимостью и малостью коэффициента термо-ЭДС Z и η металлических ТЭГ низки и практически не могут быть улучшены независимо от применения любого сочетания металлических пар. В течение последних 10÷15 лет увеличение добротности практически не удалось. Значительно лучшими термоэлектрическими свойствами обладают полупроводниковые материалы, которые и используются сегодня для создания ТЭГ.

На данный момент созданы для применения термоэлектрические материалы, имеющие очень высокие значения добротности в определенных интервалах температур. Исследование материалов ведется в направлении увеличения термоэлектрической добротности применяемых термоэлектрических материалов и нахождения новых эффективных композиций. Есть классические способы увеличения эффективности образованием сложных твердых растворов необходимого легирования, но также и технологические и другие варианты воздействия на материал: пластическая деформация, пленки, нитевидные и слоистые структуры, металлокерамика и т.д.

Многие страны исследуют повышение характеристик известных низко- и среднетемпературных материалов. Создание новых классов высокотемпературных материалов также с применением высших силицидов переходных металлов: высших силицидов марганца, силицида кобальта и дисилицида железа. Высокотемпературные материалы стоят до десяти раз меньше, чем применяемые низко- и среднетемпературные материалы, такие как висмут, теллур, сурьма и т.д. Материалы высших силицидов марганца не имеют редких и токсичных компонентов, работают как на воздухе, так и в вакууме без применения защиты с максимальной температурой 1000 °С, обладают высокой износостойкостью. Имеют сверхвысокую радиационную стойкость, есть возможность долгое время работать в активной зоне ядерного реактора.

Идея использования ТЭГ для получения электрической энергии принадлежит отечественным ученым, возглавлял которых академик А.Ф. Иоффе. В 1929 году он предложил применение полупроводниковых материалов в термоэлементах, обладающих высокой термо-ЭДС, вместо металлических проводников (рис. 9.2).

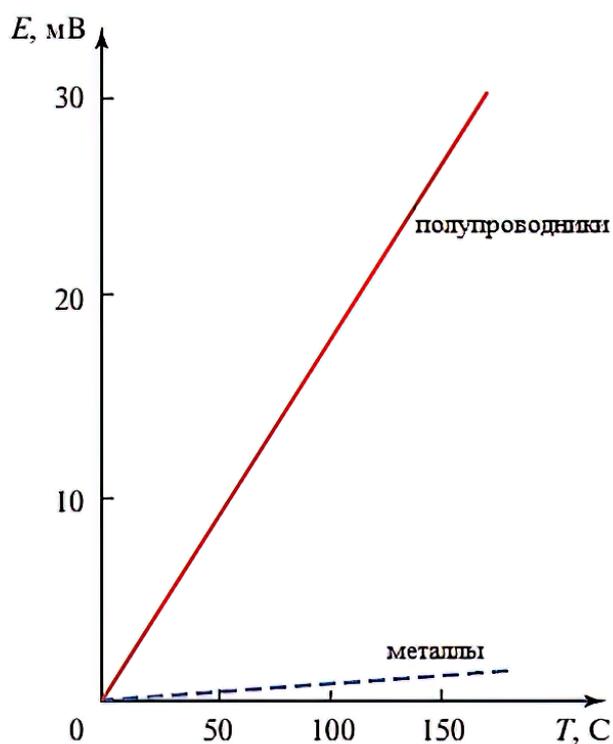


Рис. 9.2. Сравнение термо-ЭДС

Большой шаг к повышению характеристик возможен с применением наноструктур, которые позволяют изменять свойства материалов. Наноразмерные структуры проявляют и доминируют квантовые эффекты, которые определяют не проявление дефектов в монокристалле, большую часть энергонасыщенности, проявление химических реакций, процессов сорбции, спекания. Это придает структурные, механические, электрические, теплофизические, магнитные свойства, позволяющие создание изделий с рабочими характеристиками, которые невозможны с применением стандартных состояний материалов.

Главной целью является нахождение и создание более эффективных материалов, схем соединения и изоляции термоэлементов. Тепловые и электрические потери определяют низкий КПД около 10 %. Следовательно, при разработке новых устройств имеется список требований с минимальными тепловыми и электрическими потерями с большой надежностью и самой высокой ресурсной стабильностью характеристик.

Термоэлектрические материалы, являясь основой всех ТЭГ, делятся на три группы по интервалу рабочих температур:

- низкотемпературные — $0 \div 300$ °С;
- среднетемпературные — $300 \div 600$ °С;
- высокотемпературные — 600 °С и выше.

В табл. 9.1. приведены более распространенные применяемые материалы и их характеристики.

Также имеются двухкомпонентные материалы, которые делятся по составу (табл. 9.2), при анализе которых появляется доказательство отсутствия функциональных зависимостей между этими системами. Более широкий интерес отдается жидкой полупроводниковой системе: AlSb, JnSb, PbSe, PbS, Bi_2Te_3 , Bi_2Se_2 , Sb_2Te_2 , Mg_2Si , Mg_2Sn , Mg_2Pb . А также некоторые расплавы солей: AgF, AgBr, AgJ, AgCl, LiCl, NaCl, KCl, CdCl, PbCl, ZnCa, CuBr, CuJ, которые обладают редкими термоэлектрическими свойствами.

