

Федеральное агентство по образованию
Государственное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Томский политехнический университет»

А.Г. Коротких, И.В. Шаманин

**ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА
И ОСНОВЫ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВА
В ПРОЕКТИРОВАНИИ ЯДЕРНЫХ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК**

Учебное пособие

Издательство ТПУ

Томск 2006

УДК 620.9: 621.1

К 68

Коротких А.Г., Шаманин И.В.

К 68 Техническая термодинамика и основы термоэлектричества в проектировании ядерных энергетических установок: Учебное пособие. – Томск: Изд-во ТПУ, 2006. – 111 с.

Учебное пособие состоит из двух частей: "Техническая термодинамика" и "Термоэлектрическое преобразование энергии". В первой части приведены основные законы термодинамики, термодинамические процессы, равновесие простых термодинамических систем, равновесие сложных термодинамических систем с фазовыми и химическими превращениями, циклы различных газотурбинных и паротурбинных установок, используемых на атомных и тепловых электрических станциях.

Во второй части учебного пособия рассмотрены теоретические основы полупроводниковой энергетики, связанной с проблемой прямого превращения тепловой, атомной и солнечной энергии в электрическую энергию. Изложены вопросы расчета термоэлектрических устройств на полупроводниках.

Учебное пособие рассчитано на студентов физико-технических, тепло- и электроэнергетических факультетов высших учебных заведений.

УДК 620.9: 621.1

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета

Рецензенты

Доктор физико-математических наук, профессор
НИИ прикладной математики и механики при ТПУ

В.А. Архипов

Доктор технических наук, профессор
Северской государственной технологической академии

В.В. Гузеев

© Томский политехнический университет, 2006

© Оформление. Издательство ТПУ, 2006

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ	7
1.1. Основные параметры состояния тела	7
1.2. Уравнение состояния идеального газа	8
1.3. Термические параметры газовых смесей	9
1.4. Теплоемкость газов	12
ГЛАВА 2. ПЕРВЫЙ И ВТОРОЙ ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ	15
2.1. Первый закон термодинамики	15
2.2. Второй закон термодинамики	18
2.3. Цикл Карно	21
2.4. Эксергия теплоты	22
2.5. Эксергия потока рабочего тела	23
2.6. Калорические параметры идеальных газов	24
2.7. Внутренняя энергия, энтальпия	24
2.8. Энтропия	26
2.9. Влажный воздух	28
ГЛАВА 3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ	30
3.1. Расчет процессов идеального газа	30
3.2. Изобарный процесс	31
3.3. Изохорный процесс	32
3.4. Изотермический процесс	33
3.5. Адиабатный процесс	35
3.6. Политропный процесс	38
ГЛАВА 4. ВОДЯНОЙ ПАР И ПАРОВЫЕ ПРОЦЕССЫ	42

4.1. Расчет параметров воды и водяного пара	43
4.2. Процессы воды и водяного пара	44
4.2.1. Изобарный процесс	47
4.2.2. Изохорный процесс	48
4.2.3. Изотермический процесс	49
4.2.4. Адиабатный процесс	51
ГЛАВА 5. ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ И ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК	53
5.1. Циклы газотурбинных двигателей и установок	53
5.2. Схема и цикл ГТД со сгоранием топлива при постоянном давлении (Брайтона)	53
5.3. Действительный цикл газотурбинного двигателя	55
5.4. Газотурбинная установка высокотемпературного ядерного реактора	58
5.5. Циклы паротурбинных установок	60
5.6. Схема паротурбинной установки (ПТУ) и цикл Ренкина	60
5.7. Действительный цикл ПТУ	62
5.8. Схемы атомных паротурбинных установок	65
5.8.1. Одноконтурная схема ПТУ с реактором РБМК-1000	65
5.8.2. Двухконтурная схема ПТУ	67
ГЛАВА 6. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ	70
6.1. Краткий обзор истории термоэлектричества	70
6.1.1. Общие положения термодинамических теорий термоэлектричества	74

6.1.2. Кинетика термоэлектрических явлений и статистические теории	79
6.2. Практическое применение термоэлектричества	83
ГЛАВА 7. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ	89
7.1. Термобатареи постоянного тока	89
7.2. Расчет термобатареи, работающей в режиме максимального КПД	96
7.3. О предельной экономичности термоэлектрических батарей	105
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	109

ВВЕДЕНИЕ

Термодинамика – наука о превращениях различных видов энергии из одного в другой, о наиболее общих макроскопических свойствах материи. Она изучает различные как физические, так и химические явления, обусловленные превращениями энергии. Применение закономерностей термодинамики позволяет анализировать свойства веществ, предсказывать их поведение в различных условиях. Термодинамика основана на двух, экспериментально установленных законах.

Объект исследования в термодинамике называют термодинамической системой или телом. Термодинамическая система может обмениваться с окружающей средой энергией, теплом и массой. Простейшей термодинамической системой является рабочее тело (газ или пар), с помощью которого в тепловом двигателе осуществляется превращение теплоты в работу. Например, в двигателях внутреннего сгорания рабочим телом являются продукты сгорания топлива, в паротурбинных установках – водяной пар.

Техническая термодинамика устанавливает закономерности взаимного преобразования теплоты и работы, для чего изучает свойства газов и паров (рабочих тел) и процессы изменения их состояния; устанавливает взаимосвязь между тепловыми, механическими и химическими процессами, протекающими в системах, совершающих работу расширения. В термодинамике сложных систем рассматриваются и другие виды работы: магнетиков в магнитном поле, диэлектриков в электрическом поле, сверхпроводников, упругих систем, гальванических элементов, систем в гравитационном поле и невесомости.

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1. Основные параметры состояния тела

Свойства рабочих тел характеризуются параметрами состояния. Термическими параметрами состояния являются: давление p , температура T и удельный объем v .

Давление – физическая величина, равная отношению силы, равномерно распределенной по поверхности тела, к площади поверхности, расположенной перпендикулярно вектору силы:

$$p = F/S, \text{ Па.} \quad (1.1)$$

Избыточное давление p_u отсчитывается от уровня атмосферного давления и измеряется манометром. Атмосферное давление $p_б$ измеряется барометром. Давление меньше атмосферного (разрежение) p_p измеряется вакуумметром.

Абсолютное давление p (отсчитывается от нуля) равно

$$p = p_u + p_б; \quad (1.2)$$

$$p = p_б - p_p. \quad (1.3)$$

Единица измерения в СИ [Па] ($1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$). Используются и другие единицы измерения давления [1]:

$$1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па} = 750 \text{ мм рт.ст.},$$

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кг/см}^2 = 735.559 \text{ мм рт.ст. (техническая атмосфера)},$$

$$1 \text{ атм} = 760 \text{ мм рт.ст. (физическая атмосфера)}.$$

Удельный объем – физическая величина, равная отношению объема вещества к его массе:

$$v = V/M, \text{ м}^3/\text{кг}. \quad (1.4)$$

Обратная для v величина – плотность вещества ρ , кг/м^3 .

Температура – физическая величина, являющаяся параметром состояния системы (тела). Внутри гомогенной системы

при термическом равновесии она имеет одно и то же значение независимо от размеров (количества вещества) системы. Две системы, находящиеся в термическом равновесии, имеют одинаковую температуру. Системы, которые не находятся в термическом равновесии, имеют различные температуры.

Абсолютная температура T измеряется в Кельвинах (К) и равна

$$T = t + 273.15, \quad (1.5)$$

где t – температура, определяемая с помощью термометров и других приборов, °С. Термометр представляет собой систему, обладающую легко и точно измеримыми свойствами, которые однозначно изменяются в зависимости от температуры.

Для сравнения термодинамических систем в одинаковых состояниях существует понятие "нормальные физические условия" [3]:

$$p = 101325 \text{ Па (760 мм рт.ст.)}, \quad T = 273.15 \text{ К (} t = 0 \text{ °С)}.$$

1.2. Уравнение состояния идеального газа

Математическая связь между термическими параметрами рабочего тела называется уравнением состояния.

$$p = f_1(v, T), \quad v = f_2(p, T), \quad T = f_3(p, v).$$

Конкретный вид уравнения состояния зависит от свойств веществ. Для идеального газа уравнение состояния имеет вид

$$p \cdot v = R \cdot T, \quad (1.6)$$

где p – абсолютное давление, Па; v – удельный объем, м³/кг;

$R = \frac{8314}{\mu}$ – газовая постоянная, Дж/(кг·К); μ – молярная масса газа,

кг/кмоль; T – абсолютная температура, К.

Уравнением состояния идеального газа пользуются при решении многих практических задач. Однако для некоторых состояний реального газа (высокое давление или низкая температура) использование уравнения идеального газа приводит к большим ошибкам.

В реальных газах, в отличие от идеальных, существенны силы межмолекулярных взаимодействий, и нельзя пренебречь собственным объемом молекул [4]. Термическое уравнение состояния реального газа можно представить в виде

$$p \cdot v = z \cdot R \cdot T, \quad (1.7)$$

где $z = f(p, T)$ – коэффициент сжимаемости.

При исследовании водяного пара пользуются таблицами и диаграммами, составленными на основании уравнения состояния М.П. Вукаловичем [5].

1.3. Термические параметры газовых смесей

Примерами газовых смесей являются воздух, природный газ, продукты сгорания топлив и т.д. Уравнения состояния, полученные для однородного идеального газа, можно применять для смеси идеальных газов, если известны средняя молярная масса смеси газов $\mu_{см}$, газовая постоянная смеси $R_{см}$. Данные величины можно определить, если задан состав смеси.

Смеси задают массовыми, объемными и мольными долями компонентов.

1. Массовой долей компонента g_i называют отношение массы газа M_i , входящего в смесь, к массе всей смеси $M_{см}$, т.е.

$$g_i = \frac{M_i}{M_{см}}, \quad (1.8)$$

очевидно, что масса смеси равна сумме масс компонентов

$$M_{см} = \sum_{i=1}^n M_i . \quad (1.9)$$

При массовом задании газовой смеси молярная масса рассчитывается по формуле:

$$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n g_i / \mu_i} , \quad (1.10)$$

где μ_i – молярная масса i -го компонента, кг/кмоль.

2. Объемной долей компонента r_i называют отношение парциального объема газа V_i , входящего в смесь, к объему всей смеси $V_{см}$, т.е.

$$r_i = \frac{V_i}{V_{см}} . \quad (1.11)$$

Объем смеси равен сумме парциальных объемов компонентов

$$V_{см} = \sum_{i=1}^n V_i . \quad (1.12)$$

Парциальный объем компонента – это объем, который бы занимал компонент, имея давление и температуру смеси.

Парциальное давление компонента – это давление, которое оказывает компонент на стенки сосуда с газовой смесью. Соответственно, давление смеси равно сумме парциальных давлений компонентов

$$p_{см} = \sum_{i=1}^n p_i . \quad (1.13)$$

Учитывая, что каждый компонент имеет температуру, равную температуре газовой смеси, справедливо следующее равенство

$$p_{см} \cdot V_i = p_i \cdot V_{см} . \quad (1.14)$$

Соответственно, парциальное давление компонента равно

$$p_i = p_{см} \cdot r_i . \quad (1.15)$$

При объемном задании газовой смеси молярная масса рассчитывается по формуле:

$$\mu_{см} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i . \quad (1.16)$$

3. Мольной долей компонента η_i называют отношение количества вещества каждого газа n_i к количеству вещества смеси газов $n_{см}$, т.е.

$$\eta_i = \frac{n_i}{n_{см}} , \quad (1.17)$$

где n – количество молей.

Мольная доля компонентов численно равна объемной доле $\eta_i = r_i$. При мольном задании смеси мольная масса рассчитывается по вышеприведенной формуле.

Связь между массовыми и объемными долями характеризуются следующими формулами:

$$g_i = \frac{\mu_i r_i}{\mu_{см}} , \quad (1.18)$$

$$r_i = \frac{\mu_{см} g_i}{\mu_i} . \quad (1.19)$$

Зная газовую постоянную компонента, парциальные давления или объемы, параметры компонентов можно рассчитать по уравнениям:

$$p_i \cdot V_{см} = M_i \cdot R_i \cdot T , \quad (1.20)$$

$$p_{см} \cdot V_i = M_i \cdot R_i \cdot T . \quad (1.21)$$

1.4. Теплоемкость газов

Удельная теплоемкость – это количества тепла, которое необходимо подвести к единице количества вещества, чтобы нагреть его на 1 °С.

Различают теплоемкости:

- c – массовую, отнесенную на 1 кг газа, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}}$;
- c' – объемную, отнесенную на 1 м³ газа, при нормальных физических условиях ($p = 101375 \text{ Па}$, $t = 0^\circ\text{C}$), $\frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot ^\circ\text{C}}$;
- c_μ – мольную, отнесенную на 1 кмоль газа, $\frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot ^\circ\text{C}}$.

Связь между названными теплоемкостями можно представить в следующей форме:

$$c = \frac{c_\mu}{\mu}, \quad c' = \frac{c_\mu}{22.4}, \quad c = \frac{c'}{\rho}, \quad (1.22)$$

где ρ – плотность газа, при нормальных физических условиях, кг/м³, 22.4 м³/кмоль – объем 1 кмоль.

Теплоемкость идеального газа зависит только от температуры, а реального газа, и от давления $c = f(t, p)$. Последняя зависимость слаба и ею обычно пренебрегают, поэтому в технической термодинамике различают истинную и среднюю теплоемкости.

Истинную теплоемкость можно представить

$$c = \frac{dq}{dt}, \quad (1.23)$$

откуда

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt . \quad (1.24)$$

Количество теплоты можно определить, если известна зависимость $c(t)$ или если принять $c = \text{const}$, тогда

$$q = c (t_2 - t_1), \quad (1.25)$$

где c – средняя теплоемкость вещества в диапазоне температур ($t_1 \div t_2$), которую можно определить по формуле:

$$c = \frac{q}{t_2 - t_1} = \frac{c_{t_2} t_2 - c_{t_1} t_1}{t_2 - t_1}, \quad (1.26)$$

где c_{t_1} , c_{t_2} – теплоемкость газа при температуре t_1 и t_2 соответственно (справочная величина), Дж/(кг·°С).

Если из таблиц известны средние теплоемкости c_{t_1} , c_{t_2} , то по данной формуле можно определить теплоту q , подведенную (отведенную) к данному веществу. Обычно в таблицах даются средние значения теплоемкостей для процесса $p = \text{const}$.

Изменение температуры газа при одном и том же количестве сообщаемой теплоты зависит от характера процесса подвода теплоты. Соответственно различают следующие теплоемкости:

- в изобарных процессах ($p = \text{const}$) – изобарная,

$$c_p = \frac{dq_p}{dt};$$

- в изохорных процессах ($v = \text{const}$) – изохорная,

$$c_v = \frac{dq_v}{dt};$$

- в изотермических процессах ($dt = 0$) – $c = \frac{dq}{dt} = \infty$;

- в адиабатных процессах ($dq = 0$) – $c = \frac{dq}{dt} = 0$;
- в политропных процессах – $c_n = \frac{dq_n}{dt}$.

Связь изобарной и изохорной теплоемкостей для идеального газа

$$c_p - c_v = R, \quad (1.27)$$

$$k = c_p/c_v, \quad (1.28)$$

где R – газовая постоянная, $R = 8314/\mu$, Дж/(кг·К), k – показатель адиабаты.

Отсюда

$$c_p = kR/(k - 1), \quad (1.29)$$

$$c_v = R/(k - 1). \quad (1.30)$$

Молекулярно-кинетическая теория теплоемкости, основанная на допущении о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул и не учитывающая энергию внутримолекулярных колебаний [4], дает следующие значения мольных теплоемкостей:

- для одноатомных газов $c_v = 12.48$ кДж/(кмоль·°С), величина постоянная и не зависит от температуры;
- для двухатомных газов $c_v = 20.8$ кДж/(кмоль·°С);
- для трех- и многоатомных газов $c_v = 29.1$ кДж/(кмоль·°С).

Теплоемкость газовой смеси рассчитывается по формулам:

$$c = \sum_{i=1}^n g_i c_i, \quad c' = \sum_{i=1}^n r_i c'_i, \quad c_\mu = \sum_{i=1}^n \eta_i c_{\mu i}, \quad (1.31)$$

где g_i , r_i , η_i – массовая, объемная и мольная доли i -го компонента газовой смеси, c_i , c'_i , $c_{\mu i}$ – массовая, объемная и мольная теплоемкости i -го компонента газовой смеси.

ГЛАВА 2. ПЕРВЫЙ И ВТОРОЙ ЗАКОНЫ ТЕРМОДИНАМИКИ

2.1. Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики является законом сохранения и взаимного превращения различных видов энергии. Каждая термодинамическая система обладает внутренней энергией.

Внутренняя энергия системы (U , Дж) – это тепловая энергия всех микрочастиц. Ее можно представить как сумму кинетической (поступательное, вращательное и колебательное движение) и потенциальной энергии (межмолекулярное взаимодействие) микрочастиц (атомов, молекул).

Удельная внутренняя энергия (u , Дж/кг) является функцией состояния термодинамической системы и зависит от температуры, давления и удельного объема. Внутренняя энергия идеального газа определяется только кинетической энергией микрочастиц и зависит только от температуры.

Уравнение первого закона термодинамики.

Вся подводимая к рабочему телу теплота расходуется на изменение внутренней энергии и на совершение работы:

$$\begin{aligned} Q &= U_2 - U_1 + W, \text{ Дж} \\ q &= u_2 - u_1 + w, \text{ Дж/кг} \end{aligned} \quad (2.1)$$

где W – работа изменения объема, Дж.

При нагревании газы расширяются и совершают работу. При этом давление внутри системы и снаружи одинаково и равно p (см. рис. 2.1).

$$dW = p \cdot dV, \quad (2.2)$$

где $dV = f \cdot dx$ – изменение объема, м^3 , f – площадь поверхности системы, м^2 .

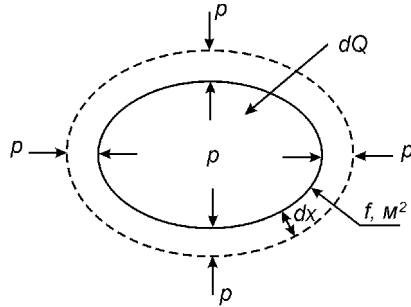


Рис. 2.1. К определению работы расширения газа

В интегральной форме на 1 кг газа работа изменения объема определяется по формуле

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (2.3)$$

В p - v -диаграмме w характеризуется площадью $v_1-1-2-v_2$ (см. рис. 2.2).

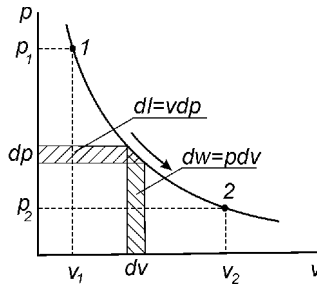


Рис. 2.2. Рабочая диаграмма процесса расширения газа

Для открытых термодинамических систем (потока) рассчитывают внешнюю работу.

Внешняя работа процесса расширения 1–2 равна:

$$l = w_{p_1-1} + w_{1-2} + w_{2-p_2}, \quad (2.4)$$

где $w_{p_1-1} = \int_0^{v_1} p_1 dv = p_1 v_1$, $w_{2-p_2} = \int_{v_2}^0 p_2 dv = -p_2 v_2$, Дж/кг.

Таким образом,

$$l = w - (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (2.5)$$

В дифференциальной форме

$$dl = dw - d(pv) = dw - pdv - vdp = -vdp,$$

$$l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (2.6)$$

В pv -диаграмме внешняя работа любого процесса изображается площадью $p_1-1-2-p_2$ (см. рис. 2.2).

Внешняя работа и работа изменения объема системы зависит от характера процесса (сжатие или расширение). Внешняя работа положительна ($dl > 0$), если давление уменьшается ($dp < 0$), работа положительна ($dw > 0$), если объем рабочего тела увеличивается ($dv > 0$), и наоборот.

Выражая работу изменения объема (2.5) и подставляя в уравнение (2.1) получим:

$$q = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) + l, \quad (2.7)$$

где $u + pv = h$ – удельная энтальпия, является параметром состояния рабочего тела, Дж/кг.

Для идеального газа энтальпия зависит только от температуры

$$h = u + pv = u + RT. \quad (2.8)$$

При количественном анализе процессов часто используют уравнение первого закона термодинамики через энтальпию

$$\begin{aligned} Q &= H_2 - H_1 + L, \text{ Дж} \\ q &= h_2 - h_1 + l, \text{ Дж/кг.} \end{aligned} \quad (2.9)$$

2.2. Второй закон термодинамики

Существует несколько формулировок второго закона термодинамики, которые различаются по форме, но все отражают принцип существования (для обратимых процессов) или возрастания (для необратимых процессов) энтропии.

