

**«МОСКОВСКИЙ АВТОМОБИЛЬНО-ДОРОЖНЫЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ (МАДИ)»**

БРОННИЦКИЙ ФИЛИАЛ

Кафедра общетехнических дисциплин

В. И. ЕРЕМИН

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ТЕРМОДИНАМИКИ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ
(Краткий курс)**

**Часть I
Техническая термодинамика
Учебное пособие**

Допущено Советом Бронницкого филиала МАДИ
в качестве учебного пособия для студентов, изучающих дисциплину
«Термодинамика и теплопередача»
(протокол № 4/16-17 от 20.02.2017 г)

БРОННИЦЫ 2017

УДК 536.7
ББК 31.31
Е702

Рецензент: старший научный сотрудник НИИЦ АТ 3 ЦНИИ МО РФ,
канд. техн. наук В. Н. Кузнецов

Редактирование текста: и.о. зав.кафедрой Бронницкого филиала МА-
ДИ «Общетехнические дисциплины» доцент МАДИ А.Н.Авуза

Еремин В.И.

Е702 Теоретические основы термодинамики и теплопередачи (Краткий курс). Ч. I. Техническая термодинамика: Учебное пособие / В. И. Еремин. – Бронницы: БФ МАДИ, 2017. – 130 с.

В учебном пособии кратко рассмотрены основные разделы технической термодинамики, включающие основные термодинамические параметры и функции, взаимосвязь между ними, законы термодинамики, процессы истечения газовых потоков. Более детально рассмотрены вопросы, связанные с особенностями протекания термодинамических процессов и термодинамических циклов. Изложены принципы действия тепловых машин, холодильных машин и компрессоров. Приведены расчеты их термодинамических циклов. Приводятся вопросы для самопроверки и необходимые справочные материалы.

Данное учебное пособие предназначено для студентов, изучающих дисциплину «Термодинамика и теплопередача».

1 Введение. Основные понятия и определения

1.1 Введение

Термодинамика – наука, которая изучает методы получения, преобразования, передачи и использования теплоты в тепловых машинах, аппаратах и устройствах.

Теплота используется во всех областях деятельности человека. Для установления наиболее рациональных способов ее использования, анализа экономичности рабочих процессов тепловых установок и создания новых, наиболее совершенных типов тепловых агрегатов необходима разработка теоретических основ технической термодинамики.

Различают два принципиально различных направления использования теплоты – *энергетическое* и *технологическое*. При энергетическом использовании, теплота преобразуется в механическую работу, с помощью которой в генераторах создается электрическая энергия, удобная для передачи на расстояние. Теплоту при этом получают сжиганием топлива в котельных установках или непосредственно в двигателях внутреннего сгорания. При технологическом – теплота используется для направленного изменения свойств различных тел (расплавления, затвердевания, изменения структуры, механических, физических, химических свойств).

Количество производимых энергоресурсов огромно. По данным Минэнерго РФ динамика производства первичных энергоресурсов приведена в таблице 1.1.

Теоретическими разделами термодинамики являются *техническая термодинамика* и *основы теории теплообмена*, в которых исследуются законы превращения и свойства тепловой энергии и процессы распространения теплоты.

Данный курс является общетехнической дисциплиной при подготовке специалистов технической специальности.

Таблица 1.1 – Производство первичных энергоресурсов по видам
(миллионов тонн условного топлива)

Вид энергоресурсов	Годы					
	1990	2000	2005	2008	2010	2013
Нефть, включая газовый конденсат	738	463	672	657	723	746
Газ природный и попутный	739	674	739	730	752	770
Уголь	262	163	193	183	215	237
Электроэнергия	98,3	102	112	111	117	122
Топливный торф (условной влажности)	1,8	0,7	1,0	0,5	0,5	0,5
Сланцы	1,4	0,7	0,5	0,4	-	-
Дрова	16	5,4	5,2	5,0	5,0	4,0
Итого	1856,5	1408,8	1722,7	1686,9	1812,5	1879,5

Источник: Российский статистический ежегодник Федеральной службы государственной статистики

Техническая термодинамика рассматривает закономерности взаимного превращения теплоты в работу. Она устанавливает взаимосвязь между тепловыми, механическими и химическими процессами, которые совершаются в тепловых и холодильных машинах, изучает процессы, происходящие в газах и парах, а также свойства этих тел при различных физических условиях.