Таблица 9.1 — Характеристики применяемых генераторных материалов

Материал	Тип проводимости	Т, °С плавления	ΔT , °С	Средняя добротность	Необходимая защита	
					От окисления	От сублимации
$\text{Bi}_2(\text{Te, Se})_3$ - халькогенид висмута и сурьмы	n	600	100-300	1,2	+	-
$(\text{Sb, Bi})_2\text{Te}_3$ - халькогенид висмута и сурьмы	p	620	100-300	1,2	+	-
GeTe - теллурид германия	p	700	250-550	1,6	+	+
SnTe - теллурид олова	p	780	300-600	0,7	+	+
PbTe - теллурид свинца	n	920	100-550	1,2	+	-
PbTe - теллурид свинца	p	920	100-550	1,4	+	-
SiGe - слав кремния и германия	n	1300	100-900	0,6	-	-
SiGe - слав кремния и германия	p	1220	100-900	0,4	-	-

Таблица 9.2 — Деление по составу двухкомпонентных материалов

1	Халькогениды	
	Группы - I	Cu, Ag, Au;
	Группы - II	Zn, Cd, Hg;
	Группы - III	B, Al, Ga, Jn, Tl;
	Группы - IV	P, As, Sb, BL
2	Фосфиды	Zn - P, Cd - P.
3	Арсениды	Zn - As, Cd - As.
4	Антимониды	Zn - Sb, Cd - Sb.

Основные технологии изготовления термоэлектрических материалов.

Процесс производства термоэлектрических материалов имеет огромное воздействие на их свойства. В производстве полупроводниковых материалов, исходя из разработанных технологий на данный момент, используются самые современные методы воздействия на их свойства: температурой, давлением, магнитными полями, электрическими полями и т. д.. Эти методы дают возможность для изменения свойств термоэлектрических материалов, произведенных горячим прессованием порошков, экструзией, напылением и др.

Рассмотрим некоторые методы изготовления материалов.

Метод Бриджмена или направленная кристаллизация Чохральского и зонной плавкой. Bi_2Te_3 и сплавы на его основе характеризуются сильной анизотропией роста: изменение скорости роста в направлении, перпендикулярном плоскостям спайности, в разы меньше, чем вдоль плоскостей. Термоэлементы изготавливаются прессованием, экструзией и методом непрерывного литья. Термоэлектрические пленки образуются вакуумным напылением. Максимальная термоэлектрическая добротность при очень низких температурах достигается легированием, которое при пониженных температурах имеет малые концентрации примесей и малую электропроводность. Выращивание монокристаллов с предотвращением концентрационного переохлаждения, которое приводит к уменьшению добротности, есть необходимость применения больших градиентов температуры до 250 К/см и малых скоростей роста 0,07 мм/мин.

Висмут и сплавы Bi-Sb. Монокристаллы висмута проще всего выращивать методом зонной перекристаллизации, Бриджмена, Чохральского. Висмут с сурьмой даёт непрерывный ряд твердых растворов. Монокристаллы сплавов висмут-сурьма имеют рост с учётом технологических особенностей, которые обуславливаются огромной разностью между линиями ликвидуса и солидуса. При таких условиях расплав у фронта кристаллизации имеет возможность перехода в переохлажденное состояние, это в свою очередь даёт образование мозаичной структуры. Переохлаждение можно предотвратить большим градиентом температуры и малой скоростью роста кристалла. Распространены градиенты около 20 К/см и скорости не выше 0,3 мм/ч. Чертой ряда носителей тока в висмуте является близкое расположение валентных зон и зон проводимости, ещё необходимо упомянуть огромное изменение параметров спектра, которое достигается воздействием давления, магнитного поля, примесей, с изменением температуры и состава сплавов. Управление параметрами спектра носителей тока даёт организовывать оптимизацию свойств материалов с дальнейшим достижением максимальной термоэлектрической добротности.

Методы Бриджмена, Чохральского, зонной плавки и из газовой фазы.

Стехиометрический состав PbTe достигается при избытке свинца примерно 0,4 %, а также созданием избыточного давления паров летучего компонента. При производстве термоэлементов применяется горячее прессование с температурой 200—600 °С и давлением 4—8 тс/см³ продолжительностью несколько минут. Ширина запрещенной зоны 0,36 эВ, с изменением температуры практически не изменяется. Теплопроводность при температуре 250—550 °С достигалась фононами, электронами и биполярной диффузией. Производятся PbTe из галогенов: хлора, брома, иода или примесей свинца, платины, марганца, никеля, галлия, ниобия, германия, тантала, урана, сурьмы, меди, цинка, алюминия. Легирование до необходимой концентраций дает возможность достижения высоких значений добротности.