Принцип существования энтропии используется при анализе обратимых (равновесных) процессов и состоит в утверждении или обосновании существования энтропии как функции состояния. Он гласит: для каждой термодинамической системы существует функция состояния (энтропия), изменение которой происходит под действием энергии, подводимой (отводимой) в форме теплоты.

Принцип возрастания энтропии используется при анализе необратимых процессов. В реальном процессе передачи теплоты от среды к телу часть ее (работы) самопроизвольно переходит в теплоту и дополнительно по сравнению с обратимым процессом передачи увеличивает энтропию тела.

Формулировка Карно. Для превращения теплоты в работу необходимо иметь два источника теплоты разной температуры (см. рис. 2.3).

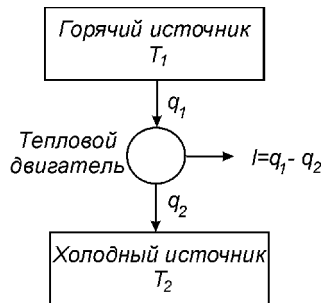


Рис. 2.3. Принципиальная схема работы теплового двигателя

Горячим источником в тепловых двигателях является топливо (органическое или ядерное), солнечная или геотермальная энергия и т.д., холодным источником – окружающая среда.

Математическое выражение второго закона термодинамики для обратимых процессов имеет вид:

$$dq = Tds, \quad (2.10)$$

$$q = \int_{s_1}^{s_2} Tds, \quad (2.11)$$

где q – подводимая или отводимая от рабочего тела теплота, s – удельная энтропия, Дж/(кг·К).

В любом необратимом процессе, воздействие среды на тело, происходит дополнительное по сравнению с обратимым воздействием возрастание энтропии, т.е.

$$dS > \frac{dQ}{T}. \quad (2.12)$$

При подводе теплоты энтропия возрастает и наоборот. В адиабатных процессах ($dq = 0$) энтропия не меняется.

В тепловом двигателе рабочее тело совершает замкнутый процесс (цикл) в направлении движения часовой стрелки (см. рис. 2.4).

На участке 1–B–2 происходит расширение рабочего тела, на участке 2–A–1 – его сжатие (см. рис. 2.4 а).

Работа процесса расширения (полученная работа) равна

$$w_{1-B-2} = \int_{1-B-2} p dv = \text{плоч. } v_1 - 1 - B - 2 - v_2, \quad (2.13)$$

работа процесса сжатия (затраченная работа) равна

$$w_{2-A-1} = \int_{2-A-1} p dv = \text{плоч. } v_1 - 1 - A - 2 - v_2, \quad (2.14)$$

результатирующая работа (полезная) цикла равна

$$l = w_{1-B-2} - w_{2-A-1} = \oint p dv = \text{площ. } 1-B-2-A-1. \quad (2.15)$$

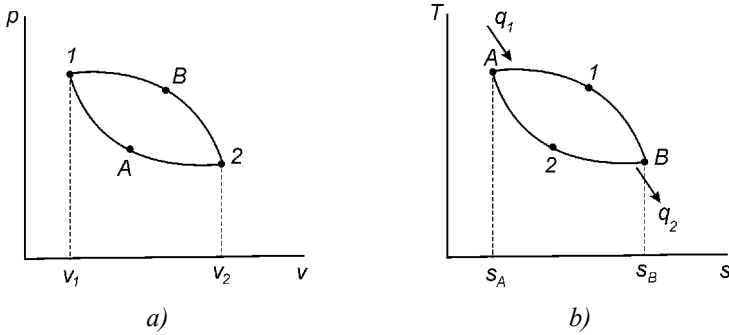


Рис. 2.4. Круговой процесс (цикл)

На участке $A-1-B$ (см. рис. 2.4 *b*) осуществляется процесс подвода теплоты к рабочему телу, а на участке $B-2-A$ – ее отвод.

Подведенная теплота в цикле равна

$$q_1 = \int_{A-1-B} T ds = \text{площ. } s_A - A-1-B - s_B, \quad (2.16)$$

отведенная теплота

$$q_2 = \int_{B-2-A} T ds = \text{площ. } s_A - A-2-B - s_B. \quad (2.17)$$

Разность подведенной и отведенной теплоты превращается в работу

$$l = q_1 - q_2 = \oint T ds = \text{площ. } A-1-B-2-A. \quad (2.18)$$

Таким образом, в p v - и T s -диаграммах площадь цикла является работой теплового цикла.

Если цикл осуществляется против часовой стрелки, например в направлении $1-A-2-B-1$ (см. рис. 2.4), его называют обратным (работа l отрицательна, т.е. подводится к рабочему телу извне), то это цикл холодильной установки или теплового насоса.

2.3. Цикл Карно

Цикл Карно – это обратимый цикл, который имеет максимальный термический коэффициент полезного действия (КПД) среди всех циклов, осуществляемых в данном диапазоне температур горячего и холодного источников тепла. Он состоит из двух адиабатных процессов сжатия ($d-a$) и расширения ($b-c$) рабочего тела (см. рис. 2.5) и двух изотермических процессов подвода ($a-b$) и отвода ($c-d$) теплоты.

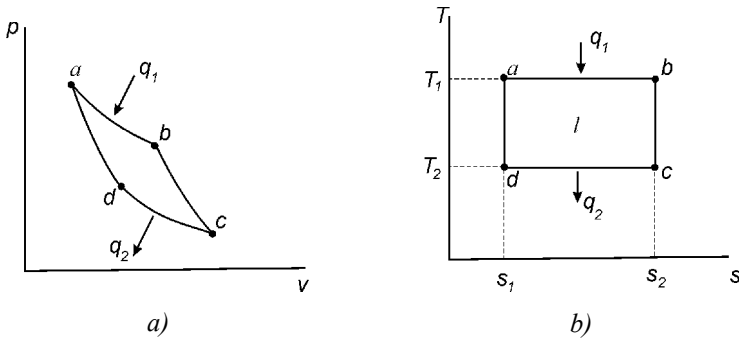


Рис. 2.5. Обратимый цикл Карно

Подводимая теплота в цикле равна

$$q_1 = T_1(s_2 - s_1), \quad (2.19)$$

отводимая теплота

$$q_2 = T_2(s_2 - s_1), \quad (2.20)$$

где T_1 , T_2 – температура горячего и холодного источника, К.

Термическим коэффициентом полезного действия цикла называется отношение работы, произведенной двигателем за цикл к количеству теплоты, подведенной за этот же цикл:

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (2.21)$$

Термический КПД цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела и определяется температурами T_1 , T_2 по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.22)$$

2.4. Эксергия теплоты

Эксергией теплоты, переданной от горячего источника тепла с температурой T к рабочему телу, называется максимальная работа, которая может быть получена за счет этой теплоты при условии, что холодным источником является окружающая среда с температурой T_{oc} .

Максимальную работу можно получить, если осуществить цикл Карно (см. рис. 2.5) в данном интервале температур $T-T_{oc}$.

Теплота, воспринятая рабочим телом от горячего источника, равна

$$q = T\Delta s = \text{пл.} s_1 - a - b - s_2. \quad (2.23)$$

Эксергия теплоты вычисляется следующим образом:

$$\begin{aligned} ex_q = l = q - T_{oc}\Delta s = \text{пл.} a - b - c - d, \\ ex_q = q - T_{oc}\Delta s, \end{aligned} \quad (2.24)$$

где $T_{oc}\Delta s$ – непревратимая в работу часть теплоты.

Термический КПД цикла Карно равен $\eta_t = \frac{l}{q} = 1 - \frac{T_{oc}}{T}$, откуда

$$ex_q = q \left(1 - \frac{T_{oc}}{T} \right). \quad (2.25)$$

В том случае, когда источник теплоты имеет переменную температуру, то в уравнении (2.25) необходимо подставлять среднюю температуру, определяемую как $T = q / \Delta s$.

2.5. Эксергия потока рабочего тела

Рабочее тело, или поток рабочего тела с параметрами p и T , отличными от параметров окружающей среды p_{oc} и T_{oc} , обладает эксергией.

Эксергией потока рабочего тела с параметрами p и T называют максимальную работу, которую можно получить от потока в процессе его обратимого перехода в состояние равновесия с окружающей средой.

Обратимый переход из состояния т. 1 (см. рис. 2.6) в состояние т. 0 состоит из адиабатного (1– a) и изотермического (a –0) процессов расширения рабочего тела до состояния равновесия с окружающей средой.

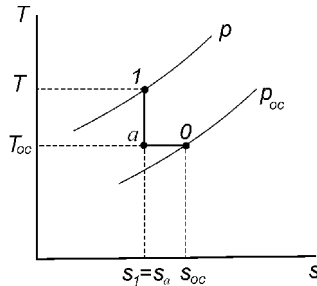


Рис. 2.6. Процесс расширения потока рабочего тела

Следовательно, эксергия потока рабочего тела

$$ex = l_{max} = l_{1-a} + l_{a-0}. \quad (2.26)$$

Вычисляя работы на этих участках, имеем

$$l_{1-a} = h_1 - h_a \quad (2.27)$$

$$l_{a-0} = q - \Delta h = T_{oc}(s_{oc} - s_a) - (h_{oc} - h_a). \quad (2.28)$$

Тогда

$$ex = h_1 - h_{oc} - T_{oc}(s_1 - s_{oc}). \quad (2.29)$$

2.6. Калорические параметры идеальных газов

Внутренняя энергия u , энтальпия h и энтропия s являются калорическими параметрами и рассчитываются по формулам через термические параметры p , v , T . Расчетные формулы могут быть получены на основании дифференциальных связей термодинамики, которые, в свою очередь, получены на основании первого и второго законов термодинамики:

$$du = \left[T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v - p \right] dv + c_v dT, \quad (2.30)$$

$$dh = c_p dT - \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right] dp, \quad (2.31)$$

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v dv, \quad (2.32)$$

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p dp. \quad (2.33)$$

2.7. Внутренняя энергия, энтальпия

Из выражений (2.30) при $v = \text{const}$ и (2.31) при $p = \text{const}$ следует

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = c_v, \quad \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = c_p. \quad (2.34)$$

Для идеального газа внутренняя энергия и энтальпия являются функциями только температуры $u = f(T)$, $h = f(T)$ поэтому

$$du = c_v dT, \quad u = \int_{T_0}^T c_v dT, \quad (2.35)$$

$$dh = c_p dT, \quad h = \int_{T_0}^T c_p dT, \quad (2.36)$$

где T_0 – температура начала отчета внутренней энергии и энтальпии.

По формулам (2.35), (2.36) с учетом зависимости теплоемкости от температуры рассчитаны значения u и h для различных газов, которые представлены в таблицах термодинамических свойств газов.

Изменение внутренней энергии Δu и энтальпии Δh в произвольном процессе 1–2 можно рассчитать через табличные параметры (u_1 , u_2 и h_1 , h_2), через средние теплоемкости c_v , c_p в интервале температур ($t_1 \div t_2$):

$$\Delta u = c_v(t_2 - t_1), \quad (2.37)$$

$$\Delta h = c_p(t_2 - t_1), \quad (2.38)$$

или с использованием полиномиальных зависимостей $c(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + \dots$ по формулам

$$\Delta u = \int_{T_1}^{T_2} c_v(T) dT, \quad (2.39)$$

$$\Delta h = \int_{T_1}^{T_2} c_p(T) dT. \quad (2.40)$$

2.8. Энтропия

Решая совместно выражения (2.32), (2.33) с использованием уравнения состояния идеального газа $p \cdot v = R \cdot T$, получаем

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + \frac{R}{v} dv, \quad ds = \frac{c_p}{T} dT - \frac{R}{p} dp. \quad (2.41)$$

Интегрируя эти выражения, получаем

$$s = \int_{T_0}^T \frac{c_v}{T} dT + R \ln \left(\frac{v}{v_0} \right), \quad (2.42)$$

$$s = \int_{T_0}^T \frac{c_p}{T} dT - R \ln \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (2.43)$$

где p_0, v_0, T_0 – параметры начала отчета энтропии.

Интеграл $s^0 = \int_{T_0}^T \frac{c_p}{T} dT$ представляет собой часть энтропии,

зависящую только от температуры. Значения $s^0 = f(T)$ для различных газов приведены в таблицах термодинамических свойств газов. Тогда энтропию можно рассчитать по формуле

$$s = s^0 - R \ln \left(\frac{p}{p_0} \right), \quad (2.44)$$

где $p_0 = 1$ бар, p/p_0 – относительное давление.

Изменение энтропии Δs в произвольном процессе 1–2 можно рассчитать через табличные значения s_1^0, s_2^0 по формуле

$$\Delta s = s_2^0 - s_1^0 - R \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right), \quad (2.45)$$

через средние теплоемкости:

$$\Delta s = c_v \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) + R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right), \quad (2.46)$$

$$\Delta s = c_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) \quad (2.47)$$

или с использованием полиномиальных зависимостей $c(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + \dots$ по формулам

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_v}{T} dT + R \ln\left(\frac{v_2}{v_1}\right), \quad (2.48)$$

$$\Delta s = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_p}{T} dT - R \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right). \quad (2.49)$$

Энтропия смесей идеальных газов

$$s = s^0 - R \ln\left(\frac{p}{p_0}\right), \quad (2.50)$$

где $s^0 = \sum_{i=1}^n g_i s_i^0$, Дж/(кг К).

Энтропия – это физическая величина, изменение которой происходит при обмене энергией в форме теплоты в равновесных процессах. Объяснить физический смысл энтропии трудно, ее нельзя измерить каким-либо прибором. Существование и свойства названной величины подтверждается опытом и относят ко второму закону термодинамики.

2.9. Влажный воздух

Влажный воздух – это смесь сухого воздуха и водяного пара. Основными характеристиками влажного воздуха являются:

1. Давление p , равное сумме значений парциальных давлений сухого воздуха и водяного пара

$$p = p_{cv} + p_n. \quad (2.51)$$

Поскольку $p_{cv} \gg p_n$, то сухой воздух, водяной пар, а также их смесь (влажный воздух) можно считать идеальными газами.

Влажный воздух, содержащий сухой насыщенный пар, называется насыщенным ($p_n = p_s$). Если влажный воздух содержит водяной пар с $p_n < p_s$, т.е. перегретый, то такой воздух называется ненасыщенным.

2. Температура T и температура точки росы T_p (температура, при которой парциальное давление водяного пара p_n становится равным давлению насыщения p_s).
3. Абсолютная влажность ρ_n – это масса водяного пара, содержащегося в 1 м^3 влажного воздуха.

Для насыщенного влажного воздуха

$$\rho_n = \rho'' = \frac{1}{v''}, \quad (2.52)$$

где v'' – удельный объем сухого насыщенного водяного пара, $\text{м}^3/\text{кг}$.

Для ненасыщенного влажного воздуха

$$\rho_n = \frac{1}{v}, \quad (2.53)$$

где v – удельный объем перегретого пара, $\text{м}^3/\text{кг}$.

4. Относительная влажность φ – отношение абсолютной влажности воздуха ρ_n к максимально возможной абсолютной влажности воздуха ρ'' при данной температуре.

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho''} = \frac{p_n}{p_s}. \quad (2.54)$$

Для насыщенного воздуха относительная влажность равна единице (100 %), для ненасыщенного – $0 < \varphi < 1$.

5. Влагосодержание d – это отношение массы водяного пара, содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха

$$d = \frac{M_n}{M_{св}} = \frac{\rho_n}{\rho_{св}} \quad (2.55)$$

$$d = 0.622 \frac{p_n}{p - p_n} = 0.622 \frac{\varphi \cdot p_s}{p - \varphi \cdot p_s}, \text{ кг}_{\text{пара}}/\text{кг}_{\text{с.в.}} \quad (2.56)$$

Параметры влажного воздуха рассчитываются с использованием уравнения состояния идеального газа $p \cdot v = R \cdot T$, где молярная масса влажного воздуха определяется по формулам

$$\mu = \mu_{св} r_{св} + \mu_n r_n = 28.96 - 10.94 \frac{p_n}{p}. \quad (2.57)$$

Энтальпия влажного воздуха определяется как энтальпия газовой смеси, состоящей из 1 кг сухого воздуха и d кг водяного пара

$$h = h_{св} + d \cdot h_n, \quad (2.58)$$

где $h_{св} = c_{p_{св}} \cdot t = 1.004 \cdot t$, кДж/кг – энтальпия 1 кг сухого воздуха.

Энтальпия 1 кг водяного пара с достаточной точностью вычисляется по формуле

$$h_n = r + c_{p_n} \cdot t = 2500 + 1.926 \cdot t. \quad (2.59)$$

ГЛАВА 3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

3.1. Расчет процессов идеального газа

В термодинамической системе (теле), при взаимодействии с окружающей средой (например, путем подвода теплоты), происходит изменение состояния, которое называют термодинамическим процессом.

Цель расчета процесса – определение параметров в начальном и конечном состояниях, а также теплоты и работы процесса. Расчет процессов, как правило, сопровождается графическим представлением их в pV - и Ts -диаграммах.

Практический интерес представляют частные случаи – процессы с некоторыми ограничениями в изменении состояния:

1. изобарный процесс – $p = \text{const}$;
2. изохорный процесс – $v = \text{const}$;
3. изотермический процесс – $T = \text{const}$;
4. адиабатный процесс – $dq = 0$;
5. политропный процесс – $pV^n = \text{const}$, где n – показатель политропного процесса, величина постоянная, для различных процессов n может принимать значения в диапазоне $(-\infty \div \infty)$.

Для исследования термодинамических процессов используют следующие уравнения:

$$dq = du + dl = c_v dT + p dv ,$$

$$dq = cdT ,$$

$$dq = Tds ,$$

$$p \cdot v = R \cdot T .$$

3.2. Изобарный процесс

Дано: параметры начального состояния p_1, v_1 , удельный объем конечного состояния v_2 .

Определить недостающие параметры, работу и теплоту процесса (w, l, q).

Изобарный процесс, построенный на основании исходных данных, представлен в p v - и T s -диаграммах на рис. 3.1.

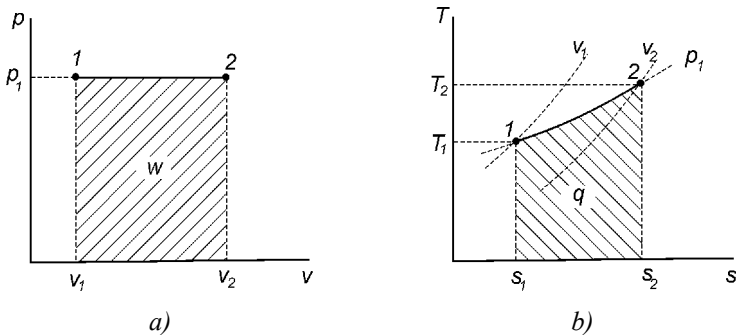


Рис. 3.1. Изобарный процесс газа

Из уравнения состояния для т. 1 определяется температура

$$T_1 = \frac{p_1 v_1}{R}.$$

Сравнение уравнений состояния для т. 1 и т. 2 при условии $p_1 = p_2$ дает связь между параметрами v и T

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (3.1)$$

из которой можно определить температуру в т. 2.

Работу и теплоту изобарного процесса получим из уравнений

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad q = h_2 - h_1 + l.$$

Отсюда при $p = \text{const}$ имеем

$$w = p(v_2 - v_1), \quad l = 0, \quad q = h_2 - h_1. \quad (3.2)$$

Работа и теплота изобарного процесса представлены заштрихованными площадями в p - v - и T - s -диаграммах. Работа положительна ($w > 0$), т.к. $v_2 > v_1$, теплота подводится ($q > 0$), поскольку $s_2 > s_1$.

Из T - s -диаграммы следует, что изменение энтальпии любого процесса, осуществляется в диапазоне температур ($T_1 \div T_2$), характеризуется площадью под изобарой в этом интервале температур.

3.3. Изохорный процесс

Дано: параметры начального состояния p_1, v_1 , давление конечного состояния p_2 ($p_2 > p_1$).

Определить недостающие параметры, работу и теплоту процесса (w, l, q).

Изохорный процесс, построенный на основании исходных данных, представлен в p - v - и T - s -диаграммах на рис. 3.2.