Термодинамика базируется на двух основных законах (началах) термодинамики:

- *Первый закон термодинамики* – закон превращения и сохранения энергии;
- *Второй закон термодинамики* – закон, устанавливающий условия протекания и направленность макроскопических процессов в системах, состоящих из большого количества частиц.

Техническая термодинамика, применяя основные законы к процессам превращения теплоты в механическую работу и обратно, дает возможность разрабатывать теории тепловых двигателей, исследовать процессы, протекающие в них и т. п.

1.2 Термодинамическая система

Объектом исследования является *термодинамическая система*, которой могут быть группа тел, тело или часть тела. То, что находится вне системы, называется *окружающей средой*.

Термодинамической системой (ТС) называется совокупность материальных тел, находящихся в механическом и тепловом взаимодействии друг с другом и внешней средой (телами).

Внешняя среда (окружающая среда (ОС)) – это совокупность материальных тел, находящихся за пределами термодинамической системы.

То есть, ТС это совокупность макроскопических тел, обменивающихся энергией друг с другом и окружающей средой. Например, термодинамическая система – газ, находящейся в цилиндре с поршнем, а окружающая среда – цилиндр, поршень, воздух, стены помещения.

Система может быть *открытой* (не изолированной), т.е. обмениваться веществом и теплотой с внешней средой, или *закрытой* (изолированной), когда она не обменивается с окружающей средой ни теплотой, ни работой.

ТС, которая не обменивается теплотой с окружающей средой, называется *адиабатной*.

ТС может быть однородной, гомогенной и гетерогенной.

Однородная система – система, имеющая во всех своих частях одинаковый состав и физические свойства.

Гомогенная система – однородная система по составу и физическому строению, внутри которой нет поверхностей раздела (лед, вода, газы).

Гетерогенная система – система, состоящая из нескольких гомогенных частей (фаз) с различными физическими свойствами, отделенных одна от другой видимыми поверхностями раздела (лед и вода, вода и пар).

ТС отделяется от ОС реальной или мнимой границей – контрольной поверхностью (рисунок 1.1). ТС может обмениваться с ОС массой M , энергией, передаваемой в форме теплоты Q и в форме работы L .

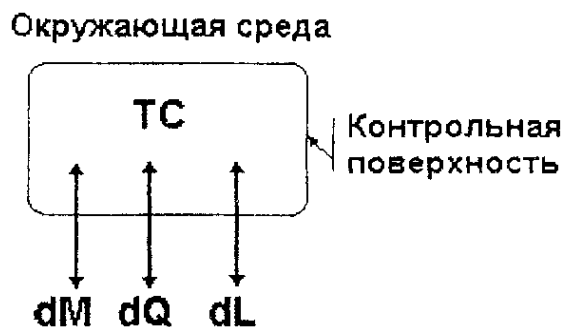


Рисунок 1.1 – Простейшая схема термодинамической системы

Термодинамическая система по характеру обмена с ОС может быть:

- изолированной (замкнутой) при $dM = 0$; $dQ = 0$; $dL = 0$;
- неизолированной при $dM \neq 0$ или $dQ \neq 0$; $dL \neq 0$;
- закрытой при $dM = 0$;
- открытой при $dM \neq 0$;
- термически изолированной (адиабатной) при $dQ = 0$;
- термомеханической при $dQ \neq 0$; $dL \neq 0$.

В тепловых машинах (двигателях) механическая работа совершается с помощью рабочих тел – газ, пар. *Рабочее тело* в термодинамике – это газообразное тело, осуществляющее взаимное превращение теплоты и работы.