SiC. Найдено огромное количество кристаллических форм карбида кремния. Полиморфизм SiC имеет характер большого количества схожих кристаллических структур, именуемых политипами. Это вариации химического соединения, которые одинаковы в двух измерениях, но имеют различия в третьем. Следовательно, можно представить SiC в виде слоев, сложенных в стопку в определённой последовательности. Карбид кремния — полупроводник с типом проводимости, зависящей от примесей. Проводимость n-типа достигается легированием азотом или фосфором, а p-тип — алюминием, бором, галлием или бериллием. Металлическая проводимость достигается сильным легированием бором, алюминием и азотом. Сверхпроводимость найдена в политипах 3C-SiC:Al, 3C-SiC:B и 6H-SiC:B при температуре 1,5 К. На данный момент карбид кремния — один из типичных материалов для производства нагревательных элементов, имеющих возможность работать при температурах до 800 °С на воздухе и до 1400 °С в нейтральной или восстановительной среде, что в разы выше, чем у многих металлических нагревателей. Нагревательные элементы из карбида кремния имеют применение при плавлении цветных металлов и стекла, при термической обработке металлов, флоат-стекла, при производстве керамики, электронных компонентов и так далее.

Схемы термоэлектрогенераторов. Полупроводниковые материалы при использовании имеют высокую физико-химическую активность. При коммутации металлической шины и ответвлений термоэлементов происходит взаимная диффузия материалов, это приводит к отравлению и оксидированию полупроводниковых материалов. Существует огромное количество коммутационных материалов и методов коммутации.

На эффективность ТЭГ существенное влияние оказывают также термические сопротивления на горячей и холодной поверхностях.

Термоэлементам при работе в диапазоне температур необходимо иметь переменную концентрацию носителей тока по длине. Эти термоэлементы создаются из отдельных частей — каскадов с необходимой концентрацией носителей тока, соответствующей средней температуре. При применении каскадов из различных материалов каждый материал располагают в самом выгодном для него температурном диапазоне. Исполнение возможно двумя вариантами: сегментированием или каскадированием.

Главные достоинства ТЭГ: бесшумность в связи с отсутствием движущихся элементов, полная автономность, высокая надежность, простота эксплуатации, большой ресурс работы, широкое применение в различных областях техники.

Источниками тепла для термоэлектрического генератора являются: тепло продуктов сгорания твердого, жидкого, газообразного топлива; радиоизотопы, ядерные реакторы; солнечная энергия.

При использовании органического топлива в качестве источников тока для термогенераторов определяющим критерием качества изделия является КПД преобразования тепла. Предполагается, что для того, чтобы повысить КПД, нужно выбирать термоэлектрические материалы с широким интервалом температур, обладающих максимальными средними значениями добротности. Но с увеличением разности температуры растет температура горячих спаев, отсюда следует, что растет и температура выходящих из термогенератора газообразных продуктов горения. Что уменьшает КПД горелочных устройств и КПД изделия в целом. Учитывая это, одновременно растут тепловые потери с поверхностных

частей генератора. Исходя из этого, чтобы получить максимальный КПД, температура горячего спая термобатареи должна быть оптимального значения.

В зависимости от вида горелочного устройства и исходя из расчетных и опытных данных, можно увидеть, что оптимальное значение температуры может изменяться примерно от 300 до 600 °С. При производстве ТЭГ на органическом топливе для получения максимального КПД или с минимальным расходом топлива необходимо выбрать халькогенидные материалы с максимальным значением добротности при интервале температуры от 100 до 600 °С. Но огромная стоимость и дефицит данных исходных веществ, таких как германий, теллур, висмут уменьшают объемы производства термоэлектродгенераторов и определяют их высокую стоимость.

Термоэлектрические генераторы могут сочетаться с компактными и мощными источниками тепла, которыми являются ядерные реакторы. Имеются два типа компоновки, установка ТЭГ в активную зону реактора, но есть условие применения материалов с большой радиационной стойкостью и вынесенным ТЭГ с применением тепловых труб, не отличается от других источников тепла.

Использование солнечной энергии в качестве источника тепла, в установку необходимо добавить систему для фокусировки солнечной энергии. Среднестатистические данные показывают, что на поверхность Земли приходится 800 Вт/м² (700 ккал/(м²·ч)) солнечной энергии. Правильнее всего использовать параболические концентраторы, которые увеличивают удельный поток солнечной энергии приблизительно в тысячу раз, тепловой поток в фокальном пятне концентратора достигает 700 000 ккал/(м²·ч).

На данный момент в основе всех разработок находятся два типа ТЭГ, непосредственно преобразующих тепло, при сжигании газовых или жидких топлив:

1. ГТГ-150Н: электрической мощностью 150 Вт; напряжение — 27÷28 В; топливо — природный газ.
2. ГТЖ-160; электрической мощностью 160 Вт; напряжение — 27÷27,5 В, дизельное топливо.