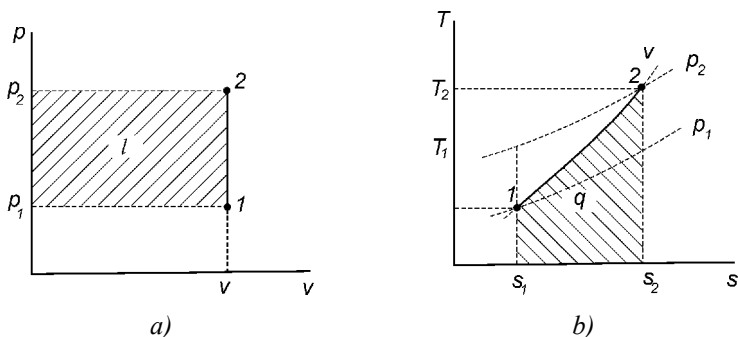


Рис. 3.2. Изохорный процесс газа

Из уравнения состояния для т. 1 определяется температура:

$$T_1 = \frac{p_1 v_1}{R}.$$

Сравнение уравнений состояния для т. 1 и т. 2 при условии $v_1 = v_2$ дает связь между p и T :

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (3.3)$$

из которой можно определить температуру в т. 2.

Работу и теплоту изохорного процесса получим из уравнений

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad q = u_2 - u_1 + w.$$

Отсюда при $v = \text{const}$ имеем

$$l = v(p_1 - p_2), \quad w = 0, \quad q = u_2 - u_1. \quad (3.4)$$

Работа и теплота изохорного процесса представлены заштрихованными площадями в p v - и T s -диаграммах. Работа затрачивается ($l < 0$), т.к. $p_2 > p_1$, теплота подводится ($q > 0$), поскольку $s_2 > s_1$.

Из T s -диаграммы следует, что изменение внутренней энергии любого процесса, осуществляется в диапазоне температур ($T_1 \div T_2$), характеризуется площадью под изохорой в этом интервале температур.

3.4. Изотермический процесс

Дано: параметры начального состояния p_1, v_1 , давление конечного состояния p_2 ($p_2 > p_1$).

Определить недостающие параметры, работу и теплоту процесса (w, l, q).

Изотермический процесс, построенный на основании исходных данных, представлен в p v - и T s -диаграммах на рис. 3.3.

Из уравнения состояния для т. 1 определяется температура:

$$T_1 = \frac{p_1 v_1}{R}.$$

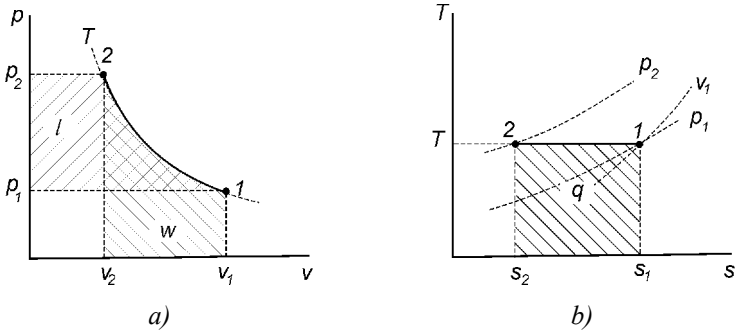


Рис. 3.3. Изотермический процесс газа

Сравнение уравнений состояния для т. 1 и т. 2 при условии $T_1 = T_2$ дает связь между p и v :

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}, \quad (3.5)$$

из которой можно определить удельный объем в т. 2.

Работу и теплоту изотермического процесса получим из уравнений

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad q = \int_{s_1}^{s_2} T ds,$$

$$du = c_v dT, \quad dh = c_p dT,$$

$$q = h_2 - h_1 + l, \quad q = u_2 - u_1 + w.$$

Отсюда при $T = \text{const}$ имеем

$$\Delta u = 0, \quad \Delta h = 0, \quad q = T(s_2 - s_1), \quad q = w = l, \quad (3.6)$$

где $\Delta s = R \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) = -R \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \right)$.

Работа и теплота изотермического процесса в pV - и Ts -диаграммах представлены заштрихованными площадями. Равенство работ w и l подтверждается симметрией изотермы относительно осей координат. Работа процесса ($w < 0$), т.к. $v_2 < v_1$, работа $l < 0$, поскольку $p_2 > p_1$, теплота отводится ($q < 0$), т.к. $s_1 > s_2$.

3.5. Адиабатный процесс

Адиабатным называется процесс, который протекает без теплообмена с окружающей средой. В обратимых адиабатных процессах энтропия не меняется ($ds = 0$), в необратимых – энтропия увеличивается ($ds > 0$).

Уравнение обратимого адиабатного процесса имеет вид

$$pV^k = \text{const}, \quad (3.7)$$

где k – показатель адиабаты.

Для идеального газа

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{8314}{\mu c_v}. \quad (3.8)$$

Для одноатомного идеального газа показатель $k = \text{const}$ и не зависит от температуры. Для двух-, трех- и многоатомных идеальных газов $k = f(T)$, т.к. молярная теплоемкость $c_v = f(T)$. С увеличением температуры теплоемкость газов увеличивается, показатель адиабаты убывает.

В соответствии с молекулярно-кинетической теорией газов при постоянной теплоемкости получены значения k для идеальных газов, которые приведены в табл. 3.1.

Расчет адиабатных процессов двух-, трех- и многоатомных газов при значениях показателя адиабаты 1.40 и 1.29 является

приближенным, т.к. не учитывает зависимость теплоемкости от температуры.

Таблица 3.1

Значения показателя адиабаты

Газ	c_v , Дж/(кмоль К)	k
одноатомный	12480	1.67
двухатомный	20800	1.40
трех- и многоатомный	29100	1.29

Совместное решение уравнения обратимого адиабатного процесса с уравнением состояния идеального газа дает следующие связи параметров:

$$\frac{T}{p^{\frac{k-1}{k}}} = \text{const}, \quad T \cdot v^{k-1} = \text{const}. \quad (3.9)$$

Для адиабатного процесса 1–2 можно получить следующие соотношения между параметрами (p , v , T):

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (3.10)$$

Совместное решение уравнений

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad pv^k = \text{const}$$

позволяет получить расчетные формулы для работы адиабатного процесса:

$$w = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2), \quad (3.11)$$

$$l = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = kw. \quad (3.12)$$

С учетом уравнения состояния и полученных соотношений для адиабатного процесса работу можно представить следующим образом:

$$w = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2), \quad (3.13)$$

$$w = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right). \quad (3.14)$$

Расчет адиабатных процессов с учетом зависимости $k = f(T)$ по вышеприведенным формулам прост, если известны значения температур T_1 и T_2 . Более простым является табличный метод расчета адиабатного процесса идеального газа с учетом зависимости $c = f(T)$. В основе расчета лежат следующие уравнения:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\Theta_{02}}{\Theta_{01}}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{\pi_{02}}{\pi_{01}}, \quad (3.15)$$

$$w = u_1 - u_2, \quad l = h_1 - h_2, \quad (3.16)$$

где $\Theta_0 = f(T)$, $\pi_0 = f(T)$ – безразмерные величины, приведены в таблицах термодинамических свойств газов.

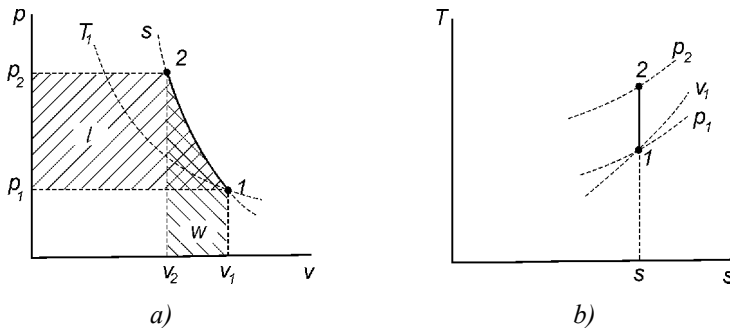


Рис. 3.4. Адиабатный процесс газа

Обратимый адиабатный процесс сжатия идеального газа, построенный по исходным параметрам p_1, T_1, p_2 в pV - и Ts -диаграммах, представлен на рис. 3.4.

В pV -диаграмме адиабатный процесс изображается несимметричной гиперболой, которая располагается круче линии изотермического процесса, в Ts -диаграмме – изоэнтропа ($s = \text{const}$).

3.6. Политропный процесс

Политропные процессы описываются уравнением

$$pV^n = \text{const}, \quad (3.17)$$

где n – показатель политропы, который не зависит от температуры ($n = \text{const}$) и находится в интервале $(-\infty \div \infty)$.

Для политропного процесса 1–2 можно получить следующие соотношения между параметрами (p, v, T), аналогичные адиабатному:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (3.18)$$

Совместное решение уравнений

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad pV^n = \text{const}$$

позволяет получить расчетные формулы для работы политропного процесса:

$$w = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2), \quad (3.19)$$

$$w = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2), \quad (3.20)$$

$$w = \frac{RT_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right), \quad (3.21)$$

$$l = \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = nw. \quad (3.22)$$

Теплота политропного процесса рассчитывается из уравнения

$$q = c_n (T_2 - T_1), \quad (3.23)$$

где $c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}$ – теплоемкость политропного процесса.

Все многообразие процессов можно описать политропным показателем $-\infty < n < \infty$. Изохорный, изобарный, изотермический, адиабатный процессы являются частным случаем политропных процессов с определенным показателем n :

- $n = 0$, $p = \text{const}$, $c_n = c_p$ – процесс изобарный;
- $n = 1$, $p \cdot v = \text{const}$, $c_n = \infty$ – процесс изотермический;
- $n = k$, $p \cdot v^k = \text{const}$, $c_n = 0$ – процесс адиабатный;
- $n = \pm \infty$, $v = \text{const}$, $c_n = c_v$ – процесс изохорный.

На рис. 3.5 представлены области политропных процессов с различным n .

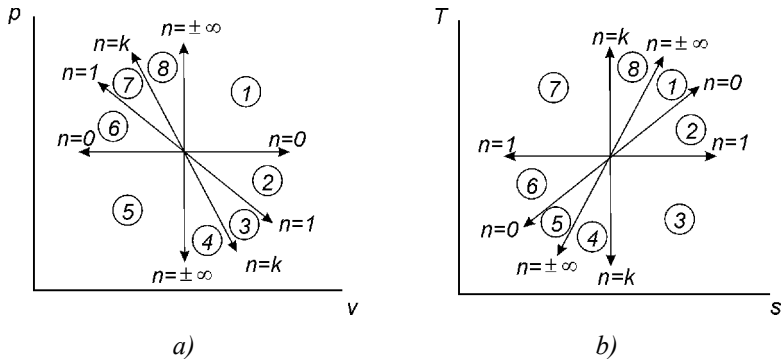


Рис. 3.5. Политропный процесс ($-\infty < n < \infty$)

Можно выделить следующие группы процессов (см. рис. 3.5):

- процессы расширения ($dv > 0, dw > 0$) – области 1, 2, 3, 4;
- процессы сжатия ($dv < 0, dw < 0$) – области 5, 6, 7, 8;
- процессы подвода теплоты ($ds > 0, dq > 0$) – области 8, 1, 2, 3;
- процессы отвода теплоты ($ds < 0, dq < 0$) – области 4, 5, 6, 7;
- процессы, протекающие с увеличением температуры ($dT > 0, du > 0, dh > 0$) – области 7, 8, 1, 2;
- процессы, протекающие с уменьшением температуры ($dT < 0, du < 0, dh < 0$) – области 3, 4, 5, 6;
- процессы с отрицательной теплоемкостью ($c_n < 0, 1 < n < k$) – области 3, 7.

В области 3 при подводе теплоты ($dq > 0$) температура, внутренняя энергия и энтальпия уменьшаются ($dT < 0, du < 0, dh < 0$). В области 7 при отводе теплоты ($dq < 0$) температура, внутренняя энергия и энтальпия увеличиваются ($dT > 0, du > 0, dh > 0$). Это может быть только при отрицательной теплоемкости.

Смысл отрицательной теплоемкости можно объяснить следующим образом: работа, которую совершает газ при расширении, больше чем подведенная теплота ($w > q$), при этом из уравнения первого закона термодинамики $q = \Delta u + w$ следует, что часть работы ($w - q$) совершается за счет уменьшения внутренней энергии газа $\Delta u = u_2 - u_1$, а уменьшение Δu приводит к снижению температуры. В рассмотренном случае теплоемкость отрицательна, так как теплота подводится, а температура падает, т.е.

$$-c = \frac{+dq}{-dT}.$$

Поэтому в процессах с отрицательной теплоемкостью $|w| > |q|$ на производство работы при расширении тратится не только подводимая теплота, но часть внутренней энергии рабочего тела, а затрачиваемая работа на сжатие компенсирует не только отводимую теплоту, но и повышает внутреннюю энергию рабочего тела.

При изображении политропных процессов в p v - и T s -диаграммах необходимо определить область, к которой они принадлежат, путем сравнения показателя политропного процесса с показателем адиабатного k и изотермического ($n = 1$) процессов.

Политропный процесс идеального газа с показателем $1 < n < k$, построенный по исходным параметрам p_1, T_1, p_2 ($p_2 > p_1$) представлен на рис. 3.6.

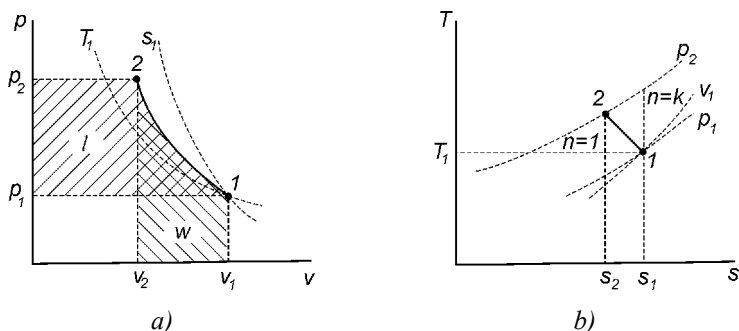


Рис. 3.6. Политропный процесс газа ($1 < n < k$)

В p v -диаграмме политропа – несимметричная гипербола, которая располагается круче изотермы, т.к. $n > 1$. В T s -диаграмме политропа – логарифмическая кривая, которая располагается между изотермой и изоэнтропой, т.к. $1 < n < k$.

ГЛАВА 4. ВОДЯНОЙ ПАР И ПАРОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

Для решения технических задач термодинамическим методом нужно знать физические свойства веществ, например представленных в форме термических и калорических уравнений состояния.

Термическое уравнение состояния для реального вещества нельзя определить аналитически, его получают экспериментально. В теплотехнике во многих случаях приходится встречаться с веществами в жидком, двухфазном (пар + жидкость) или газообразном состоянии. Наиболее широкое распространение в качестве теплоносителя или рабочего тела получила вода H_2O (жидкость и пар).

Рассмотрим процесс получения пара из воды при постоянном давлении. Начальное состояние воды характеризуется параметрами p_1 и T_1 (т. 1, рис. 4.1). При подводе тепла Q вода сначала нагревается до температуры кипения $T_s = T_2$, затем в процессе кипения при $T_s = \text{const}$, $p_1 = \text{const}$ она преобразуется в пар, который при дальнейшем подводе тепла нагревается до $T_5 > T_s$.

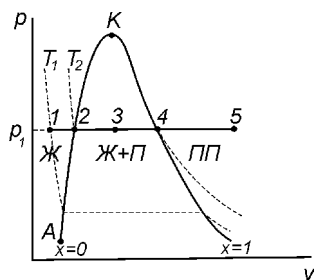


Рис. 4.1. Pv -диаграмма воды и водяного пара

Здесь т. A — тройная точка, в которой одновременно существуют твердая, жидкая и паровая фазы (для воды $p_A = 610.8$ Па, $T_A = 273.16$ К, $v_A = 0.001$ м³/кг); т. K — критическая точка, в которой одновременно существуют

жидкая и паровая фазы (для воды $p_K = 221.15$ бар, $T_K = 647.27$ К, $v_K = 0.003147$ м³/кг); x – степень сухости пара.

Вода и водяной пар могут находиться в пяти состояниях:

1. Недогретая до температуры кипения вода (область Ж). При этом параметры состояния обозначаются как p, v, T, h, u, s .
2. Кипящая вода (кривая $x = 0$). При этом параметры состояния обозначаются как p, v', T_s, h', u', s' .
3. Мокрый пар (область Ж + П). При этом параметры состояния обозначаются как p, v, T_s, h, u, s .
4. Сухой насыщенный пар (кривая $x = 1$). При этом параметры состояния обозначаются как $p, v'', T_s, h'', u'', s''$.
5. Перегретый пар (область ПП). При этом параметры состояния обозначаются как p, v, T, h, u, s .

Выше критической точки K находится область однофазных состояний, в которой нельзя провести четкой границы между жидкостью и паром.

4.1. Расчет параметров воды и водяного пара

В практических расчетах для определения параметров воды и водяного пара пользуются таблицами теплофизических свойств воды и водяного пара [5]. В них представлены параметры для четырех состояний: недогретой до температуры кипения воды, кипящей воды, сухого насыщенного пара и перегретого пара.

В таблицах I и II [5] содержатся параметры насыщения (кипящей воды и сухого пара), а также значения теплоты парообразования $r = h'' - h'$, кДж/кг.

Теплота парообразования – количество тепла, которое необходимо подвести к 1 кг кипящей жидкости, чтобы преобразовать

ее в сухой насыщенный пар. Эта же теплота выделяется при конденсации 1 кг сухого насыщенного пара.

В таблице III [5] содержатся параметры недогретой до температуры кипения воды и перегретого пара.

Внутренняя энергия рассчитывается по формуле

$$u = h - pv. \quad (4.1)$$

Значения параметров мокрого пара в таблице отсутствуют, поэтому они рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} h &= h''x + h'(1-x), \\ v &= v''x + v'(1-x), \\ s &= s''x + s'(1-x), \end{aligned} \quad (4.2)$$

где $x = \frac{M_{\Pi}}{M_{МП}}$ – степень сухости пара, показывает отношение массы

сухого насыщенного пара к массе общей парожидкостной смеси.

При $x = 0$, $M_{\Pi} = 0$, $M_{МП} = M_{Ж}$ – состояние кипящей жидкости.

При $x = 1$, $M_{\Pi} = M_{МП}$, $M_{Ж} = 0$ – состояние сухого насыщенного пара.

При $0 < x < 1$ – состояние мокрого пара.

4.2. Процессы воды и водяного пара

Для анализа работы ядерных реакторов, паротурбинных установок, теплообменного оборудования, теплотрансформаторов существенное значение имеют изобарный, изохорный, изотермический и адиабатный процессы. Расчет этих процессов можно выполнить либо с помощью таблиц воды и водяного пара, либо с применением диаграмм.

Порядок расчета процессов с помощью таблиц [5]:

1. Определяется состояние (одно из пяти) воды или водяного пара в начальной точке путем сравнения исходных данных с табличными.
2. Определяются параметры в начальной точке.
3. Определяется состояние в конечной точке.
4. Определяются параметры конечной точки.
5. Рассчитывается теплота и работа процесса.
6. Дается иллюстрация процесса в pv -, Ts -, hs -диаграммах.

При определении состояния в начальной и конечной точках сравнивают исходные параметры с табличными (p_s , t_s , v' , v'' , h' , h'' , s' , s'').

Для перегретого пара:

$$\text{при заданном } p: t > t_s, v > v'', h > h'', s > s'';$$

$$\text{при заданной } t: p < p_s, v > v'', h > h'', s > s''.$$

Для недогретой до температуры кипения воды:

$$\text{при заданном } p: t < t_s, v < v', h < h', s < s';$$

$$\text{при заданной } t: p > p_s, v < v', h < h', s < s'.$$

Для мокрого пара:

$$t = t_s, p = p_s, v' < v < v'', h' < h < h'', s' < s < s''.$$

Для кипящей воды:

$$t = t_s, p = p_s, v = v', h = h', s = s'.$$

Для сухого насыщенного пара:

$$t = t_s, p = p_s, v = v'', h = h'', s = s''.$$

Формулы для расчета теплоты и работы в процессах изменения состояния воды и водяного пара получены на основании соотношений:

$$q = h_2 - h_1 + l, \quad q = u_2 - u_1 + w,$$

$$w = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \quad l = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad q = \int_{s_1}^{s_2} T ds,$$

и приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Формулы расчета теплоты и работы в процессах изменения состояния

Процесс	Работа, w	Работа, l	Теплота, q
Изохорный	$w = 0$	$l = v(p_1 - p_2)$	$q = u_2 - u_1$
Изобарный	$w = p(v_2 - v_1)$	$l = 0$	$q = h_2 - h_1$
Изотермический	$w = q - (u_2 - u_1)$	$l = q - (h_2 - h_1)$	$q = T(s_2 - s_1)$
Адиабатный	$w = u_1 - u_2$	$l = h_1 - h_2$	$q = 0$

Особенности расчета изменения параметров, теплоты и работы процессов воды и водяного пара по сравнению с процессами идеального газа состоят в следующем. Для воды и водяного пара:

- не выполняются связи между параметрами, полученные на основе уравнения состояния идеального газа;
- не применима молекулярно-кинетическая теория теплоемкости;
- для изотермического процесса $q \neq w \neq l$, т.к. $h = f(p, T)$,

$$\Delta u \neq 0, \quad \Delta h \neq 0,$$

т.к. $u = f(v, T)$;

- изменение параметров рассчитывается через параметры начальной и конечной точек, а не через теплоемкости

$$\Delta h = h_2 - h_1, \quad \Delta u = u_2 - u_1, \quad \Delta s = s_2 - s_1.$$

4.2.1. Изобарный процесс

Рассмотрим пример расчета изобарного процесса для воды и водяного пара.