Основным элементом генераторов является герметизированная термоэлектрическая батарея, состоящая из ряда последовательно соединенных групп термоэлементов, заключенных в герметичный стальной кожух, который заполнен инертным газом для защиты батареи от окисления кислородом воздуха. На кожухе имеются герметичные токовыводы. Термоэлементы расположены на гранях теплоприемника, имеющего форму полый шестигранной призмы с внутренним оребрением для увеличения тепловоспринимающей поверхности. Кроме того, генератор содержит горелочное устройство, размещенное внутри теплоприемника, излучатель, опорную раму, змеевик для подогрева газа, поступающего в горелку, воздухопровод, детали системы прижима и пульт управления.

В ГТЖ-160 горелочное устройство состоит из жидкотопливной горелки испарительного типа с теплозащитным кожухом, промежуточного топливного бачка-отстойника и воздухозаборного устройства, соединенного с воздухопроводом, в котором установлен вентилятор подачи воздуха в горелку.

ТЭГ помещаются в контейнеры с теплоизоляцией. В зависимости от необходимой мощности и вида топлива производится установка от 1 до 6 ТЭГ с горелками на различном топливе.

Из-за высокой стоимости ТЭГ не используются в крупной стационарной энергетике. Область их применения — сравнительно малые автономные источники электроэнергии:

- радиорелейные и волоконные системы связи;
- автоматика и телемеханика трубопроводного и ж/д транспорта;
- гидрометеорологические и сейсмические автономные станции;
- маяки навигационных световых систем и радиомаяки.

Стоимость установленной мощности за 1 кВт создаваемых термогенераторов находится в диапазоне от 120 до 620 тыс. рублей, в основном из-за уникальности и единичности выпускаемой продукции и отсутствия организации работ по созданию части конструктивных узлов. С повышением уровня конструкторских разработок и запуска в серийное производство возможно

снижение до 31 тыс. рублей за 1 кВт, что дает возможность увеличения области применения термоэлектрических генераторов. Общий КПД ТЭГ колеблется от 2 до 10 % в зависимости от типа, мощности и условий его эксплуатации. В лучших лабораторных образцах эта величина достигает 15 %, и предполагается, что может быть увеличена до 20 — 25 %.

9.2. Термоэмиссионные преобразователи

Принцип работы термоэмиссионных преобразователей основан на явлении эмиссии заряженных частиц с нагретого электрода. Имеет широкое распространение в радиотехнике. С 1960-х годов началось исследование с использованием термоэмиссии для производства электроэнергии. Термоэмиссионное преобразование энергии основано на использовании двух физических явлений: термоэлектронной эмиссии и контактной разности потенциалов, возникающей между поверхностями двух разнородных тел, электрически связанных друг с другом и имеющих разные работы выхода электрона.

Схематично преобразователь изображен на рис 9.3.

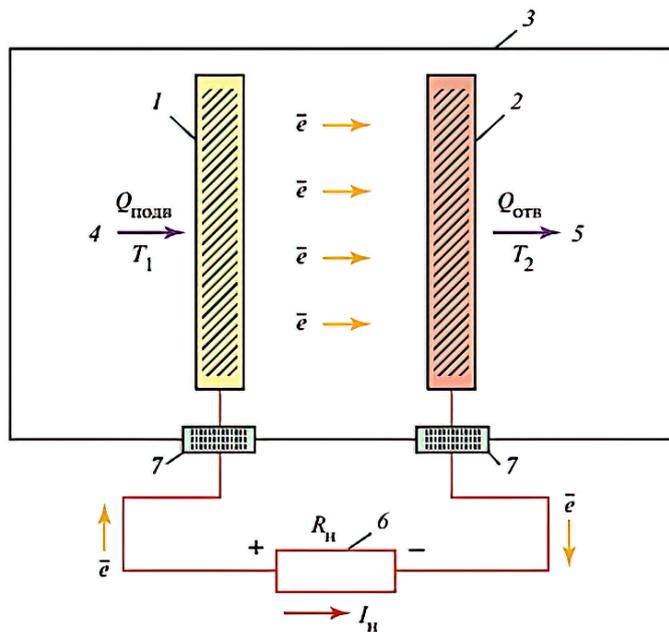


Рис. 9.3 Схема ТЭП:

- 1 — эмиттер (катод); 2 — коллектор (анод); 3 — герметичный корпус;
- 4 — подводимая теплота; 5 — отводимая теплота; 6 — нагрузка;
- 7 — вакуумно-плотный узел

Он состоит из двух электродов: высокотемпературного эмиттера 1 и имеющим меньшую температуру коллектора 2, с применением межэлектродного зазора, который заполнен паром цезия, создающим при работе прибора слабоионизованную плазму или проводящую среду с высоким коэффициентом термоэлектродвижущей силы. Электроды расположены в герметичном корпусе 3.

Термоэмиссионный преобразователь должен быть под воздействием источника тепловой энергии $Q_{\text{под}}$, подводимой к высокотемпературному электроду — эмиттеру. Некоторая тепловая энергия неизбежно не преобразовывается — отводимая теплота термодинамического цикла $Q_{\text{отв}}$ образуется на низкотемпературном электроде-коллекторе, её необходимо рассеять в окружающую среду 5.