Дано: $p = 490.5$ кПа, $x_1 = 0$, $t_2 = 180$ °С.

Определить: q , w , l .

Расчет процесса с помощью таблиц [5].

1. В начальном состоянии рабочее тело – кипящая вода, т.к. $x_1 = 0$. Из табл. II (состояния насыщения по давлениям) термодинамических свойств воды и водяного пара при $p = 490.5$ кПа определяются параметры:

$$h_1 = h' = 636.8 \text{ кДж/кг}, \quad v_1 = v' = 0.001092 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

2. В конечном состоянии известны давление p и температура t_2 . Сравнивается t_2 с температурой насыщения $t_s = 151.11$ °С при давлении 490.5 кПа, поскольку $t > t_s$, то конечное состояние – перегретый пар. Из табл. III (вода и перегретый пар) при $p = 490.5$ кПа и $t_2 = 180$ °С определяются: $h_2 = 2812.4$ кДж/кг, $v_2 = 0.4129$ м³/кг.

3. Рассчитывается теплота и работа изобарного процесса:

$$q = h_2 - h_1 = 2175.6 \text{ кДж/кг},$$

$$w = p(v_2 - v_1) = 201.9 \text{ кДж/кг}, \quad l = 0.$$

4. Изображается изобарный процесс по исходным данным в координатах p, v , T, s и h, s (рис. 4.2).

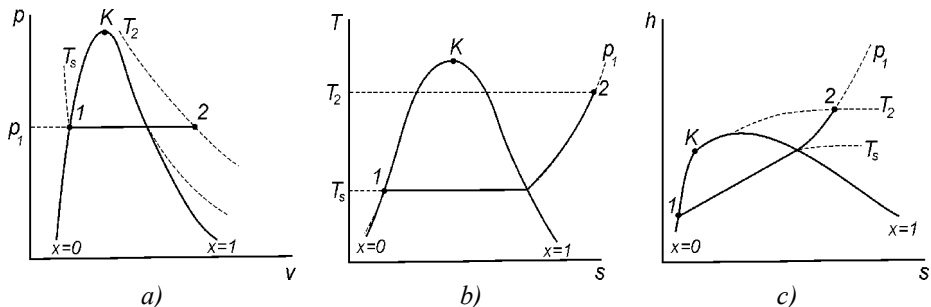


Рис. 4.2. Изобарный процесс водяного пара

4.2.2. Изохорный процесс

Дано: $p_1 = 1962$ кПа, $v = 0.12$ м³/кг, $p_2 = 294$ кПа

Определить: q , w , l .

Расчет процесса с помощью таблиц.

1. При $p_1 = 1962$ кПа из табл. II (состояния насыщения по давлениям) находятся: $v' = 0.001175$ м³/кг и $v'' = 0.1015$ м³/кг. Поскольку $v > v''$, то начальное состояние – перегретый пар. Из табл. III (вода и перегретый пар) при $p_1 = 1962$ кПа и $v = 0.12$ м³/кг определяются параметры: $t_1 = 270$ °С (543 К), $h_1 = 2950.2$ кДж/кг, $s_1 = 6.6418$ кДж/(кг·К). Внутренняя энергия равна $u_1 = h_1 - p_1 v = 2714.8$ кДж/кг.
2. Из табл. II при $p_2 = 294$ кПа находятся $v' = 0.001073$ м³/кг и $v'' = 0.6169$ м³/кг. Поскольку $v' < v < v''$, то конечное состояние – мокрый пар. Рассчитывается степень сухости

$$x_2 = \frac{v - v'}{v'' - v'} = 0.193.$$

Энтальпия и внутренняя энергия в т. 2 при $h' = 558.5$ кДж/кг, $h'' = 2724.5$ кДж/кг равна

$$h_2 = h''x_2 + h'(1 - x_2) = 976.5 \text{ кДж/кг},$$

$$u_2 = h_2 - p_2 v = 941.2 \text{ кДж/кг}.$$

3. Рассчитывается теплота и работа изохорного процесса:

$$q = u_2 - u_1 = -1773.6 \text{ кДж/кг},$$

$$l = v(p_2 - p_1) = 200 \text{ кДж/кг}, \quad w = 0.$$

4. Изображается изохорный процесс по исходным данным в координатах p, v, T, s и h, s (рис. 4.3).

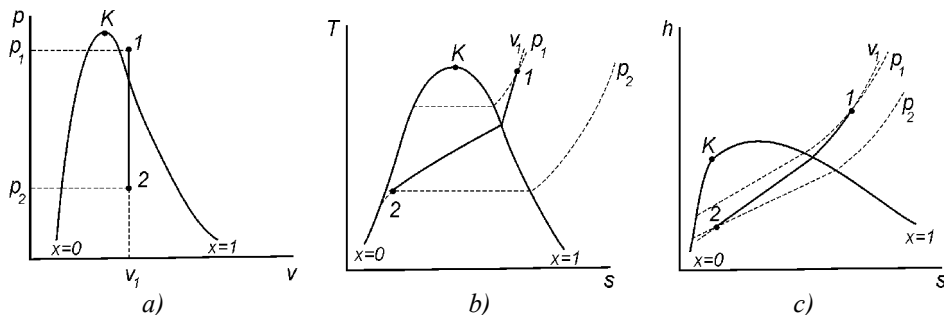


Рис. 4.3. Изохорный процесс водяного пара

4.2.3. Изотермический процесс

Дано: $p_1 = 981 \text{ кПа}, x_1 = 0.9, p_2 = 98.1 \text{ кПа}$

Определить: q, w, l .

Расчет процесса с помощью таблиц.

1. Начальное состояние – мокрый пар, т.к. $x_1 = 0.9$. При $p_1 = 981 \text{ кПа}$ из табл. II (состояния насыщения по давлениям) находятся: $t_s = 179 \text{ }^\circ\text{C}$, $v' = 0.001126 \text{ м}^3/\text{кг}$ и $v'' = 0.1980 \text{ м}^3/\text{кг}$, $h' = 759.1 \text{ кДж/кг}$ и $h'' = 2777.3 \text{ кДж/кг}$, $s' = 2.130 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$ и $s'' = 6.594 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{K})$. Соответственно, параметры мокрого пара рассчитываются по формулам:

$$v_1 = v''x_1 + v'(1 - x_1) = 0.1783 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$h_1 = h''x_1 + h'(1 - x_1) = 2575.5 \text{ кДж/кг},$$

$$s_1 = s''x_1 + s'(1 - x_1) = 6.1476 \text{ кДж/(кг·К)},$$

$$u_1 = h_1 - p_1 v_1 = 2400.6 \text{ кДж/кг}.$$

2. Из табл. II при $p_2 = 98.1 \text{ кПа}$ определяется $t_s = 99.1 \text{ °C}$. Поскольку $t_1 = t_2 > t_s$, то конечное состояние – перегретый пар. Из табл. III (вода и перегретый пар) при $p_2 = 98.1 \text{ кПа}$ и $t_2 = 179 \text{ °C}$ определяются параметры: $v_2 = 2.119 \text{ м}^3/\text{кг}$, $h_2 = 2835.4 \text{ кДж/кг}$, $s_2 = 7.752 \text{ кДж/(кг·К)}$. Внутренняя энергия $u_2 = h_2 - p_2 v_2 = 2627.6 \text{ кДж/кг}$.

3. Рассчитывается теплота и работа изотермического процесса:

$$q = T(s_2 - s_1) = 725.2 \text{ кДж/кг},$$

$$l = q - (h_2 - h_1) = 465.3 \text{ кДж/кг},$$

$$w = q - (u_2 - u_1) = 498.2 \text{ кДж/кг}.$$

4. Изображается изотермический процесс по исходным данным в координатах p, v, T, s и h, s (рис. 4.4).

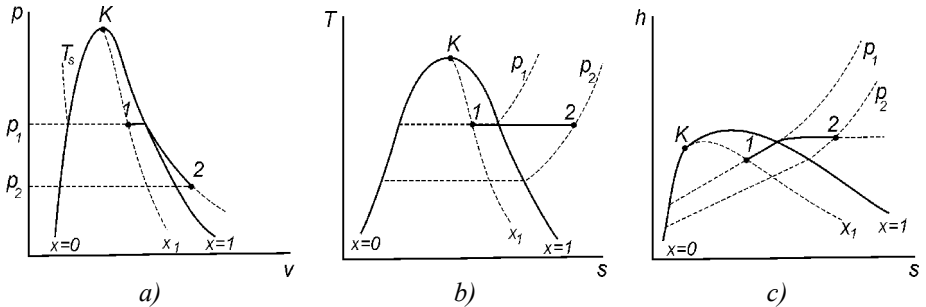


Рис. 4.4. Изотермический процесс водяного пара

4.2.4. Адиабатный процесс

Дано: $p_1 = 4905$ кПа, $t_1 = 480$ °С, $t_2 = 100$ °С.

Определить: q , w , l .

Расчет процесса с помощью таблиц.

1. При $p_1 = 4905$ кПа из табл. II (состояния насыщения по давлениям) находится $t_s = 262.7$ °С. Поскольку $t_1 > t_s$, то начальное состояние – перегретый пар.

Из табл. III (вода и перегретый пар) при $p_1 = 4905$ кПа и $t_1 = 480$ °С определяются параметры: $v_1 = 0.06786$ м³/кг, $h_1 = 3387.7$ кДж/кг, $s_1 = 6.9219$ кДж/(кг·К). Внутренняя энергия

$$u_1 = h_1 - p_1 v = 3055 \text{ кДж/кг.}$$

2. Из табл. I (состояния насыщения по температурам) при $t_2 = 100$ °С определяются параметры: $p_s = 101$ кПа, $v' = 0.0010435$ м³/кг и $v'' = 1.673$ м³/кг, $h' = 419.1$ кДж/кг и $h'' = 2675.9$ кДж/кг, $s' = 1.3072$ кДж/(кг·К) и $s'' = 7.3549$ кДж/(кг·К). Поскольку $s_1 = s_2$ и $s' < s_2 < s''$, то конечное состояние – мокрый пар. Рассчитывается степень сухости

$$x_2 = \frac{s_2 - s'}{s'' - s'} = 0.928.$$

Удельный объем, энтальпия и внутренняя энергия в т. 2 равны

$$v_2 = v''x_2 + v'(1 - x_2) = 1.5524 \text{ м}^3/\text{кг}$$

$$h_2 = h''x_2 + h'(1 - x_2) = 2513.4 \text{ кДж/кг,}$$

$$u_2 = h_2 - p_2 v_2 = 2356.6 \text{ кДж/кг.}$$

3. Рассчитывается работа изобарного процесса:

$$w = u_1 - u_2 = 698.4 \text{ кДж/кг},$$

$$l = h_1 - h_2 = 874.3 \text{ кДж/кг}.$$

4. Изображается адиабатный процесс по исходным данным в координатах p, v, T, s и h, s (рис. 4.5).

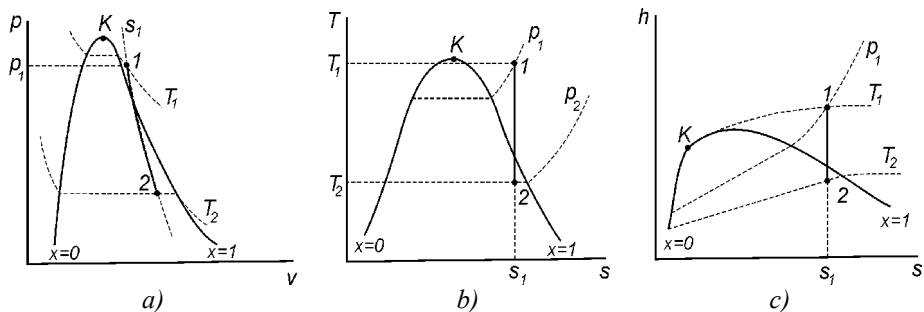


Рис. 4.5. Адиабатный процесс водяного пара

Параметры воды и водяного пара также можно определить путем использования Ts - или hs -диаграммы. Графический метод расчета является наглядным, относительно малотрудоемким, однако недостаточно точным.

Расчетный метод определения параметров с использованием таблиц воды и водяного пара является более точным.

ГЛАВА 5. ЦИКЛЫ ГАЗОТУРБИННЫХ И ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Назначением газо- и паротурбинных установок (ГТУ и ПТУ) является производство полезной работы за счет теплоты. Источником теплоты может служить органическое или ядерное топливо, характеризующееся теплотой сгорания Q_n^p или энергией деления единицы массы ядерного горючего, которая воспринята рабочим телом (теплоносителем) Q .

5.1. Циклы газотурбинных двигателей и установок

ГТД и ГТУ широко используются в различных областях: на транспорте (в авиации, Морфлоте), в энергетике (для получения электроэнергии), для привода стационарных установок: компрессоров, насосов и др. Газовые турбины могут развивать большие мощности от 100 до 200 МВт.

Во всех газотурбинных двигателях и установках, кроме авиационных двигателей, используется цикл со сгоранием топлива при $p = \text{const}$.

5.2. Схема и цикл ГТД со сгоранием топлива при постоянном давлении (Брайтона)

На рис. 5.1 представлены схема и цикл ГТД.

Работа, получаемая в турбине (внешняя работа адиабатного процесса 3–4), изображается в pV -диаграмме площадью $a-3-4-b$, которая равна

$$l_T = h_3 - h_4. \quad (5.1)$$

Часть работы турбины затрачивается на сжатие воздуха в компрессоре (площадь $a-2-1-b$):

$$l_K = h_2 - h_1. \quad (5.2)$$

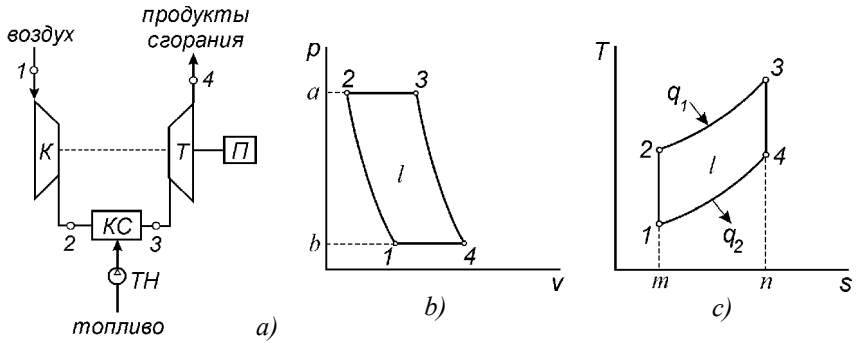


Рис. 5.1. Принципиальная схема и цикл ГТД со сгоранием топлива

при постоянном давлении

К – компрессор, Т – газовая турбина, КС – камера сгорания, ТН – топливный насос, П – потребитель

Разность этих работ является полезной работой, передаваемой потребителю (площадь цикла 1–2–3–4)

$$l = l_T - l_K. \quad (5.3)$$

Подводимая теплота в цикле – теплота изобарного процесса 2–3 (в Ts -диаграмме – площадь m –2–3– n)

$$q_1 = h_3 - h_2. \quad (5.4)$$

Отводимая теплота представляет собой теплоту изобарного процесса 4–1 (в Ts -диаграмме – площадь m –1–4– n)

$$q_2 = h_4 - h_1. \quad (5.5)$$

Разность подводимой и отводимой теплоты – полезная работа

$$l = q_1 - q_2. \quad (5.6)$$

Термический КПД цикла рассчитывается по формуле

$$\eta_i = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{h_4 - h_1}{h_3 - h_2}. \quad (5.7)$$

Одной из характеристик цикла газотурбинного двигателя является степень повышения давления в компрессоре $\beta = \frac{p_2}{p_1}$. При условии $c_p = \text{const}$ можно получить

$$\eta_i = 1 - \frac{1}{\beta^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (5.8)$$

Согласно данной формуле η_i растет с увеличением β по экспоненте, соответственно увеличивается температура сжатого воздуха T_2 и температура газов перед турбиной T_3 , которая ограничивается жаропрочностью металла лопаток турбины. В газотурбинных двигателях с циклом Брайтона $t_3 = (700 \div 800)^\circ\text{C}$, что соответствует значениям $\beta = (4 \div 6)$.

5.3. Действительный цикл газотурбинного двигателя

На рис. 5.2. представлен действительный цикл ГТД в Ts -диаграмме.

Затрачиваемая работа в процессе 1–2_о (внутренняя работа компрессора) вычисляется по формуле

$$l_i^K = h_{2_o} - h_1. \quad (5.9)$$

Работа расширения в процессе 3–4_о (внутренняя работа турбины)

$$l_i^T = h_3 - h_{4_o}. \quad (5.10)$$

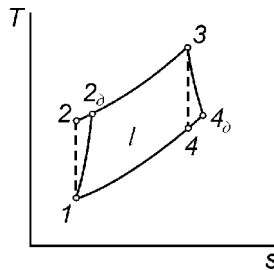


Рис. 5.2. Действительный цикл ГТД

Степень необратимости процесса сжатия 1–2_o характеризуется внутренним относительным КПД компрессора

$$\eta_{oi}^K = \frac{h_2 - h_1}{h_{2o} - h_1}. \quad (5.11)$$

Степень необратимости процесса расширения 3–4_o характеризуется внутренним относительным КПД турбины

$$\eta_{oi}^T = \frac{h_3 - h_{4o}}{h_3 - h_4}. \quad (5.12)$$

Работу действительного цикла называют внутренней работой цикла

$$l_i = l_i^T - l_i^K. \quad (5.13)$$

Теплота, подводимая в действительном цикле, равна

$$q_{1o} = h_3 - h_{2o}. \quad (5.14)$$

Отводимая теплота в действительном цикле равна

$$q_{2o} = h_{4o} - h_1. \quad (5.15)$$

Эффективность действительного цикла характеризуется внутренним КПД, определяемым по формуле

$$\eta_i = \frac{l_i}{q_{1o}} = 1 - \frac{q_{2o}}{q_{1o}}. \quad (5.16)$$

Внутренний КПД цикла учитывает потери от необратимости процессов сжатия и расширения, а также потери тепла, уносимые с отработавшими газами q_{2o} . Все эти потери существенно возрастают с увеличением степени повышения давления воздуха в компрессоре

$$\beta = \frac{p_2}{p_1}.$$

Потери теплоты в камере сгорания учитывается КПД

$$\eta_{KC} = \frac{q_{10}}{q'}, \quad (5.17)$$

где q' – теплота, выделившаяся при сгорании топлива в расчете на 1 кг образовавшихся продуктов сгорания, кДж/кг.

Механические потери (потери на трение) учитываются механическим КПД компрессора η_m^K и турбины η_m^T .

Работа на валу ГТД (переданная потребителю) называется эффективной и рассчитывается по формуле

$$l_e = l_i^T \eta_m^T - l_i^K / \eta_m^K. \quad (5.18)$$

Все потери в ГТД учитывает эффективный КПД

$$\eta_e = \frac{l_e}{q'} = \frac{N_e}{BQ_n^p}, \quad (5.19)$$

где $N_e = l_e G$ – эффективная мощность, кВт; G – массовый расход рабочего тела, кг/с; B – массовый расход топлива, кг/с; Q_n^p – теплота сгорания топлива.

На рис. 5.3 представлена зависимость термического и эффективного КПД цикла ГТД от степени повышения давления воздуха в компрессоре.

Оптимальный диапазон значений β , при которых η_e имеет максимум, составляет (4 ÷ 6). При более высоких значениях β снижается η_e из-за резкого увеличения потерь необратимости процессов сжатия и расширения рабочего тела. Для ГТД с циклом Брайтона $\eta_e = (17 \div 20) \%$.

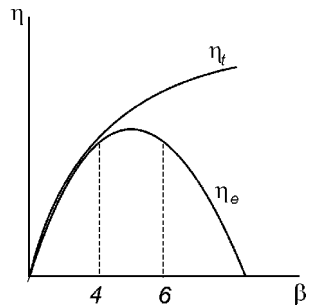


Рис. 5.3

С помощью КПД можно рассчитать составляющие уравнения теплового баланса ГТД

$$q' = l_e + q_{ном}^{KC} + q_{ном}^{\partial z} + l_{ном}^K + l_{ном}^T, \quad (5.20)$$

где $q_{ном}^{KC} = q' - q_{1\partial}$ – потери тепла в камере сгорания,

$q_{ном}^{\partial z} = q_{2\partial} = h_{4\partial} - h_1$ – потери тепла с уходящими дымовыми

газами,

$l_{ном}^K = l_i^K / \eta_m^K - l_i^K$ – механические потери в компрессоре,

$l_{ном}^T = l_i^T - \eta_m^T l_i^T$ – механические потери в турбине.

Для повышения тепловой экономичности ГТУ, используемых для привода различных механизмов, применяются:

- многоступенчатое сжатие воздуха в компрессоре,
- многоступенчатое расширение газа в турбине,
- регенерация теплоты.

В результате эффективный КПД в ГТУ достигает 35 %.

5.4. Газотурбинная установка для высокотемпературного ядерного реактора

Газотурбинная установка – тепловой двигатель, рабочее тело в котором остается газообразным во всех точках теплового цикла, и состоящий из турбины, компрессора, устройства подвода и отвода теплоты, объединенных общей гидромеханической системой.

Газотурбинная установка для высокотемпературного газоохлаждаемого реактора – это ГТУ замкнутого цикла, в которой рабочее тело (газ) непрерывно циркулирует по замкнутому контуру, а подвод теплоты к нему осуществляется в технологических каналах активной зоны ядерного реактора.

Замкнутая ГТУ состоит из газового компрессора 1, 2, турбины 3, регенератора 6, газоохладителей 4 и 5. Подвод теплоты производится в активной зоне 7 (см. рис. 5.4).

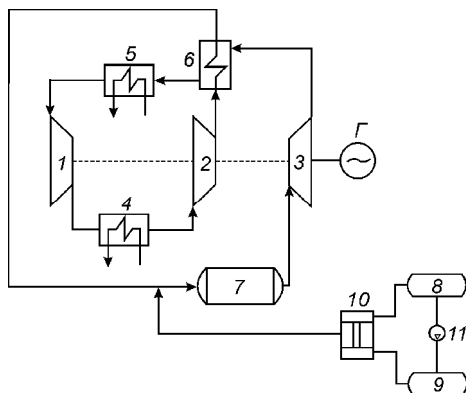


Рис. 5.4. Принципиальная схема ГТУ замкнутого цикла
 1 – КНД; 2 – КВД; 3 – газовая турбина; 4, 5 – охладители газа; 6 – регенератор; 7 – активная зона ядерного реактора (нагреватель газа); 8 – газгольдер низкого давления; 9 – газгольдер высокого давления; 10 – управляющий клапан; 11 – перекачивающий компрессор.

Регулирование мощности ГТУ производится за счет изменения количества рабочего тела (газа), циркулирующего в контуре. При постоянных значениях температуры газа перед газовой турбиной 3 и компрессором низкого давления (КНД) расход газа прямо пропорционален давлению в соответствующих точках контура. Изменение давления в контуре обеспечивается соединением контура ГТУ с емкостями высокого 9 и низкого давлений 8. Между емкостями установлен перекачивающий компрессор 11. Валы электрогенератора,

турбины 3, компрессоров низкого 1 и высокого 2 давлений соединены жестко, либо механическими передачами. Они, как правило, за исключением электрогенератора, имеют общий осесимметричный корпус.

5.5. Циклы паротурбинных установок

Современная стационарная теплоэнергетика базируется, в основном, на паротурбинных установках. Рабочим телом таких установок является вода и водяной пар.

5.6. Схема паротурбинной установки и цикл Ренкина

На рис. 5.5 представлены схема и обратимый цикл ПТУ

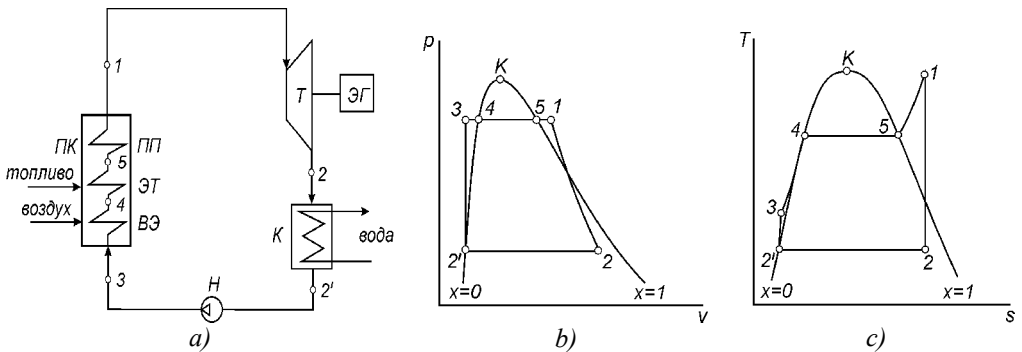


Рис. 5.5. Принципиальная схема и обратимый цикл ПТУ

ПК – паровой котел, ПП – пароперегреватель, ЭТ – экранные (испарительные) трубы парового котла, ВЭ – водяной экономайзер, Т – паровая турбина, К – конденсатор, Н – насос, ЭГ – генератор электрического тока

Теплота, подводимая к воде и водяному пару в паровом котле (процессах: 3–4 – нагрев воды до кипения, 4–5 – испарение воды, 5–1 – перегрев пара) равна

$$q_1 = h_1 - h_3. \quad (5.21)$$

Отводимая теплота от водяного пара при его конденсации в конденсаторе (процесс 2–2') равна

$$q_2 = h_2 - h_{2'}. \quad (5.22)$$

Работа, получаемая в турбине, является внешней работой адиабатного процесса расширения 1–2

$$l_T = h_1 - h_2. \quad (5.23)$$

Работа, затрачиваемая на сжатие конденсата в насосе, с учетом того, что процесс сжатия является адиабатным и одновременно изохорным вследствие несжимаемости жидкости

$$l_H = h_3 - h_{2'} \quad \text{или} \quad l_H = v_{2'}(p_1 - p_2). \quad (5.24)$$

Полезная работа обратимого цикла (площадь цикла в p - v - и T - S -диаграммах) равна

$$l = q_1 - q_2 \quad \text{или} \quad l = l_T - l_H. \quad (5.25)$$

Термический КПД обратимого цикла Ренкина

$$\eta_t = \frac{l}{q_1}. \quad (5.26)$$

В практических расчетах можно пренебречь работой насоса, которая вследствие несжимаемости жидкости, мала по сравнению с работой турбиной, тогда:

$$q_1 = h_1 - h_{2'}, \quad l = l_T = h_1 - h_2, \\ \eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{h_2 - h_{2'}}{h_1 - h_{2'}}, \quad \eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2'}}. \quad (5.27)$$

Анализ формул показывает, что термический КПД зависит от трех параметров p_1 , t_1 , p_2 . Термический КПД η_t увеличивается с повышением давления пара p_1 в паровом котле, с увеличением

температуры перегрева пара t_1 и с уменьшением давления пара p_2 в конденсаторе.

В современных мощных ПТУ применяются параметры пара $p_1 = (23.5 \div 24)$ МПа, $t_1 = (535 \div 565)$ °С, $p_2 = (3 \div 5)$ кПа, $t_s = (25 \div 35)$ °С. Переход на более высокие параметры p_1 , t_1 определяется уровнем развития металлургии. Использование более низких давлений p_2 ограничено температурой охлаждающей воды, которая в летнее время равна ~ 20 °С.

5.7. Действительный цикл ПТУ

На рис. 5.6 представлен действительный цикл Ренкина (без учета работы на насос).

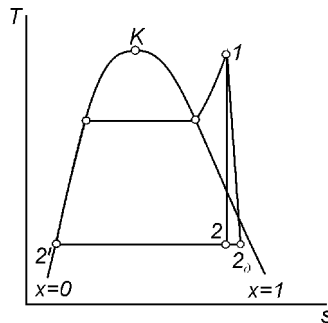


Рис. 5.6. Действительный цикл Ренкина
(без учета работы на насос)

Термический КПД ПТУ характеризует термодинамическое совершенство обратимого цикла 1–2–2'

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{N}{Q_1}, \quad (5.28)$$

где $N = l \cdot G = G(h_1 - h_2)$ – мощность обратимого цикла, кВт; G – массовый расход пара, кг/с; $Q_1 = q_1 \cdot G = G(h_1 - h_{2d})$ – тепловая мощность парового котла, кВт.

Внутренний относительный КПД цикла, характеризующий относительное термодинамическое совершенство действительного цикла по сравнению с обратимым, определяется по формуле

$$\eta_{oi} = \frac{l_i}{l} = \frac{N_i}{N} = \frac{h_1 - h_{2d}}{h_1 - h_2}, \quad (5.29)$$

где $N_i = l_i \cdot G$ – мощность действительного цикла, кВт.

Потери тепла в паровом котле (от химического и механического недожога топлива, от теплообмена с окружающей средой, с уходящими газами и др.) характеризуются КПД парового котла

$$\eta_{пк} = \frac{q_1}{q'} = \frac{Q_1}{Q'} = \frac{Q_1}{B \cdot Q_n^p}, \quad (5.30)$$

где q' – теплота, выделившаяся при сгорании топлива, отнесенная к 1 кг пара, кДж/кг; $Q' = q' \cdot G = B \cdot Q_n^p$ – тепловой эффект реакции горения топлива, кВт; B – массовый расход топлива, кг/с, Q_n^p – теплота сгорания топлива, кДж/кг.

Механические потери (потери на трение между деталями, затраты энергии на привод масляного насоса, осуществляющего смазку) характеризуются механическим КПД

$$\eta_m = \frac{l_e}{l_i} = \frac{N_e}{N_i}, \quad (5.31)$$

где l_e – эффективная работа (на валу турбины), кДж/кг; $N_e = l_e \cdot G$ – эффективная мощность, кВт.

Все потери в ПТУ (без учета потребителя энергии) характеризуются эффективным КПД

$$\eta_e = \frac{l_e}{q'} = \frac{N_e}{Q'} = \frac{N_e}{B \cdot Q'_n}, \quad (5.32)$$

$$\eta_e = \eta_{ПК} \cdot \eta_t \cdot \eta_{oi} \cdot \eta_m. \quad (5.33)$$

Все потери в энергетической установке, вырабатывающей электрическую энергию, учитываются электрическим КПД

$$\eta_э = \frac{l_э}{q'} = \frac{N_э}{B \cdot Q'_n}, \quad (5.34)$$

$$\eta_э = \eta_e \cdot \eta_G, \quad (5.35)$$

где $l_э$ – электрическая работа; $N_э = l_э \cdot G$ – электрическая мощность;

$\eta_G = \frac{l_э}{l_e} = \frac{N_э}{N_e}$ – КПД генератора, учитывающий механические и

электрические потери электрического тока в генераторе.

Пределы изменения приведенных выше КПД следующие:

$$\eta_{ПК} = (0.9 \div 0.96), \quad \eta_t = (0.4 \div 0.5), \quad \eta_{oi} = (0.8 \div 0.9),$$

$$\eta_m = (0.97 \div 0.99), \quad \eta_G = 0.99, \quad \eta_э = (0.35 \div 0.40).$$

Уравнение теплового баланса для ПТУ с циклом Ренкина

$$q' = l_э + q_{ном}^{ПК} + q_{ном}^K + l_{ном}^Г + l_{ном}^T, \quad (5.36)$$

где $q_{ном}^{ПК} = q'(1 - \eta_{ПК})$ – потери тепла в паровом котле,

$q_{ном}^K = h_{2o} - h_{2'}$ – потери тепла в конденсаторе,

$l_{ном}^Г = l_e(1 - \eta_G)$ – потери в электрогенераторе,

$l_{ном}^T = l_i(1 - \eta_m)$ – механические потери в турбине.

Существуют возможности для уменьшения потерь в паровом котле за счет уменьшения перепада температур между источником

тепла и рабочим телом. Для увеличения электрического КПД применяют:

- увеличение параметров пара, вырабатываемого в ПК за счет промежуточного перегрева пара в промежуточном пароперегревателе, что приводит к увеличению средней термодинамической температуры подвода тепла и к увеличению η_t на $(2 \div 3)$ %;
- регенеративный подогрев конденсата, подаваемого в ПК, что приводит к уменьшению q_2 и увеличению η_t и η_o на $(12 \div 15)$ %;
- применение комбинированных циклов (бинарные ПТУ, парогазовые установки, ПТУ с МГД генератором).

5.8. Схемы атомных паротурбинных установок

Принципиальная тепловая схема турбоустановки – это структурная схема оборудования пароводяного тракта, характеризующая процессы преобразования и использования теплоты.

Принципиальные схемы турбоустановок (рис. 5.7) включают структурную схему турбины, схемы конденсационного устройства (в части тракта рабочего тела), регенеративного подогрева воды, включения теплофикационной установки и некоторые др.

5.8.1. Одноконтурная схема ПТУ с реактором РБМК-1000

Особенности тепловой схемы одноконтурной ПТУ связаны с радиоактивностью паров. В схеме таких ПТУ должны выполняться условия:

1) включение в тепловую схему испарителя для получения нерадиоактивного пара, подаваемого на уплотнения турбины;

2) использование промежуточного водяного контура между греющим паром и сетевой водой тепловых сетей.

Образование пара происходит в корпусе реактора блока АЭС с РБМК-1000 (рис. 5.7). В барабан-сепараторе (БС) происходит разделение острого пара и воды. Острый пар подается на цилиндр высокого давления (ЦВД) турбины и двухступенчатый пароперегреватель (ПП2). Пар из ПП2 поступает на цилиндр низкого давления (ЦНД) турбины. Пар из ЦНД поступает на конденсатор (К), который охлаждается в градирне (Г). Водяной насос (ВН) перекачивает конденсат в деаэризатор (Д), который подпитывает систему. Пар из ЦВД и ЦНД поступает на регенеративные подогреватели (ПНД1-ПНД4). Пар из ПНД1 и ПНД2 поступает на подогреватели сетевой воды (ПСВ1, ПСВ2). Пар из ПНД3 и ПНД4 поступает на испаритель (И). Пар из И поступает на турбину. Пар из турбины поступает на конденсатор (К). Водяной насос (ВН) перекачивает конденсат в деаэризатор (Д), который подпитывает систему. Пар из ЦВД и ЦНД поступает на регенеративные подогреватели (ПНД1-ПНД4). Пар из ПНД1 и ПНД2 поступает на подогреватели сетевой воды (ПСВ1, ПСВ2). Пар из ПНД3 и ПНД4 поступает на испаритель (И). Пар из И поступает на турбину. Пар из турбины поступает на конденсатор (К). Водяной насос (ВН) перекачивает конденсат в деаэризатор (Д), который подпитывает систему.

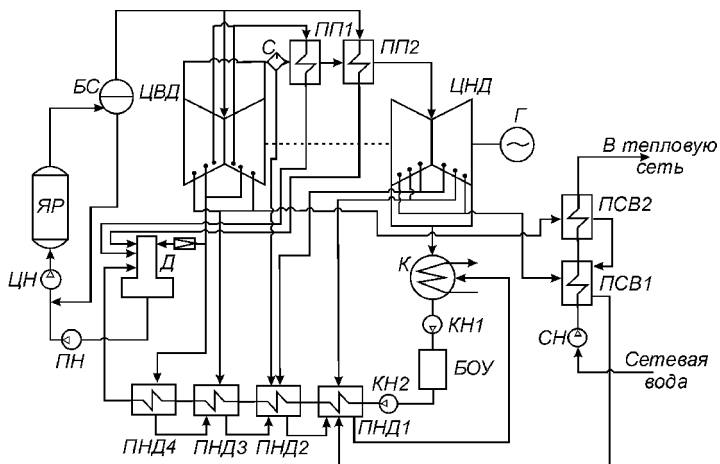


Рис. 5.7. Принципиальная схема ПТУ с реактором РБМК-1000

Турбина К-500-65/3000 состоит из одного двухпоточного ЦВД и цилиндра низкого давления (ЦНД). Отборы из ЦВД и ЦНД идут на регенеративные подогреватели, а также на подогреватели сетевой воды (ПСВ), деаэризатор (Д) и испаритель. Для уменьшения поступления продуктов коррозии в реакторную воду подогреватели высокого давления не устанавливаются. Охладители дренажей

установлены после каждого подогревателя низкого давления (ПНД) (в данной схеме четыре ПНД). Используется каскадный слив дренажей ПНД в конденсатор. Конденсатный насос (КН) установлен по двухподъемной схеме: КН1 – после конденсатора (К), а КН2 – перед ПНД1.

Подогрев основного конденсата, проходящего последовательно через все ПНД, происходит из отборов пара ЦВД и ЦНД. Также с помощью отборов пара происходит подогрев сетевой воды в подогревателях сетевой воды (ПСВ). За счет отбора происходит деаэрация, а также парообразование нерадиоактивного пара в испарителе.

Между ЦВД и ЦНД установлен сепаратор и двухступенчатый пароперегреватель. Дренаж после сепаратора сбрасывается в ПНД2, после ПП1 и ПП2 – в деаэратор.

От естественных примесей воды реактор одноконтурной АЭС надежно защищает 100 %-ая конденсатоочистка. БОУ установлен перед КН2, после КН1.

5.8.2. Двухконтурная схема ПТУ

Ядерный реактор – это установка, в которой возможно осуществление управляемой самоподдерживающейся цепной реакции деления ядер.

На АЭС с ПТУ пар может быть получен как в самом реакторе (одноконтурные АЭС), так и в парогенераторе (двух- и трехконтурные АЭС).

На рис. 5.8 а приведена схема двухконтурной атомной паротурбинной установки.

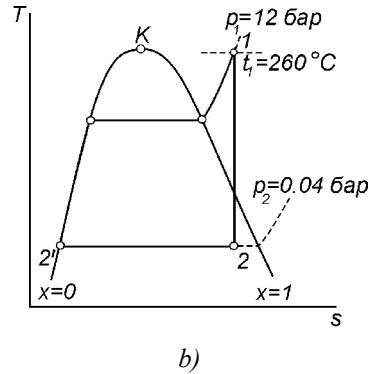
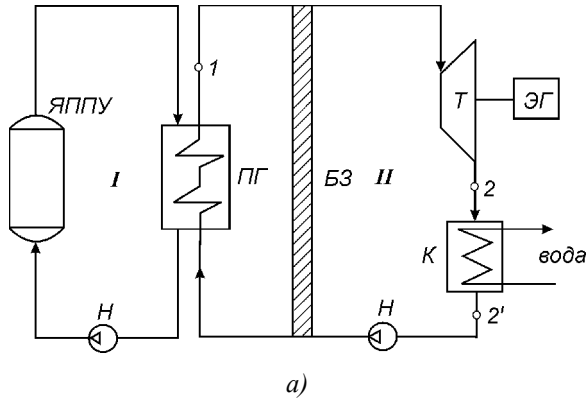


Рис. 5.8. Схема двухконтурной атомной ПТУ
 ЯППУ – ядерная паропроизводящая установка,
 ПГ – парогенератор, БЗ – биологическая защита

В первом контуре циркулирует теплоноситель (вода под давлением, жидкие металлы, органические жидкости, газы), прокачиваемый насосами через атомный реактор и нагреваемый за счет теплоты, выделяющейся в результате реакции деления ядерного топлива.

Во втором контуре циркулирует вода и водяной пар. Теплота от теплоносителя I контура передается теплоносителю II контура в теплообменнике (парогенераторе).

При одноконтурной схеме теплоноситель из реактора направляется в турбину. В этом случае все основное оборудование работает в условиях возможного действия излучения. Это усложняет эксплуатацию. Преимуществом является лишь простота конструкции.

На рис. 5.8 *b* представлен обратимый цикл в Ts -диаграмме первой в мире атомной ПТУ (1954 г.). Установка двухконтурная.

Теплоноситель в I контуре – вода при давлении 10 МПа, нагреваемая в атомном реакторе от 190 до 270 °С.

Электрическая мощность установки $N_э = 5$ МВт, электрический КПД

$$\eta_э = \frac{N_э}{Q} \cdot 100 = 17 \%,$$

где $Q = G(h_2 - h_1)$ – тепловая мощность реактора, кВт; G – расход теплоносителя, кг/с; h_1, h_2 – энтальпия теплоносителя на входе и на выходе атомного реактора, кДж/кг.

Развитие и совершенствование оборудования атомных электростанций позволило повысить параметры пара до (3 ÷ 8) МПа, температуру перегрева – до (500 ÷ 515) °С, электрический КПД – до 35 %, единичную мощность энергоблоков довести до 1000 МВт и более.

Для атомных ПТУ приходится решать много проблем: обеспечение максимального теплосъема в атомном реакторе, осуществление теплообмена в парогенераторе с наименьшей степенью необратимости, проведение процесса расширения пара в турбине при допустимой влажности пара $x_2 \geq x_{дон} = (0.88 \div 0.92)$.