Максимально возможная при данной температуре поверхности и отсутствии электрических полей плотность тока эмиссии определяется соотношением Ричардсона—Дешмана:

$$I_s = A \cdot T_2 \cdot \exp [- \varphi / (k \cdot T)] \text{ [A/cm}^2\text{]}, \quad (9.10)$$

где $A = 4\pi \cdot m \cdot e \cdot k^2 \cdot h^{-3}$, A/(см²·К²) — универсальная постоянная Ричардсона; m, e — масса и заряд электрона; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура поверхности (температура эмиттера); h — постоянная Планка; φ — работа выхода материала эмиттера, эВ, представляющая собой разность между энергией электронов в точке минимального удаления и химическим потенциалом электронов в проводнике. Для электронного газа внутри металла химический потенциал равен энергии Ферми.

Теоретическая формула (9.10) дает лишь качественно правильные значения тока эмиссии. Поэтому на практике пользуются формулой, в которой φ_R представляет ричардсоновскую работу выхода, а константа $A = A_R$ определяется экспериментально.

Важнейшими характеристиками ТЭП являются работы выхода эмиттера и коллектора. В табл. 9.3 и 9.4 приведены свойства эмиттеров и эмиссионные характеристики некоторых соединений.

Таблица 9.3 — Характеристики материалов чистых эмиттеров

Материал	Работа выхода ϕ_3 , эВ	Температура плавления, К	Температура, К, при $\phi_k=1,8$ эВ; $\varepsilon_3=0,25$		Испаряемость при $I_{s3}=10$ А/см ² , мм/год	F_a/ϕ_3
			оптимальная	при $I_{s3}=10$ А/см ²		
Mo	4,3	2890	3400	2750	1000	0,6
Re	4,9	3450	3800	3050	100	0,8
W	4,54	3680	3600	2900	5	1,0
Ta	4,2	3270	3200	2700	5	1,0
ZrC	3,8	3690	3000	2450	5	1,0
UC	3,3	2750	2600	2150	0,86	1,1
ZrC _{0,8} - UC _{0,2}	3,3	-	2600	2100	0,15	1,2
LaB ₆	2,7	-	2000	1900	0,15	1,2

Примечание: ε_3 — эффективный коэффициент излучения металла; I_{s3} — плотность тока насыщения эмиттера, А/см²; F_a — энергия испарения, эВ.

Таблица 9.4 — Эмиссионные характеристики карбидов

Материал	A_R , А/(см ² ·К ²)	ϕ_R , эВ
TaC _{0,8} -ZrC _{0,2}	2	3,4
TaC	40	4,0
ZrC _{0,5} -UC _{0,5}	40	3,5
ZrC	45	4,2
TiC	90	4,1
UC	33	2,94
ZrC _{0,8} -UC _{0,2}	12	3,1

Эмиссионный ток быстро увеличивается с увеличением температуры эмиттера и уменьшением его работы выхода. Из-за разности температур между эмиттером и коллектором на заключенной между электродами цезиевой плазме

появляется напряжение до 2 В, его можно применить во внешней цепи б (рис. 9.3) на сопротивлении нагрузки R_n .

Идеальным ТЭП называется вакуумный диод, в котором электроны, покидающие эмиттер, беспрепятственно достигают коллектора, отсутствуют джоулевы потери энергии в электродах и тоководах, эмиттер является изотермическим, а температура коллектора настолько низка, что эмиссионным током с его поверхности можно пренебречь.

Термоэмиссионный преобразователь — это источник постоянного тока. Необходимые значения напряжения и силы тока достигаются применением последовательно-параллельные соединений ТЭП. Переменный ток выдают инверторы. Возможны схемы включения и режимы, в которых вырабатывается пульсирующий ток, позволяющий выделять переменную составляющую.

По типу источника тепловой энергии делятся на ядерный нагрев, изотопный источник тепла, нагрев пламенем органического топлива, нагрев концентрированным солнечным излучением.

Выгодное сочетание с ядерными реакторами и изотопными источниками тепла, имеют огромную автономность, перед применением тепла органических топлив солнечной энергии. Проводимые опыты в составе ядерных энергетических установок достигают до 20 тыс. ч и более с надежной непрерывной работой ТЭП. Прогрессу в увеличении ресурсных возможностей ТЭП предшествует правильный выбор радиационно-стойких, теплостойких материалов.

Материалы делятся на 3 группы: электродные, изоляционные и конструкционные.

Материалы должны обладать следующими свойствами:

- высокой тепловой и электрической прочностью;
- высокой температурой плавления;
- хорошими эмиссионными свойствами;
- низкой испаряемостью;
- хорошей термохимической совместимостью с другими материалами;
- высокой механической прочностью;

- хорошей тепло- и электропроводностью;
- низкой степенью черноты;
- удовлетворительными нейтронно-физическими свойствами.