Достоинством атомных электростанций является независимость от источников сырья и экологическая чистота по сравнению с ТЭС, работающей на органическом топливе. Одна топливная таблетка из диоксида урана массой примерно 20 г эквивалентна по произведенной энергии 730 кг угля.

ГЛАВА 6. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ

6.1. Краткий обзор истории термоэлектричества

К числу термоэлектрических явлений обычно относят три обратимых термоэлектрических эффекта: Зеебека, Пельтье и Томсона. Эти эффекты связаны с взаимным превращением тепловой энергии в энергию электрического тока.

Термодинамический анализ обнаруживает глубокую связь и взаимообусловленность термоэлектрических эффектов, которые получают свое естественное объяснение в рамках кинетической теории явлений переноса. Эта общность отражается также и на экономических характеристиках устройств на базе термоэлектрического процесса. В частности, в подобии ряда формул, относящихся к батареям разного назначения, а также в универсальности предела, к которому стремится КПД процесса при наиболее полном использовании всех конструктивных возможностей.

Чтобы правильно понять эти и некоторые другие общие результаты необходимо дать краткую характеристику каждому термоэлектрическому эффекту в отдельности и тем связям, которые устанавливает между ними термодинамика и кинетика.

Эффект Зеебека. Этот эффект был открыт и тщательно исследован Зеебеком в 1821 г., однако вполне правильное истолкование эффект получил несколько позже. Заключается он в следующем.

Если имеется правильно разомкнутая цепь (см. рис. 6.1), состоящая из двух проводников I рода, причем один из контактов A имеет температуру T_1 , а другой B – температуру T_0 ($T_1 > T_0$), то на

концах цепи, имеющих одинаковую температуру T (на рис. 6.1 схематически показана зависимость температуры от расстояния), возникает разность потенциалов, называемая термоэлектродвижущей силой E [В], равная

$$E = \int_{T_0}^{T_1} \alpha dT, \quad (6.1)$$

где $\alpha = \alpha(T)$ – дифференциальная термоэлектродвижущая сила (термо-ЭДС) [В/К], зависящая только от температуры и материалов пары. В общей теории термоэлектричества вводится понятие абсолютной термо-ЭДС, характеризующей данный проводник, а определенная выше термо-ЭДС пары α получается как разность величин α' и α'' – абсолютных термо-ЭДС проводников A и B , так что $\alpha = \alpha'' - \alpha'$.

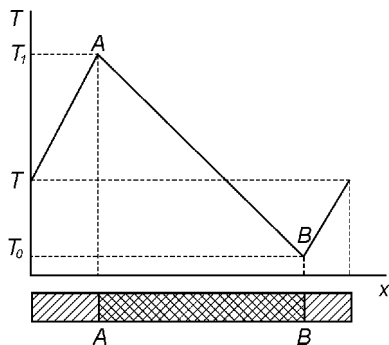


Рис. 6.1. Зависимость температуры проводника от расстояния

Явление Зеебека было обнаружено в электролитах, расплавах, кристаллах, т.е. почти во всех известных материалах. Исследования $\alpha(T)$ проводились при любых температурах, вплоть до абсолютного нуля.

Замыкание термоэлектрической цепи приводит к появлению тока, который сопровождается рядом тепловых эффектов. Если считать положительным тот проводник, к которому идет ток через "горячий" спай, а отрицательным – другой, то все проводники I рода могут быть расположены в ряд, аналогичный ряду Вольта и относящийся к определенной температуре. Место проводника в этом ряду может меняться с изменением температуры.

Изучению температурной зависимости дифференциальной термо-ЭДС, а также влияния на ее величину различных примесей посвящено большое количество работ как советских, так и зарубежных физиков. Общих закономерностей не найдено. Исключение составляют ряд металлов и некоторые типы полупроводников.

Эффект Пельтье. Этот эффект, обнаруженный в начале 30-х гг. позапрошлого столетия, получил свое правильное истолкование в работах Ленца, относящихся к 1838 г. Заключается он в следующем: при протекании тока I через контакт двух проводников в зависимости от направления тока в месте контакта каждую секунду выделяется или поглощается некоторое количество тепла Пельтье Q_{II} (см. рис. 6.2).

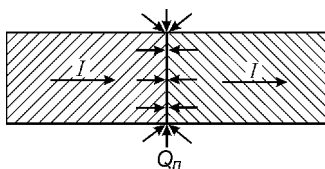


Рис. 6.2. Протекание электрического тока через контакт двух проводников с поглощением тепла

Трудами Беккереля и других исследователей было установлено, что Q_{II} [Дж] прямо пропорционально силе тока I [А]:

$$Q_{II} = \Pi \cdot I, \quad (6.2)$$

где Π – так называемый коэффициент Пельтье [В·с].

Было также показано, что если ток, текущий через спай, совпадает по направлению с термотоком, который возник бы от подогрева этого спаия, то тепло Пельтье поглощается, а при обратном направлении тока происходит выделение тепла. Так же как и эффект Зеебека, явление Пельтье наблюдалось при исследовании самых различных материалов, а коэффициент Пельтье оказался величиной, сложным образом зависящей от температуры.

Эффект Томсона. В отличие от предыдущих, этот эффект был сначала теоретически предсказан, а затем уже экспериментально обнаружен Томсоном в 1856 г. Наблюдается он при протекании тока через термически неоднородный проводник (см. рис. 6.3).

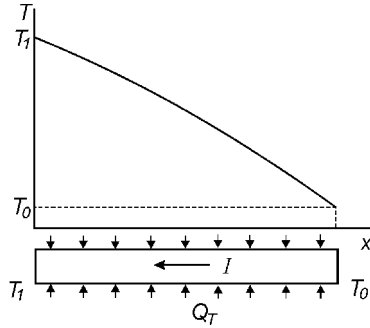


Рис. 6.3. Протекание электрического тока через термически неоднородный проводник

При этом в отрезке проводника с разностью температур его концов $T_1 - T_0$ ежесекундно поглощается количество тепла

$$Q_T = I \int_{T_0}^{T_1} \tau dT, \quad (6.3)$$

в том случае, если направление тока I противоположно направлению градиента температуры. Величина τ [В·с/К] носит название коэффициента Томсона. Она зависит от температуры и может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Эффект Томсона является так же общим свойством для всех проводников электричества, как и предыдущие два эффекта.

6.1.1. Общие положения термодинамических теорий термоэлектричества

При замыкании цепи одновременно имеют место все три рассмотренных выше эффекта (рис. 6.4). Кроме этого, через термопару проходит тепловой поток от нагревателя к холодильнику, а также выделяется тепло Джоуля. Эти последние два эффекта являются необратимыми, что делает невозможным строгий анализ термоэлектричества с позиций классической термодинамики. Вместе с тем, эти эффекты сопровождают каждый термоэлектрический процесс и по принципиальным положениям физики неустраняемы.

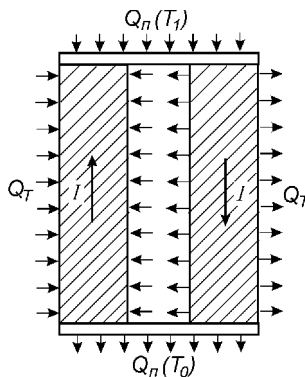


Рис. 6.4. Принципиальная схема термопары

Несмотря на это, первый теоретический анализ рассматриваемых явлений был выполнен на основе классической термодинамики. Предполагалось, что собственно термоэлектрический процесс, включающий три обратимых термоэффекта, протекает "независимо" от сопутствующих ему необратимых процессов теплопроводности и джоуль-эффекта.

Первую попытку создать теорию термоэлектричества на этой основе сделал Клаузиус. Однако он пришел к неверным результатам, так как ему не был известен эффект Томсона.

Этот недостаток был ликвидирован Томсоном [8], который сначала теоретически предсказал существование указанного эффекта, а затем обнаружил его в эксперименте.

Ход рассуждений Томсона становится очевидным, если рассматривать термопару как обычную тепловую машину, в которой рабочим агентом является некоторое количество электричества q [В] (разность потенциалов, создаваемая зарядами в ветвях термопары). Состояние этого агента циклически изменяется по мере прохождения различных участков замкнутой цепи (см. рис. 6.5).

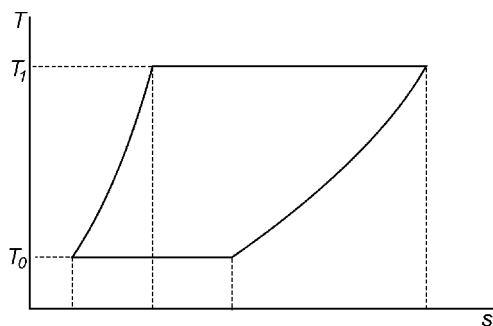


Рис. 6.5. Цикл термопары в Ts -диаграмме

При этом на контактах между ветвями термопары обратимым образом поглощается теплота Пельтье, а внутри проводников – тепло Томсона. Знак поглощаемого тепла зависит, конечно, от направления тока. Если температуры спаев различны, то алгебраическая сумма теплот отлична от нуля и, в соответствии с первым законом термодинамики, равна работе, которую совершает термоэлектродвижущая сила при протекании в цепи данного количества электричества q :

$$Eq = \Pi(T_1)q - \Pi(T_0)q + q \int_{T_0}^{T_1} (\tau'' - \tau') dT. \quad (6.4)$$

Прирост энтропии носителей тока на любом участке процесса легко рассчитывается согласно второму началу термодинамики. В замкнутом цикле этот прирост, очевидно, равен нулю, так что

$$\oint ds = \frac{\Pi(T_1)q}{T_1} - \frac{\Pi(T_0)q}{T_0} + q \int_{T_0}^{T_1} \frac{\tau'' - \tau'}{T} dT = 0. \quad (6.5)$$

Формулы (6.4) и (6.5) выражают содержание первого и второго начал термодинамики в применении к термоэлектрическому процессу. Они соответствуют диаграмме, изображенной на рис. 6.5, с учетом того, что горизонтальные участки цикла соответствуют протеканию данного количества электричества q через контакты проводников пары, а боковые ветви описывают изменение его состояния по мере продвижения от одного контакта к другому.

Формулы (6.4) и (6.5) тем точнее описывают реальный процесс, чем меньше интервал температур $(T_1 \div T_0)$. В предельном случае $(T_1 - T_0 = dT)$ вместо (6.4) и (6.5) находим

$$dE = d\Pi + (\tau'' - \tau') dT \quad (6.6)$$

и

$$d\left(\frac{\Pi}{T}\right) + \frac{\tau'' - \tau'}{T} dT = 0. \quad (6.7)$$

Из формул (6.6) и (6.1) следует первое термоэлектрическое соотношение:

$$\tau'' - \tau' = \alpha - \frac{d\Pi}{dT}. \quad (6.8)$$

Подставляя его в (6.7), находим также и второе:

$$\Pi = \alpha \cdot T. \quad (6.9)$$

Наконец, из этих двух соотношений следует еще одно важное равенство:

$$\tau'' - \tau' = -T \frac{d\alpha}{dT}. \quad (6.10)$$

Как видно из этих формул, все термоэлектрические характеристики: $\alpha(T)$, $\Pi(T)$ и $(\tau'' - \tau')$ – выражаются друг через друга с помощью простых соотношений. Поэтому для экспериментального определения этих величин достаточно измерить хотя бы одну из них. Для этой цели наиболее удобна дифференциальная термо-ЭДС $\alpha(T)$ благодаря относительной простоте определения ее температурной зависимости.

Соотношения (6.9) и (6.10) подвергались многократной экспериментальной проверке и получили хорошее подтверждение. Тем не менее, Больцман подверг острой критике теорию Томсона, он указал на то, что джоулевым теплом можно пренебречь при малых токах ввиду его квадратичной зависимости от I , но нельзя не считаться с необратимостью теплопередачи. Этот эффект, как и эффект Томсона, пропорционален градиенту температуры и не может считаться

пренебрежимо малым. Поэтому в дальнейшем делались попытки обосновать термоэлектрические соотношения с других позиций, с привлечением дополнительных допущений (теория Будде [8]).

Первое обобщение термодинамической теории с учетом необратимых процессов было выполнено Толменом [9]. Развиваемый им аппарат термодинамики позволяет анализировать стационарные и циклические процессы, включая в рассмотрение и те необратимые эффекты, которые их сопровождают. При этом предполагается, что взаимодействие эффектов, если оно существует, не влияет на прирост энтропии, который обусловлен каждым из них в отдельности. Применяя обобщенные законы термодинамики к термоэлектрическим явлениям, Толмен доказал справедливость соотношений (6.8) и (6.9).

Вполне последовательная теория термоэлектричества была развита с помощью принципа симметрии кинетических коэффициентов Онзагера [10]. Использование этого принципа позволяет распространить термодинамический анализ на многочисленные необратимые стационарные процессы и получить с его помощью целый ряд важных соотношений. Подробное изложение и обоснование этой новой области термодинамики можно найти в монографиях Денбига, Де Гроота и Самойловича [11-13].

Теория термоэлектричества в этой последней форме допускает обобщение и распространение ее на анизотропные тела [14], а справедливость соотношений Томсона доказывается в самом общем случае.

6.1.2. Кинетика термоэлектрических явлений и статистические теории

Успех термодинамической теории позволил установить связь в виде двух соотношений Томсона между всеми термоэлектрическими эффектами. Однако ряд задач принципиально не мог быть решен в рамках термодинамики. В частности, оставалась невыясненной физическая (кинетическая) природа этих эффектов, а также зависимость α от температуры и материала проводника.

Первый шаг в направлении решения этих вопросов был сделан Зоммерфельдом [15], создавшим электронную теорию металлов на основе статистики Ферми-Дирака и простой модели свободного электронного газа в проводнике.

Согласно этой теории электроны могут в определенной степени свободно перемещаться в проводнике и столь же свободно переходить из одного металла в другой. При отсутствии тока и при равномерном распределении температур такое движение не изменяет полной энергии электрона. Это означает, что равновесие электронов на границе двух проводников реализуется при такой контактной разности потенциалов, когда увеличение кинетической энергии электрона при переходе через контакт в точности равно уменьшению его потенциальной энергии в структуре проводника, и наоборот. Естественно, что никакие тепловые эффекты при этом не возникают. Распределение электронов по скоростям подчиняется в этих условиях равновесной статистике, так что движение во всех направлениях равновероятно.

Под действием внешнего поля равновесное распределение электронов искажается и в проводнике возникает направленная

диффузия электронов – электрический ток. Средняя кинетическая энергия электронов в этом случае несколько отклоняется от ее равновесного значения (по-разному в разных проводниках). Таким образом, в присутствии тока полная энергия электронов справа и слева от контакта двух разных проводников оказывается различной. Этот избыток (или недостаток) энергии выделяется (или поглощается) в непосредственной близости от контакта и проявляет себя как тепло Пельтье. Очевидно, что его абсолютная величина прямо пропорциональна числу электронов, пересекающих границу двух проводников, как этого и требует формула (6.2).

Неравновесное изменение функции распределения возникает также и под действием градиента температуры. Различие температур в соседних точках проводника обуславливает диффузию электронов из более нагретых мест в менее нагретые. В результате плотность электронов в холодных участках цепи возрастает, а в горячих – уменьшается. Такое перераспределение заряда препятствует дальнейшей диффузии и при определенной разности потенциалов приостанавливает ее совсем. Существенно, что величина этой диффузионной разности потенциалов (абсолютной термо-ЭДС) различна в разных проводниках. Это различие и приводит к возникновению отличной от нуля термо-ЭДС при соединении проводников в термопару.

Последний из термоэлектрических эффектов – поглощение тепла Томсона в объеме неоднородно нагретого проводника – с точки зрения электронной теории является аддитивной суперпозицией двух эффектов.

Часть этого тепла представляет собой своего рода внутренний эффект Пельтье, обусловленный различной неравновесностью

электронной функции распределения для электронов в соседних точках проводника, температуры в которых отличаются. Другая же часть поглощается и расходуется током на работу против диффузионной разности потенциалов. Этот эффект, так же как и предыдущий, обратим, и поэтому знак тепла Томсона изменяется при изменении направления тока.

Теория Зоммерфельда, наряду с объяснением кинетики термоэлектрических явлений, позволила подтвердить статистическим выводом соотношения Томсона, правильно предсказала порядок величины термоэлектрических коэффициентов и общий характер зависимости этих коэффициентов от температуры. Недостатком теории была простота используемой модели. Эта модель обеспечивала справедливость результатов теории только в области сильно вырожденного электронного газа. Поэтому дальнейшее развитие теории пошло по пути совершенствования модели и анализа ее с помощью методов квантовой механики. Это позволило впоследствии распространить статистическую схему расчета Зоммерфельда на значительно более широкий класс материалов, включая и полупроводники. При этом оказалось, что термоэлектрические эффекты в полупроводниках значительно больше по порядку величины, чем в металлах. Это связано с тем, что электронный газ в полупроводниках весьма далек от вырождения и, по существу, подчиняется классической статистике Больцмана. Неравновесные изменения функции распределения в этом случае оказываются гораздо более ощутимыми, чем в вырожденном газе, и это сказывается на величине термоэлектрических эффектов [16].

Строго говоря, модель свободных электронов в полупроводниках имеет весьма ограниченную применимость. Для

определения концентрации носителей тока, их эффективной массы и функции распределения необходимо привлечение более точных представлений зонной теории. В каждом конкретном случае такая задача существенно связана со спецификой полупроводникового материала. Более того, в полупроводниках может изменяться и сам характер проводимости, т.е. знак носителей тока, поскольку дырочная электропроводность ассоциируется с представлением о частицах, несущих положительный заряд. Это приводит, в частности, к инверсии знака диффузионной разности потенциалов и делает выгодным соединение в термопаре двух полупроводников с различной проводимостью: электронной и дырочной. Таким образом, в полупроводниковых термобатареях достигается еще большее увеличение термо-ЭДС.

Величина неравновесных изменений функции распределения (а, следовательно, и величина термоэлектрических эффектов) зависит от относительной величины факторов (температура и градиент температурного поля), вызывающих отклонение от равновесия, и механизма, способствующего его восстановлению. Последний обусловлен взаимодействием носителей тока с колебаниями решетки кристалла, по которому они движутся.

Со времен Зоммерфельда обычно считают, что статистика этих колебаний не отличается от равновесной и, исходя из этого, оценивают величину неравновесной поправки к электронной функции распределения. Общая схема такого расчета изложена в монографии Гуревича [17]. Им же было показано, что в более точном варианте теории приходится принимать во внимание и неравновесность фононной функции распределения, созданную градиентом

температуры, так как влияние этого фактора ("эффект увлечения") в ряде случаев оказывается сравнимым с основным эффектом.

Состояние теории, а также перспективы ее дальнейшего развития подробно освещаются в обзоре Самойловича и Коренблита [18]. Систематическое и доступное изложение вопросов, связанных с историей термоэлектричества, а также состоянием эксперимента и теории, содержится в трудах академика А.Ф. Иоффе [19-21], с именем которого связаны многочисленные исследования этой области физики.

6.2. Практическое применение термоэлектричества

Металлические термопары издавна нашли себе широкое применение в термометрии и в настоящее время, как теория, так и методика их использования разработаны достаточно полно.

Не новой является также и идея применения термобатарей с целью непосредственного превращения тепловой энергии в электрическую и электрической – в тепловую без помощи машин и механизмов. Однако реальные возможности для воплощения этой идеи в жизнь появились относительно недавно – в 50-х гг. прошлого века.

Толчком для развития этой области энергетики послужил переход от металлических термопар к полупроводниковым. Резкое увеличение термоэлектрических эффектов, наряду с уменьшением теплопроводности, оказало решающее влияние на эффективность процесса, увеличив ее на несколько порядков.

Правда, и после этого термоэлектрические холодильники и генераторы постоянного тока не стали опасными конкурентами мощных тепловых насосов и теплоцентралей, но зато оказались незаменимыми в тех случаях, когда основными техническими требованиями являются малогабаритность, портативность и простота

конструкции. Заслуженное признание получили всевозможные микрохолодильники, используемые в радиотехнике, медицине, приборостроении и т.п. Широкую известность приобрели также портативные генераторы, утилизирующие "тепловые отходы". К сожалению, эта богатая возможностями идея не получила еще должного развития, хотя очевидно, что точно так же может быть использовано для превращения в электроэнергию любое бросовое тепло и в любых количествах.

Относительно мало используются в настоящее время и возможности термоэлектрического подогрева. Между тем очевидно, что применение термобатарей отопления в тех случаях, когда температурный перепад невелик, могло бы дать значительную экономию по сравнению с обычным электрическим подогревом, использующим тепло Джоуля. Такие батареи могли бы найти себе широкое применение в биологии, медицине, сельском хозяйстве и других областях.

Особое внимание привлекает к себе возможность прямого преобразования тепловой мощности ядерных реакторов в электроэнергию. Отсутствие каких-либо механизмов, нуждающихся в смене или ремонте, а также отходов, способных вызвать радиоактивное заражение местности, оказывается в этом случае важным достоинством термоэлектрических генераторов.

Следует отметить, что серьезным конкурентом термобатарей в этой области является термоионный преобразователь энергии. Этот вид генератора привлек к себе внимание многочисленных исследователей [22] и его изучение может дать практически интересные результаты [23]. В литературе термоионный преобразователь часто называют плазменной термопарой, хотя в

области низких давлений, представляющей наибольший экономический интерес, процесс, происходящий в термоионном преобразователе, имеет весьма мало общего с термоэлектрическим и скорее может быть отождествлен с работой обычного диода. Первое широкое обсуждение сравнительных достоинств термоионных и термоэлектрических батарей имело место на конференции по непосредственному превращению ядерной энергии в Питсбурге [24] (1960 г.). Рассмотрим некоторые специфические преимущества и недостатки термоионного преобразователя.

Электродвижущая сила термоионного генератора, в отличие от термо-ЭДС, обязана своим происхождением контактной разности потенциалов, которая может быть весьма значительной даже на границе двух металлов. Кроме того, в термоионном преобразователе удастся избежать значительной части тепловых потерь, связанных с эффектом Джоуля и теплопроводностью, так как положительная ветвь такой "термопары" заменена плазмой, в которой электрическое соединение (контакт) обеспечивается эмиссионными электронами. Благодаря этим преимуществам, КПД плазменной термопары оказывается в $(2 \div 3)$ раза больше, чем термоэлектрической, и может по теоретическим оценкам достигать $(20 \div 30)$ %. Однако для этого необходимы высокие температуры $(1200 \div 2500)$ °С, которые достижимы лишь в специальных ядерных реакторах.

При меньших температурах (до 500 °С) более выгодны, по-видимому, термоэлектрические батареи [24, 25]. Возможно также, что в некоторых случаях наиболее целесообразным вариантом окажется одновременное использование и тех, и других, что позволит добиться максимальной эффективности процесса в любой температурной области. Кроме того, следует иметь в виду, что с точки зрения веса и

габаритов установки термоэлектрические батареи имеют некоторое преимущество, а это может оказаться решающим фактором в оценке сравнительных достоинств преобразователей ядерной энергии при использовании их на космических кораблях [26]. Наконец, не следует упускать из виду и то обстоятельство, что использование термобатарей с КПД выше 10 % способствует решению проблем использования ядерной энергии и может привести к пересмотру ряда концепций в малой энергетике.

Таким образом, перспективность использования термобатарей в качестве генераторов постоянного тока не вызывает сейчас никаких сомнений. В связи с этим особый интерес представляет решение двух задач:

1. Исследование экономических характеристик термобатарей, изготовленных из данных материалов, и определение условий наиболее рационального их использования.
2. Отыскание эффективных методов подбора материалов с хорошими термоэлектрическими свойствами, а также способов повышения их качества.

Приближенное решение первой задачи, выполненное Альтенкирхом в 1911 г., справедливое для металлических проводников, показало невозможность использования последних в технических целях. Именно поэтому поиски экономически приемлемых материалов были начаты лишь в связи с развитием техники полупроводников. Решение второй задачи, выполненное Иоффе [20], позволило придать этим поискам целенаправленный характер. Поскольку в настоящее время есть все основания полагать, что широкое использование термоэлектрических устройств в технике

и быту перспективно, строгое решение первой задачи в применении к полупроводниковым материалам снова становится весьма актуальным.

Далее будут получены более или менее точные решения этой задачи, а полученные результаты будут выражены в форме, удобной для непосредственного практического использования. Следует указать, что полное решение указанной задачи включает в себя также и теплотехнический расчет, деталей которого мы касаться не будем, так как он ничем не отличается от обычных теплотехнических расчетов поверхностей охлаждения, их оребрения, веса и пр. Поэтому в дальнейшем мы будем предполагать обеспеченным отвод тепла в необходимых количествах, а в соответствующем месте укажем на связь приводимого расчета с реальными возможностями теплоотвода и теплообмена. Мы оставляем в стороне также и вопросы, связанные с вредным действием скачков температуры на контактах и в местах съема тепла. Эти вопросы тесно связаны со спецификой конкретных термоэлектрических установок.

Таким образом, последующий материал касается собственно термоэлектрической части устройств, т.е. самой термобатареи, и связан с расчетом ее наилучшей конструкции, различных режимов работы и экономических показателей.

Такого рода расчеты осложняются тем обстоятельством, что всякий термоэлектрический процесс, как уже указывалось ранее, сопровождается необратимыми процессами теплопроводности и выделения джоулева тепла. Эти процессы значительно понижают экономичность термоэлектрических устройств. Чтобы учесть их влияние, приходится решать сложную вспомогательную задачу, связанную с исследованием теплового потока, протекающего через проводник, в котором идет ток.

Учитывая, что в настоящее время основным фактором, ограничивающим применимость термобатарей в качестве источников питания, является низкий КПД, мы построили приведенные расчетные методики таким образом, чтобы обеспечить наиболее высокую эффективность процесса, совместимую с разумной массой и габаритами батарей. Эти расчетные методики, кроме того, существенно опираются на предварительный теплотехнический расчет, так как гарантией реализации выбранного режима работы является правильный отвод тепла с поверхностей теплосъема. Корректное и целесообразное решение этой теплотехнической задачи обеспечивает не только надежность работы термобатарей, но и максимально полное и эффективное использование всех их возможностей.

ГЛАВА 7. ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ

7.1. Термобатареи постоянного тока

Общая характеристика. Простейшим термоэлектрическим генератором является стационарно работающая термопара, замкнутая на внешнее сопротивление R_e (см. рис. 7.1). Процесс работы такой термопары обратен рассмотренному выше процессу получения тепла и холода и заключается в следующем: горячий спай термопары имеет заданную температуру T_1 , а холодный – T_0 ; ветви термопары считаются адиабатически изолированными, а теплообмен происходит только на спаях, причем на горячем спае каждую секунду поглощается тепло Q_1 , а на холодном – выделяется Q_0 ($Q_1 > Q_0$). В этих условиях в цепи действует термоэлектродвижущая сила $E = \bar{\alpha}\Delta T$, которая поддерживает в ней ток I .

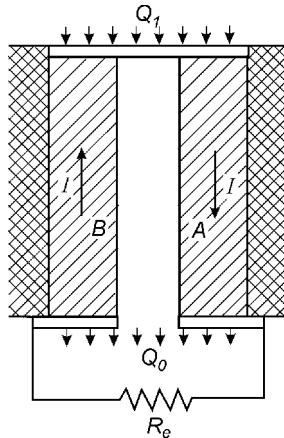


Рис. 7.1. Принципиальная схема термопары с внешним сопротивлением

Согласно закону сохранения энергии

$$Q_1 - Q_0 = N, \quad (7.1)$$

где N – мощность электрического тока, расходуемая на внешнем сопротивлении:

$$N = I^2 R_e = I \bar{\alpha} \Delta T - I^2 R, \quad (7.2)$$

где R – омическое сопротивление термопары, Ом.

Коэффициент полезного действия установки определяется выражением

$$\eta = \frac{N}{Q_1} = \frac{I \bar{\alpha} \Delta T - I^2 R}{Q_1}. \quad (7.3)$$

Общее выражение для Q_1 имеет вид:

$$Q_1 = \Pi(T_1) I - \lambda'_0 S' \left. \frac{dT}{dx} \right|_0^A - \lambda''_0 S'' \left. \frac{dT}{dx} \right|_0^B, \quad (7.4)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); S – поперечное сечение стержня, м²; Π – коэффициент Пельтье.

Для его конкретизации необходимо воспользоваться оценкой теплового потока в проводящем стержне. В первом приближении:

$$-\lambda_0 S \left. \frac{dT}{dx} \right|_0 = \bar{\lambda} \frac{S}{l} \Delta T - I^2 \frac{l}{S} \frac{\int_{T_0}^{T_1} r \lambda \int_{T_0}^T \lambda dT dT}{\left(\int_{T_0}^{T_1} \lambda dT \right)^2} \mp I \frac{\int_{T_0}^{T_1} \tau \int_{T_0}^T \lambda dT dT}{\int_{T_0}^{T_1} \lambda dT}, \quad (7.5)$$

где τ – коэффициент Томсона, l – длина стержня A или B , м; r – удельное сопротивление, Ом·м.

В этом равенстве учтены два возможных направления тока, причем “–” соответствует тому из них, которое имеет место в положительной ветви A , а “+” – в отрицательной B .

Для удобства дальнейших вычислений целесообразно заменить равенство (7.5) несколько менее точным, но зато значительно более простым выражением:

$$-\lambda_0 S \frac{dT}{dx} \Big|_0 = \bar{\lambda} \frac{S}{l} \Delta T - \frac{1}{2} I^2 \bar{r} \frac{l}{S} \mp I \bar{\tau} \Delta T. \quad (7.6)$$

Различие между (7.5) и (7.6) будет учтено с целью уточнения результатов и оценки их погрешности.

Из уравнения (7.4) с учетом (7.6) получим:

$$Q_1 = \Pi(T_1)I + \left(\frac{\bar{\lambda}'}{d'} + \frac{\bar{\lambda}''}{d''} \right) \Delta T - \frac{1}{2} I^2 R + \frac{1}{2} I (\bar{\tau}'' - \bar{\tau}') \Delta T, \quad (7.7)$$

где $R = \bar{r}'d' + \bar{r}''d''$, $d' = \frac{l}{S'}$, $d'' = \frac{l}{S''}$.

После того, как ввели величину

$$e^* = \alpha_1 + \frac{1}{2} (\bar{\tau}'' - \bar{\tau}') \frac{\Delta T}{T_1}, \quad (7.8)$$

легко убедиться в том, что из закона сохранения энергии для собственно термоэлектрического процесса:

$$\alpha_1 T_1 - \alpha_0 T_0 + (\tau'' - \tau') \Delta T = \bar{\alpha} \Delta T \quad (7.9)$$

вытекает следующее соотношение:

$$e^* - \bar{\alpha} = \frac{T_0}{T_1} (e - \bar{\alpha}). \quad (7.10)$$

Поэтому имеет место допущение:

$$e^* = \bar{\alpha}. \quad (7.11)$$

Предполагая справедливость (7.11) и используя (7.8), из (7.7) получим:

$$Q_1 = \bar{\alpha} T_1 I + \left(\frac{\bar{\lambda}'}{d'} + \frac{\bar{\lambda}''}{d''} \right) \Delta T - \frac{1}{2} I^2 R. \quad (7.12)$$

Исключая Q_1 из (7.1) и (7.12) и используя (7.2), находим:

$$Q_0 = \bar{\alpha} T_0 I + \left(\frac{\bar{\lambda}'}{d'} + \frac{\bar{\lambda}''}{d''} \right) \Delta T + \frac{1}{2} I^2 R. \quad (7.13)$$

Подставляя (7.12) в (7.3), имеем:

$$\eta = \frac{\bar{\alpha} \Delta T I - I^2 R}{\bar{\alpha} T_1 I + \left(\frac{\bar{\lambda}'}{d'} + \frac{\bar{\lambda}''}{d''} \right) \Delta T - \frac{1}{2} I^2 R}. \quad (7.14)$$

Формулы (7.2) и (7.14) дают общие выражения для N и η , справедливые при любом выборе d' , d'' и I . Особый интерес представляют те частные случаи, в которых достигается либо наибольший КПД (максимум η), либо максимум отдачи энергии во внешнюю цепь (максимум N). Остановимся на этих случаях подробнее.

Получение наибольшего коэффициента полезного действия. Исследуем функцию $\eta(d', d'', I)$ на максимум. Запишем условия экстремума в виде:

$$\frac{\partial \eta}{\partial d'} + L\bar{r}' = 0, \quad (7.15 \text{ а})$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial d''} + L\bar{r}'' = 0, \quad (7.15 \text{ б})$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial I} = 0, \quad (7.15 \text{ в})$$

где L – множитель Лагранжа.

Исключая L из (7.15 а) и (7.15 б) и выполняя дифференцирование с учетом (7.14), находим обычное условие экстремума. В результате имеем:

$$\eta = \frac{\bar{\alpha}\Delta T IR - (IR)^2}{\bar{\alpha}\Delta T IR + \beta^2 \Delta T - \frac{1}{2}(IR)^2}, \quad (7.16)$$

где $\beta = \sqrt{\bar{\lambda}'r'} + \sqrt{\bar{\lambda}''r''}$.

Эта формула определяет КПД термопары, факторы формы которой удовлетворяют факторному условию $\frac{d'}{d''} = \left(\frac{\bar{\lambda}'}{\bar{\lambda}''} \cdot \frac{r''}{r'}\right)^{\frac{1}{2}}$ при любом IR .

Выполнив дифференцирование (в 7.15 в), получим:

$$\eta_{\max} = \frac{\bar{\alpha}\Delta T - 2q}{\bar{\alpha}T_1 - q}, \quad (7.17)$$

где q – значение IR в точке экстремума, η_{\max} – максимальный коэффициент полезного действия.

Очевидно, что η_{\max} должно совпасть с η , найденным из формулы (7.16), если в ней вставить $IR = q$. Приравнивая при этом условия (7.16) и (7.17) и решая квадратное уравнение относительно q , находим:

$$IR = q = \frac{\bar{\alpha}\Delta T}{P+1}. \quad (7.18)$$

Здесь $P = \sqrt{1+a}$, где $a = \frac{\bar{\alpha}^2}{\sqrt{\bar{\lambda}'r'} + \sqrt{\bar{\lambda}''r''}} \cdot \frac{T_0 + T_1}{2}$.

Это равенство определяет экстремальную величину силы тока. Напряжение, подаваемое на внешнюю цепь, определяется общей формулой:

$$U = \bar{\alpha}\Delta T - IR. \quad (7.19)$$

Как следует из (7.18), в рассматриваемом режиме работы оно равно

$$U = \frac{\bar{\alpha}\Delta TP}{P+1}. \quad (7.20)$$

При выполнении факторного условия и (7.18) коэффициент полезного действия достигает своего максимального значения, величина которого находится из (7.17) с учетом (7.18):

$$\eta_{\max} = \frac{\Delta T}{T_1} \frac{P-1}{P+\frac{T_0}{T_1}}. \quad (7.21)$$

Мощность тока, расходуемая во внешней цепи, в этом режиме работы находится из формулы (7.2) после подстановки в нее экстремальной величины силы тока (7.18):

$$N_{\eta} = \frac{\bar{\alpha}^2}{R} \frac{\Delta TP}{(P+1)^2}. \quad (7.22)$$

Как видно из последних соотношений, коэффициент полезного действия термопары и ее мощность растут с увеличением рабочего интервала температур. При этом КПД термопары зависит лишь от отношения температур $t = \frac{T_1}{T_0}$ и качества пары P . Что же касается мощности, то она, подобно холодопроизводительности Q_0 и тепловой нагрузке Q_1 , зависит еще и от сопротивления пары R . Зависимость эта является обратно пропорциональной.

Из формул (7.12) и (7.13) с учетом факторного условия и (7.18) получаем:

$$Q_1 = \frac{1}{R} \frac{\bar{\alpha}^2 P}{(P+1)^2 (P-1)} (T_1 - T_0)(T_1 P + T_0). \quad (7.23)$$

$$Q_0 = \frac{1}{R} \frac{\bar{\alpha}^2 P}{(P+1)^2 (P-1)} (T_1 - T_0)(T_0 P + T_1). \quad (7.24)$$

Эти формулы определяют поток тепла, протекающий через горячий и холодный спаи элемента, при стационарной его работе в режиме максимума коэффициента полезного действия.

Получение наибольшей мощности. Из формулы (7.2) видно, что максимум $N(T)$ достигается при выполнении условия

$$IR = \frac{\bar{\alpha}\Delta T}{2}. \quad (7.25)$$

Эта формула определяет экстремальное значение силы тока.

Используя ее, из (7.19) находим величину напряжения, подаваемого на внешнюю цепь:

$$U = \frac{\bar{\alpha}\Delta T}{2}. \quad (7.26)$$

Условие (7.25) является достаточным для достижения максимальной мощности, величина которой находится из (7.2) с учетом (7.25):

$$N_{\max} = \frac{\bar{\alpha}^2 (\Delta T)^2}{R}. \quad (7.27)$$

Поскольку при фиксированном R мощность не зависит от связи между d' и d'' , целесообразно выбрать ее таким образом, чтобы КПД процесса имел, возможно, большее значение. Для этого, очевидно, необходимо, чтобы d' и d'' удовлетворяли факторному условию. При выполнении этого условия КПД термопары имеет величину, определяемую формулой (7.16). Подставляя в нее (7.25), получим

$$\eta_N = \frac{\Delta T}{T_1} \frac{1}{1 + \frac{T_1 + T_0}{T_1} \frac{4 + a}{2a}}. \quad (7.28)$$

Такой коэффициент полезного действия имеет термопара, построенная с соблюдением факторного условия и работающая в режиме максимальной отдачи мощности.

В рассмотренном случае КПД и мощность возрастают с увеличением интервала температур. При этом η_N зависит только от $\frac{T_1}{T_0}$, а мощность тока обратно пропорциональна сопротивлению термопары.

Величина теплового потока на спаях термоэлемента находится из формулы (7.12) и (7.13) после преобразования их с учетом факторного условия и (7.25):

$$Q_1 = \frac{1}{R} \frac{\bar{\alpha}^2}{2a} (T_1 - T_0) [T_1 (1 + 0.75a) + T_0 (1 + 0.25a)],$$

$$Q_0 = \frac{1}{R^2} \frac{\bar{\alpha}^2}{2a} (T_1 - T_0) [T_0 (1 + 0.75a) + T_1 (1 + 0.25a)]. \quad (7.30)$$

7.2. Расчет термобатарей, работающих в режиме максимального КПД

Рассмотрим теперь термобатарею, состоящую из m элементов. Факторы формы составляющих батарею термопар должны удовлетворять факторному условию. Из (7.22) получается:

$$N_\eta = G_\eta \frac{S}{l} T_0 \frac{(t-1)^2}{t+1}, \quad (7.31)$$

где $t = T_m/T_0$, $S = m \cdot s$, l – длина термопары, $S = S' + S''$ – ее полное поперечное сечение,

$$G_{\eta} = \frac{2P(P-1)}{P+1} \frac{\sqrt{\lambda' r'} + \sqrt{\lambda'' r''}}{\sqrt{\lambda' r''} + \sqrt{\lambda'' r'}} \sqrt{\lambda' \lambda''}. \quad (7.32)$$

С учетом того, что общая площадь батареи $S = m \cdot s$, а ее масса $M = \bar{\rho} \cdot l \cdot S$, находим из (7.31):

$$N_{\eta} = \frac{G_{\eta}}{\bar{\rho}} \frac{M}{l^2} T_0 \frac{(t-1)^2}{(t+1)}, \quad (7.33)$$

где $\bar{\rho}$ – эффективный удельный вес проводников пары, кг/м³.

Эта формула связывает между собой массу батареи, мощность, отдаваемую ею во внешнюю цепь и длину элементов l . Из нее следует, что всякое удлинение элементов, вызванное потребностями тепловода, неизбежно связано с квадратичным увеличением массы (при заданной мощности) или соответствующим уменьшением мощности (при заданной массе).

Как и раньше, выбор l лимитируется предельно достижимыми плотностями потока тепла на горячих и холодных спаях, которые в рассматриваемом случае имеют вид:

$$q_1 = \frac{G_{\eta}}{l} T_0 \frac{t-1}{t+1} \frac{tP+1}{P-1}, \quad (7.34)$$

$$q_0 = \frac{G_{\eta}}{l} T_0 \frac{t-1}{t+1} \frac{P+t}{P-1}. \quad (7.35)$$

Поделив формулу (7.34) на (7.35), получаем:

$$\frac{q_1}{q_0} = \frac{tP+1}{P+t} = \frac{1}{\bar{L}} \frac{T_1 - T_e}{T_i - T_0}, \quad (7.36)$$

где $\bar{L} = L_0/L_1$.

Методика расчета. Пусть, например, требуется рассчитать термогенератор, который получает тепло от нагревателя с

температурой T_c и отдает тепло окружающей среде (например, воздуху) при температуре T_i . Мощность генератора N_η и напряжение, которое должно подаваться на внешнюю цепь, считаются заданными, так как термоэлектрический генератор целесообразно рассчитывать для конкретной внешней цепи. Теплотехнический расчет заключается в том, чтобы с помощью наилучшей системы теплообмена и предельно развитой поверхности спаев добиться минимальной плотности теплового потока, поступающего на горячие спаи батареи. Таким образом, теплотехнический расчет дает величины q_1 , T_1 и \bar{L} , а решением квадратного уравнения (7.36) определяется величина T_0 . После этого из (7.34) легко находится l . Необходимо контролировать, чтобы масса батареи не превышала разумных границ. Этот контроль легко осуществляется с помощью (7.33). Коэффициент полезного действия батареи находится из формулы (7.21).