КПД термоэмиссионного преобразователя. У идеального термоэмиссионного преобразователя КПД близок к КПД цикла Карно, действующего в диапазоне температур между температурами эмиттера и коллектора. Но в реальности КПД термоэмиссионного преобразователя меньше, из-за переноса теплоты с высокотемпературного эмиттера на коллектор методом излучения. А также в зазоре эмиттера и коллектора с учетом высокой концентрации электронов появляется пространственный заряд. Следовательно, электронам для достижения коллектора необходимо иметь дополнительную энергию, которая потом образуется на коллекторе в виде теплоты. Присутствие пространственного заряда сильно уменьшает характеристики ТЭП. Отсюда идёт разработка методов борьбы с ним: уменьшением расстояния между электродами, вводом положительных ионов для компенсации пространственного заряда электронов. Учитывая принимаемые меры, КПД достигает 9—16 %.

Наличие электропроводной плазмы и снижение работы выхода электродов в парах цезия или смеси цезия и бария дают экономичную работу с условием удельной мощности на электродах $1—10 \text{ Вт/см}^2$, это дает возможность производить компактные энергетические источники с малым весом термоэмиссионной системы. Современные приборы с электродами с применением тугоплавких металлов: эмиттера — монокристаллические сплавы вольфрама или молибдена; коллектора — ниобий или молибден, возможно использование покрытия для улучшения электронных и оптических свойств поверхности. Температура эмиттера около 1300 К с цезием и 2600 К с цезий-барием. Адсорбция цезия на поверхности эмиттера дает снижение работы выхода электродов до уровня, пригодного для эффективной работы прибора: 2,5—3 эВ на эмиттере и 1,5—2 эВ на коллекторе. Это максимальные показатели с применением твердых покрытий, широкое распространение имеет использование приборов на цезиевых адсорбционных электродах.

Использование нанотехнологий для производства материалов с заданной работой выхода впервые началось с экспериментов в ФЭИ г. Обнинск с привлечением

кафедры физической электроники МГУ. Целью которых была разработка модифицированных углеродных материалов с работой выхода на уровне 0,4—0,6 эВ.

Выходные параметры термоэмиссионных преобразователей и электрогенерирующих каналов увеличиваются при снижении расстояния в межэлектродном зазоре. Но уменьшение зазора до 0,5 мм и менее ужесточает требования по разрешенной деформации эмиттерной оболочки при работе электрогенерирующих каналов с необходимостью ее постоянного контроля. Иначе неизбежно образование электро- и теплопроводных мостиков между эмиттером и коллектором, которые ведут к падению вырабатываемой электрической мощности, возможно, даже до нуля, при действующем коротком замыкании эмиттера на коллектор.

Электроды в ТЭП, в зависимости от параметров величины межэлектродного зазора и параметров межэлектродной среды, имеют возможность работы в диффузионном или разрядном режимах. Диффузионный режим достигается при условии, если число Кнудсена для плазмы (формула 9.11) намного больше единицы, а электрическое поле в плазме находится ниже порога появления контрагированного разряда. В межэлектродном зазоре происходит стандартный режим переноса электронов с помощью механизма амбиполярной диффузии в плазме, производимой в результате поверхностной ионизации цезия.

$$K_n = d/\lambda, \quad (9.11)$$

где d — *межэлектродный зазор*; λ — длина свободного пробега электрона.

Переход к разрядному режиму достигается при условии большой концентрации плазмы, появляющейся в межэлектродном зазоре благодаря механизму ступенчатой ионизации в момент столкновения электронов с атомами межэлектродной среды. Данный режим характеризуется высокими показателями плотности тока около 20 А/см² и выше, а также КПД ТЭП от 10 до 12 % и выше.

Разрядный режим электродов стоит в основе применения в большинстве технических устройствах ТЭП.

Режимы работы ТЭП. Электрические параметры ТЭП имеют зависимость от эмиссионных свойств электродов, а также среды в межэлектродном зазоре. Как правило, среда является плазменной. Исходя из научных данных, плазма —

это квазинейтральная система с содержанием положительно и отрицательно заряженных свободных частиц. К параметрам квазинейтральности относятся дабаевская длина r_D и ширина межэлектродного зазора d . Следовательно, мы имеем два режима работы, исходя из условий:

- $r_D \gg d$ — плазменный;
- $r_D \leq d$ — вакуумный.

Также с учетом длины свободного пробега электронов l и его отношения к ширине межэлектродного зазора d , плазменный режим характеризуется:

- $l \gg d$ — бесстолкновительный режим (Квазивакуумный, Кнудсеновский, Прямопролетный)
- $l \ll d$ — диффузионный режим;
- $l \sim d$ — газокINETический режим.

Данные режимы имеют возможность описывать как роль процессов ионизации и рекомбинации в объеме плазмы. При условии длины ионизации L , которая больше межэлектродного зазора d , объемные процессы имеют малую роль, следовательно, режимы классифицируются как безразрядные, если условие выполняется, если наоборот, то, как разрядные или дуговые. Возможна и дальнейшая классификация, неполная её часть приведена на рис. 9.4.

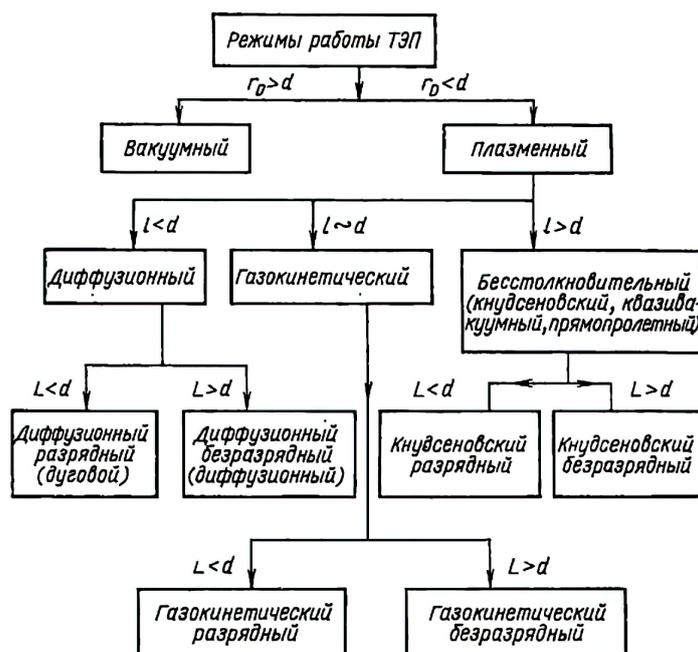


Рис. 9.4. Классификация режимов ТЭП

Вакуумный режим характеризуется нарушением переноса электронов от нагретого эмиттера к коллектору при условии огромной эмиссии и огромного межэлектродного зазора. Также происходит появление отрицательного пространственного заряда, который преграждает проход электронов с эмиттера на коллектор.

Бесстолкновительный или квазивакуумный режим. В этом случае компенсация пространственного заряда в межэлектродном зазоре производится вводом паров легко ионизируемых щелочных металлов (паров цезия). Малое количество добавок цезия устраняет пространственный заряд в межэлектродном зазоре.

Диффузионный режим. При данном режиме плазма в приэлектродном слое в термодинамическом равновесии с катодом, следовательно, ток в межэлектродном зазоре происходит перенос из-за диффузии электронов от прикатодного конца плазмы к прианодному, с условием их высокой температуры.

Рассмотренные выше режимы имеют огромную теоретическую базу, что соответствует всем проведенным экспериментам в этом направлении. Однако дуговой режим имеет большое количество вопросов, с отсутствием теоретической модели, которая бы полностью сочеталась с экспериментами. Являясь самым перспективным, при расчете генератора отталкиваются от экспериментальных данных, так как доля теоретических характеристик мала и не подвержена рассмотрению.

Разработка реального ТЭП сталкивается с рядом проблем:

- создание электродов с необходимой работой выхода, малой испаряемостью и минимальным сопротивлением;
- регулировкой и поддержанием необходимых вакуума и давления паров Cs, Cs+K, Cs+Ba;
- разработкой коррозионно-стойкой оболочки корпуса ТЭП с надежным соединением всех частей преобразователя;
- подведением к эмиттеру теплового потока $10 \div 20 \text{ Вт/см}^2$ с дальнейшим его отводом с коллектора ТЭП.

Эмиттерный узел ТЭП, состоящий из эмиттера и токоввода, для соединения эмиттера к токоведущей шине и гермовводу, или же к коллектору другого ТЭП.

Температуры, при которых обычно эмиттер работает, в диапазоне $1600 \div 2100$ К. Токоввод эмиттера служит для создания перепада температур до 1500 К. Эмиттерный узел расположен в среде паров цезия с давлением около 2×10^3 Па. Эмиттер пропускает токи от 50 А до 100 А. Материал эмиссионного покрытия необходим с температурой плавления 2000 К, а материал оболочки не меньше 2700 К. Скорость, с которой материал эмиттера должен испарять не более 10 мкм/год, характеризуется давлением паров эмиттера не выше 10^{-6} Па. Материалами эмиттерного узла являются тугоплавкие металлы, сплавы, соединения: W, Re, Ta, Mo, Nb, UC, ZrC, UN.

Коллекторный узел ТЭП состоит из коллектора и защитного чехла, которые герметично отделяют межэлектродную полость от внешней полости, возможно исполнение с вакуумом или заполнение газами, или охлаждающими жидкостями. Температуры, при которых коллекторный узел работает, от 700 до 800 К. Коллектор и защитный чехол пропускают электрический ток до 500 А. Температура, при которой происходит плавление материала коллектора и защитного чехла, не менее 1300 К, работа выхода коллектора составляет $3,6$ эВ, испаряемость составляет $10 \div 12$ м/с, давление пара составляет 10^{-6} Па. Благодаря экспериментам, мы узнали, что материалами коллектора являются: нержавеющая сталь, медь и медь, покрытая Ni, Mo, Nb и сплавы ниобия с 1 % циркония, никель, рений.

Как конструкционные материалы, применяются медь и ее сплавы, никель и его сплавы, нержавеющие стали.