При разбивке батареи на элементы следует учесть, что число последовательно соединенных элементов m_p в термогенераторе однозначно определено заданной величиной внешнего напряжения U , так как каждый элемент должен создавать разность потенциалов, равную (7.20). Поэтому:

$$m_p = \frac{U(P+1)}{\bar{\alpha}\Delta TP}. \quad (7.37)$$

Некоторая свобода остается лишь в выборе числа таких параллельно соединенных цепей n . Очевидно, что

$$s = \frac{S}{nm_p}. \quad (2.38)$$

То есть чем больше таких цепей, тем меньше сечение отдельного элемента, и наоборот. Поэтому выбор S или n должен

диктоваться соображениями удобства при механическом и электрическом соединении элементов. Сечения ветвей определяются через s по следующим соотношениям:

$$S' = S \frac{\sqrt{\lambda'' r'}}{\sqrt{\lambda' r''} + \sqrt{\lambda'' r'}}; \quad S'' = S \frac{\sqrt{\lambda' r''}}{\sqrt{\lambda' r''} + \sqrt{\lambda'' r'}}. \quad (7.39)$$

Сила тока, протекающего по ним, равна

$$I = \frac{N}{nU}. \quad (7.40)$$

Следует отметить, что термогенератор, как и батарея охлаждения, весьма чувствителен к изменению режима работы. Если в цепи происходят колебания силы тока или изменяется интенсивность теплоотвода, то все параметры схемы, и в первую очередь КПД и развиваемая мощность, могут резко отклоняться от расчетной величины.

Поэтому, если батарея рассчитывается на внешнюю цепь с переменным сопротивлением или работает в нестабильных температурных условиях, то ее конструкция должна предусматривать возможность включения по частям ее параллельных цепей, а также возможность использования их в нескольких стандартных режимах.

Расчет термобатареи, работающей в режиме максимальной мощности. Рассчитаем теперь термобатарею таким образом, чтобы мощность, развиваемая ею, была максимальна. По аналогии с (7.31) можно получить:

$$N_{\max} = G_N \frac{ms}{l} T_0 \frac{(t-1)^2}{t+1}, \quad (7.41)$$

где

$$G_N = \frac{a}{2} \frac{\sqrt{\lambda' r'} + \sqrt{\lambda'' r''}}{\sqrt{\lambda' r''} + \sqrt{\lambda'' r'}} \sqrt{\lambda' \lambda''}. \quad (7.42)$$

Преобразуя (7.41) находим:

$$N_{\max} = \frac{G_N}{\rho} \frac{M}{l^2} T_0 \frac{(t-1)^2}{t+1}. \quad (7.43)$$

Эта формула отличается от (7.33) только иным значением входящей в нее константы.

Плотность потока тепла на спаях находится из формул (7.29) и (7.30):

$$q_1 = \frac{2G_N}{al} T_0 \frac{t-1}{t+1} [t(1+0.75a) + (1+0.25a)], \quad (7.44)$$

$$q_0 = \frac{2G_N}{al} T_0 \frac{t-1}{t+1} [(1+0.75a) + t(1+0.25a)]. \quad (7.45)$$

Поделив (7.44) на (7.45), получаем

$$\frac{q_1}{q_0} = \frac{t(1+0.75a) + (1+0.25a)}{(1+0.75a) + t(1+0.25a)} = \frac{1}{L} \frac{T_1 - T_e}{T_i - T_0}. \quad (7.46)$$

Методика расчета. Принципиальная схема расчета термобатареи, работающей в режиме максимума мощности, та же, что и в режиме максимального КПД. Разница заключается только в том, что вместо формул (7.36), (7.34), (7.21), относящихся к режиму максимума η , необходимо использовать соответствующие формулы (7.46), (7.44), (7.28), относящиеся к режиму максимума N . Число последовательно соединенных элементов должно в этом случае определяться по формуле:

$$m_p = 2 \frac{U}{\bar{\alpha} \Delta T}, \quad (7.47)$$

которая заменяет собой формулу (7.37).

Характеристика экстремальных режимов. Чтобы произвести сравнительную оценку экстремальных режимов, полезно рассмотреть следующую задачу. Пусть два генератора работают в одном и том же температурном интервале (T_0, T_1), питая током одинаковую внешнюю цепь. Напряжение, подаваемое на эту цепь, а также мощность, расходуемая в ней, должны при этом считаться заданными. Пусть один из этих генераторов работает в режиме максимального КПД, а другой – в режиме максимальной мощности. Полученные выше результаты дают возможность сравнить эти два генератора с точки зрения их экономичности, а также удобства использования и изготовления.

Прежде всего, очевидно, что второй генератор будет давать меньший коэффициент полезного действия, чем первый. Поделив (7.28) на (7.21), получим

$$\frac{\eta_N}{\eta_{\max}} = \frac{\sqrt{1+a}+1}{2\xi}, \quad (7.48)$$

где

$$\xi = \frac{t(1+0.75a)+(1+0.25a)}{t\sqrt{1+a}+1}. \quad (7.49)$$

Величина ξ чрезвычайно слабо зависит от температуры: при изменении t от 1 до ∞ она даже при $a = 1$ изменяется не более чем на 0.5 %. Это дает основание считать ее константой, зависящей только от a : при $a = 0.6$ $\xi = 1.147$; при $a = 1$ $\xi = 1.24$.

Проведем сравнительную оценку различных параметров рассматриваемых термобатарей. В приводимых ниже формулах индексом η отмечены величины, относящиеся к батарее, работающей

в режиме максимального КПД, а величины, относящиеся к батарее, развивающей максимальную мощность, отмечены индексом N .

Для общей площади спаев нетрудно получить формулу:

$$\frac{S_N}{S_\eta} = \frac{2}{P+1} \xi. \quad (7.50)$$

Из сравнения формул (7.34) и (7.44) находим:

$$\frac{l_N}{l_\eta} = \frac{P+1}{2P} \xi. \quad (7.51)$$

Перемножив (7.50) и (7.51), имеем:

$$\frac{M_N}{M_\eta} = \frac{\xi^2}{P}. \quad (7.52)$$

Поделив (7.47) на (7.37), получаем для числа последовательно соединенных элементов:

$$\frac{m_N}{m_\eta} = \frac{2P}{P+1}. \quad (7.53)$$

Формулы (7.48) – (7.53) позволяют сравнить все величины, характеризующие оба генератора. Результаты соответствующего расчета сведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

a	η_N/η_{\max}	S_N/S_η	l_N/l_η	M_N/M_η	m_N/m_η
0.6	0.987	1.013	1.027	1.040	1.117
1.0	0.974	1.027	1.058	1.087	1.171

Из этой таблицы следует, что использование генератора, работающего в режиме максимальной мощности, во всех отношениях невыгодно. Действительно, применение этого режима работы

приводит к увеличению габаритов термобатареи и ее массы. Это влечет за собой излишний расход материалов и увеличивает стоимость установки. Резко увеличивается также количество составляющих батарею элементов, что усложняет ее конструкцию и изготовление. Наконец, коэффициент полезного действия установки также оказывается несколько заниженным. Таким образом, мы приходим к выводу, что использование режима максимальной мощности при решении поставленной выше задачи невыгодно. Следовательно, батарея, рассчитываемая на конкретную внешнюю цепь, должна работать в режиме максимального КПД.

Возможна и иная постановка задачи. Допустим, что у нас имеется готовая термобатарея. Ее можно использовать как в одном, так и в другом режиме работы. Чтобы оценить величину выигрыша в мощности при переходе от режима максимального КПД к режиму максимальной отдачи энергии необходимо поделить (7.27) на (7.22)

$$\frac{N_{\max}}{N_{\eta}} = \frac{(P+1)^2}{4P}. \quad (7.54)$$

Получим, что при $a = 0.6$, $\frac{N_{\max}}{N_{\eta}} = 1.014$, а при

$$a = 1.0, \quad \frac{N_{\max}}{N_{\eta}} = 1.031.$$

Таким образом, переход к режиму максимальной отдачи электроэнергии позволяет увеличить мощность генератора на (1.5 ÷ 3.0)% при соответствующем уменьшении КПД на (1.5 ÷ 2.5)%. Это увеличение мощности настолько мало, что практическая целесообразность такого перехода отсутствует.

Из всего сказанного следует, что наибольшее практическое значение имеет режим максимального КПД. Его экономические характеристики резко зависят от величины температурного интервала. Общий вид зависимостей $\eta_{\max}(t)$ и $N_{\eta}(t)$ показаны на рис. 7.2. Из этих зависимостей следует, что увеличение рабочего интервала температур приводит к резкому возрастанию экономичности термогенератора и развиваемой им мощности. Однако возможности увеличения ΔT не беспредельны, так как температура горячего спая должна быть меньше температуры плавления материалов, из которых изготовлены термопары. На практике же предельное значение T_1 оказывается еще более низким, так как с приближением к точке плавления значительную роль начинают играть процессы диффузии на горячем спае, заметно снижающие экономичность процесса.

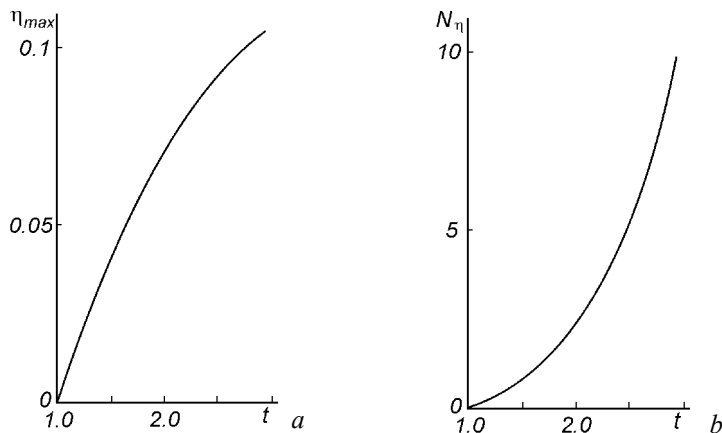


Рис. 7.2. Зависимость максимального КПД (а) и мощности (б) от величины температурного интервала термогенератора

7.3. О предельной экономичности термоэлектрических батарей

Рассмотрим каскадную термобатарею с точки зрения получения наибольшего коэффициента полезного действия [26]. Используя тот же метод исследования, что и раньше, легко показать, что каждая термопара батареи должна работать в режиме максимального КПД. Коэффициент полезного действия всей батареи η связан с соответствующими коэффициентами отдельных каскадов соотношением:

$$1 - \eta = \prod_{i=1}^n (1 - \eta_i), \quad (7.55)$$

где n – число каскадов.

Выбор экстремальной последовательности температур T_i определяется условиями минимума $1 - \eta$, которые с учетом (7.21) могут быть представлены в виде:

$$\frac{\partial(1 - \eta)}{\partial T_i} = \frac{P(P^2 - 1)(T_{i+1} - T_{i-1}) \prod_{j=1}^{i-1} (1 - \eta_j) \prod_{j=i+1}^n (1 - \eta_j)}{(T_i P + T_{i-1})^2 (T_{i+1} P + T_i)^2} (T_i^2 - T_{i-1} T_{i+1}) = 0. \quad (7.56)$$

Отсюда следует, что:

$$T_i = \sqrt{T_{i-1} T_{i+1}}, \quad i = 1, 2, \dots, n - 1. \quad (7.57)$$

Используя равенство $\frac{T_{i+1}}{T_i} = t^n$ и (7.21), получим из (7.55)

$$\eta = 1 - \left(\frac{\frac{1}{t^n} + P}{\frac{1}{t^n} P + 1} \right)^n. \quad (7.58)$$

Этой формулой определяется наибольший коэффициент полезного действия батареи, состоящей из n каскадов. С увеличением

n КПД возрастает, стремясь к некоторому пределу η_∞ . η_∞ является величиной, характерной для термоэлектрического способа получения электроэнергии вообще. Использование различных конструкций батарей позволяет лишь в той или иной мере приблизить их КПД к этому пределу, но не превзойти его. Поэтому для оценки эффективности любых конструкций термобатарей необходимо прежде всего оценить, получается ли значительный выигрыш в КПД даже в самом лучшем случае – при достижении этого предела.

Для определения η_∞ положим в (7.58) $n = \frac{1}{x}$,

прологарифмируем и перейдем к пределу. Тогда получим

$$\ln(1 - \eta_\infty) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{x} \frac{t^x + P}{t^x P + 1}. \quad (7.59)$$

Раскрывая неопределенность по правилу Лопиталя, находим

$$\eta_\infty = 1 - t^{\frac{P-1}{P+1}} = 1 - t^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (7.60)$$

Теперь мы получаем возможность, сравнив значения η , рассчитанные из формул (7.21) и (7.60), оценить максимально возможный выигрыш в коэффициенте полезного действия. Результаты соответствующего расчета (для $a = 0.58$) сведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

t	1.2	1.4	1.6	1.8	2.0	2.2	2.4	2.6	2.8	3.0
η , %	2.05	3.72	5.12	6.30	7.31	8.19	8.96	9.63	10.2	10.8
η_∞ , %	2.06	3.75	5.22	6.48	7.60	8.59	9.49	10.32	11.1	12.6

Из этой таблицы видно, что при наиболее вероятных температурных интервалах, вплоть до $\Delta T = 300^\circ\text{C}$ ($t = 2$), увеличение

КПД весьма незначительно: не более 5 % от его величины. Даже при $\Delta T = 600^\circ\text{C}$ ($t = 3$) прирост КПД не превышает 10 %. Если учесть еще, что при двух или трех каскадах этот прирост будет еще меньше и, кроме того, некоторое понижение будет обусловлено наличием паразитных перепадов между каскадами, то становится очевидным, что использование каскадной или регенеративной схемы в качестве батарей-генераторов вряд ли практически целесообразно.

Принципиально повышение экономичности объясняется тем, что степень необратимости процесса возрастает с увеличением интервала температур на термоэлементе. Если бы КПД элемента равнялся предельному термодинамическому КПД обратимого цикла $\eta_i = 1 - t_i^{-1}$, то никакого выигрыша применение каскадов дать не могло бы. Такая идеальная ситуация соответствует случаю $P = \infty$. При этом условии из (7.60) действительно вытекает $\eta_\infty(t) = 1 - t^{-1} = \eta_1(t)$.

При всяком же конечном $P = \text{const} < \infty$ КПД термоэлементов меньше термодинамического КПД в q раз:

$$\eta_i = (1 - t_i^{-1}) q_i, \quad \text{где } q_i = \frac{P_i - t_i}{P_i + 1}, \quad (7.61)$$

причем с ростом t_i q уменьшается, существенно снижая экономичность процесса. Благодаря этому обстоятельству переход к каскадной схеме дает выигрыш в общем КПД, так как уменьшение t_i увеличивает эффективность работы каждого каскада, приближая q_i к 1, а η_i – к КПД обратимого цикла.

При $P = \text{const}$ это приводит к формулам (7.58) и (7.60) и дает эффект, обсуждавшийся в связи с таблицей. В общем случае, когда $P_i = P(T_i, T_{i-1})$, изложенные выше соображения позволяют сделать следующие качественные выводы.

Если вещество термопар таково, что P_i растет с увеличением температурного перепада на элементе, то степень необратимости процесса менее резко возрастает, т.е. величина q_i более медленно уменьшается с ростом t_i . Поэтому эффект применения каскадных схем в этом случае будет меньше, чем при $P = \text{const}$. Наоборот, если качество термопар P резко ухудшается с увеличением t_i , то использование каскадных генераторов даст сравнительно больший эффект.

При малых t_i величина $P(T_i, T_{i-1})$ может быть без особой погрешности заменена соответствующей дифференциальной

характеристикой $m = \sqrt{1 + \frac{a^2}{\sqrt{\lambda' r'} + \sqrt{\lambda'' r''}}} T$, взятой при $T = \frac{T_i + T_{i-1}}{2}$.

В связи с вышеизложенным ясно, что применение каскадных генераторов может оказаться целесообразным только при условии

$\frac{dm}{dT} < 0$. Однако в этом случае непосредственное использование

полученных выше формул невозможно. Расчет должен проводиться с учетом заданной конкретной зависимости $m(T)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юдаев Б.Н. Техническая термодинамика. Теплопередача: Учеб. для неэнергетич. спец. вузов. – М.: Высш. шк., 1988. – 479 с.
2. Теплотехника / Под ред. А.П. Баскакова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 224 с.
3. Бэр Г.Д. Техническая термодинамика. Теоретические основы и технические приложения. – М.: Мир, 1977. – 519 с.
4. Берд Г. Молекулярная газовая динамика. – М.: Мир, 1981. – 320 с.
5. Вукалович М.П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. – М.: Машгиз, 1958. – 247 с.
6. Сычев В.В. Сложные термодинамические системы. 4-е изд. перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 208 с.
7. Энергетические установки электростанций: Учебник для вузов / Э.П. Волков, В.А. Ведяев, В.И. Обрезков. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 280 с.
8. Хвольсон О.Д. Курс физики. Т. IV. Учение о магнитных и электрических явлениях. – Берлин, 1923.
9. Tolman R.C. and Fine P.C. On the irreversible production of entropy // *Reviews of Modern Physics*. – 1948. – No. 1. – P. 51–57.
10. Callen H.B. The application of onsager's reciprocal relations to thermoelectric, thermomagnetic, and galvanomagnetic effects // *Physical Review*. – 1948. – No. 11. – P. 1349–1358.
11. Денбинг К. Термодинамика стационарных необратимых процессов. – М.: Изд-во иностр. лит., 1954. – 119 с.
12. Де Грот С.Р. Термодинамика необратимых процессов. – М.: Гостехиздат, 1956. – 280 с.

13. Самойлович А.Г. Термодинамика и статистическая физика. – М.: Гостехиздат, 1955. – 368 с.
14. Самойлович А.Г., Коренблит Л.Л. Современное состояние теории термоэлектрических и термомагнитных явлений в полупроводниках // Успехи физических наук. – 1953. – Т. 49. – Вып. 3. – С. 338–383.
15. Бете Г., Зоммерфельд А. Электронная теория металлов. – М.-Л.: ГОНТИ, 1938. – 313 с.
16. Давыдов Б.И., Шмушкевич И.М. // Успехи физических наук. – 1940. – Т. 24. – Вып. 2. – С. 21–29.
17. Гуревич Л. Термоэлектрические свойства проводников // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1946. – Т. 16. – Вып. 3. – С. 193–201.
18. Самойлович А.Г., Коренблит Л.Л. Современное состояние теории термоэлектрических и термомагнитных явлений в полупроводниках // Успехи физических наук. – 1953. – Т. 49. – Вып. 2. – С. 337–385.
19. Иоффе А.Ф. Термоэлектричество в полупроводниках // Журнал технической физики. – 1953. – Т. 23. – Вып. 8. – С. 1452–1457.
20. Иоффе А.Ф. Полупроводники в современной физике. – М.-Л.: Изд-во Акад. наук СССР, 1954. – 355 с.
21. Иоффе А.Ф. Полупроводниковые термоэлементы. – М.-Л.: Изд-во Акад. наук СССР, 1956. – 104 с.
22. Хернквист К. Термоионные преобразователи // Атомная техника за рубежом. – 1959. – № 11. – С. 16–23.
23. Гровер Г. Лос-Аламосская плазменная термопара // Атомная техника за рубежом. – 1959. – № 11. – С. 24–32.

24. Конференция по непосредственному превращению ядерной энергии в электрическую // Атомная техника за рубежом. – 1960. – № 9. – С. 6–10.
25. Линдли Б. Методы непосредственного получения электроэнергии // Атомная техника за рубежом. – 1960. – № 10. – С. 8–15.
26. Корлисс У. Использование атомной энергии в космических кораблях // Атомная техника за рубежом. – 1961. – № 1. – С. 3–8.

Учебное издание

Коротких Александр Геннадьевич
Шаманин Игорь Владимирович

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА И ОСНОВЫ
ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВА В ПРОЕКТИРОВАНИИ
ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК
Учебное пособие

Научный редактор

доктор физико-математических наук,
профессор

В.И. Бойко

Редактор

Е.О. Фукалова

Подписано к печати

Формат 60x84/16. Бумага офсетная.

Печать RISO. Усл. печ. л. 6,45. Уч.-изд. л. 5,84.

Тираж 100 экз. Заказ . Цена свободная.

Издательство ТПУ. 634050, Томск, пр. Ленина, 30