Устранения выделяющихся в процессе работы газов во внутреннем объеме устанавливают газопоглотители-геттеры. Для этого применяются активные металлы: Nb, Ti, Zr, Ba, и сплавы: Zr-Al, Zr-Al-Ni, Zr-Ti

Изоляционными материалами служат, как правило, материалы на основе оксидов Al_2O_3 , BeO, V_2O_5 , MgO.

Основная цель термоэмиссионного преобразования энергии состоит в генерации электричества для использования в удаленных полярных районах, под водой и в космосе. Кроме того, в перспективе рассматриваются возможности использования ТЭП в качестве надстройки к обычным ТЭС.

9.3. Контрольные вопросы к теме 9

1. Что называют термоэлектродгенератором и какие термодинамические обратимые термоэлектрические эффекты лежат в основе их работы?
2. Что принято называть термодинамическими явлениями?
3. Из чего состоит термоэлектрический генератор?
4. Чем обусловлен эффект Зеебека и как он проявляется?
5. Чем обусловлен эффект Пельтье и в чем его суть?
6. Чем обусловлен эффект Томсона и как он проявляется?
7. Каким комплексом физических свойств определяется КПД термоэлемента?
8. Каковы основные направления в создании термоэлектрических материалов?
9. В чем состоит сущность метода Бриджмена или направленной кристаллизации Чохальского и зоной плавкой?
10. Способы получения висмута и сплавов Bi-Sb при зонной перекристаллизации?
11. Что является источниками тепла для термоэлектрического генератора?
12. В чем заключается принцип работы термоэмиссионных преобразователей?
13. На какие типы делятся ТЭП по типу источника тепловой энергии?
14. Приведите классификацию режимов работы ТЭП.
15. Из чего состоят эмиттерный и коллекторный узлы ТЭП?
16. В чем состоит основная цель термоэмиссионных преобразований энергии?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Жданов, С. К. Основы физических процессов в плазме и плазменных установках [Текст] / С. К. Жданов, В. А. Курнаев, М. К. Романовский, И. В. Цветков. — М.: МИФИ, 2000. — 377 с.
2. Мухин, К. Н. Экспериментальная ядерная физика [Текст] : учебник для вузов в 2 т. Т. 1. Физика атомного ядра / К. Н. Мухин. — Изд. 3-е. — М.: Атомиздат, 1974. — 584 с.
3. Кудинов, В. А. Техническая термодинамика и теплопередача [Текст] : учебник для вузов / В. А. Кудинов. — Изд. 4-е, перераб. и доп. — М.: Юрайт, 2020. — 454 с.
4. Меркулов, М. В. Теплотехника, техническая термодинамика и теплоснабжение [Текст] : учебник и практикум для вузов / М. В. Меркулов. — М.: Юрайт, 2021. — 330 с.
5. Белов, Г. В. Термодинамика в 2 ч. Часть 2: учебник и практикум для вузов / Г. В. Белов. — 3-е изд., испр. и доп. — М.: Юрайт, 2021. — 248 с.
6. Морачевский, А. Г. Термодинамика жидких металлов и сплавов [Текст] : учеб. пособие / А. Г. Морачевский, Е. Г. Фирсова. — СПб.: Лань, 2017. — 240 с.
7. Луканин, П. В. Технологические энергоносители предприятий (Низкотемпературные энергоносители): учеб. пособие [Текст] / П. В. Луканин, М-во образования и науки РФ, СПбГТУРП. — СПб.: СПбГТУРП, 2009. — 116 с.
8. Злобин, В. Г. Паротурбинные установки тепловых и атомных электростанций. Часть 1. Тепловые схемы. Конструкция [Текст] : учеб. пособие / В. Г. Злобин, М-во науки и высшего образования РФ, С.-Петербург. гос. ун-т пром. технологий и дизайна, Высш. шк. технологии и энергетики. — Санкт-Петербург: ВШТЭ СПбГУПТД, 2020. — 136 с.
9. Ейст, Н. А. Специальные главы физики (термодинамика и теплотехника) [Текст] : учеб.-метод. пособие для практических занятий / Н. А. Ейст, Южно-Российский государственный политехнический университет (НПИ) имени М. И. Платова. — Новочеркасск: ЮРГПУ(НПИ), 2017. — 58с.
10. Фаворский, О. Н. Установки непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую [Текст] : учеб. пособие / О. Н. Фаворский — М.: Высшая школа, 1995. — 287с.

Учебное издание

**Злобин Владимир Германович
Липатов Максим Сергеевич**

**Специальные главы
технической термодинамики**

Редактор и корректор Е. О. Тарновская
Техн. редактор Д. А. Романова
Компьютерная верстка Д. А. Романова

Учебное электронное издание сетевого распространения

Системные требования:
электронное устройство с программным обеспечением
для воспроизведения файлов формата PDF

Режим доступа: http://publish.sutd.ru/tp_get_file.php?id=202016, по паролю.
- Загл. с экрана.

Дата подписания к использованию 31.08.2021 г. Рег.№ 40/21

Высшая школа технологии и энергетики СПбГУПТД
198095, СПб., ул. Ивана Черных, 4.