1.3 Параметры состояния

Термодинамическими параметрами (характеристики состояния вещества) называются величины, однозначно характеризующие свойства и состояние системы и не зависящие от ее предыстории. Величины, которые характеризуют физическое состояние тела называются термодинамическими параметрами состояния. Такими параметрами являются удельный объем, абсолютное давление, абсолютная температура, внутренняя энергия, энтальпия, энтропия, концентрация, теплоемкость и т.д.

При отсутствии внешних силовых полей (гравитационного, электромагнитного и др.) термодинамическое состояние однофазного тела можно

однозначно определить 3-мя параметрами – удельным объемом (v), температурой (T), давлением (P).

Удельный объем – величина, определяемая отношением объема вещества к его массе.

$$v = V / m, \text{ м}^3/\text{кг} \quad (1.1)$$

Плотность вещества – величина, обратная удельному объему и определяемая отношением массы к объему вещества:

$$\rho = m / V, \text{ кг/м}^3 \quad (1.2)$$

$$v = 1 / \rho; \rho = 1 / v; v \cdot \rho = 1 \quad (1.3)$$

Давление – с точки зрения молекулярно-кинетической теории есть средний результат ударов молекул газа, находящихся в непрерывном хаотическом движении, о стенку сосуда, в котором заключен газ. Давление определяется средней кинетической энергией поступательного движения молекул, согласно основному уравнению молекулярно-кинетической теории газов:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{m \cdot w^2}{2}, \quad (1.4)$$

где m – средняя масса молекул;

w – среднеквадратическая скорость молекул;

n – концентрация молекул.

Давление, это сила газа, действующая на единицу площади стенки сосуда, в котором он находится:

$$p = F / S, \text{ Па} = \text{Н/м}^2 \quad (1.5)$$

Внесистемные единицы давления:

$$1 \text{ кгс/м}^2 = 9,81 \text{ Па} = 1 \text{ мм. вод. ст.}$$

$$1 \text{ ат. (техн. атмосфера)} = 1 \text{ кгс/см}^2 = 98,1 \text{ кПа.}$$

$$1 \text{ атм. (физическая атмосфера)} = 101,325 \text{ кПа} = 760 \text{ мм. рт. ст.}$$

$$1 \text{ ат.} = 0,968 \text{ атм.}$$

$$1 \text{ мм. рт. ст.} = 133,32 \text{ Па.}$$

$$1 \text{ бар} = 0,1 \text{ МПа} = 100 \text{ кПа} = 10^5 \text{ Па}.$$

Различают *избыточное* и *абсолютное* давление.

Избыточное давление (p_n) – разность между давлением жидкости или газа и давлением окружающей среды.

Абсолютное давление (p) – давление, отсчитываемое от абсолютного нуля давления или от абсолютного вакуума. Это давление является термодинамическим параметром состояния.

Абсолютное давление определяется:

- при давлении сосуда больше атмосферного:

$$p = p_n + p_o \quad (1,6)$$

- при давлении сосуда меньше атмосферного:

$$p = p_o + p_v, \quad (1.7)$$

где p_o – атмосферное давление;

p_v – давление вакуума.

Температура – характеризует степень нагретости тел, представляет собой меру средней кинетической энергии поступательного движения его молекул. Чем больше средняя скорость движения, тем выше температура тела.

За термодинамический параметр состояния системы принимают *термодинамическую температуру (T)*, т.е. *абсолютную* температуру. Она всегда положительна. При температуре абсолютного нуля ($T=0$) тепловые движения прекращаются и эта температура является началом отсчета абсолютной температуры.

Температура – параметр, характеризующий среднюю кинетическую энергию теплового движения молекул. Согласно молекулярно кинетической теории газов:

$$\frac{m \cdot w^2}{2} = \frac{3}{2} k_v \cdot T, \quad (1.8)$$

где m – средняя масса молекул;

k_B – постоянная Больцмана ($k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К);

w –среднеквадратическая скорость молекул.

Температура может измеряться по шкалам Кельвина (К), Цельсия (°C), Фаренгейта (°F) и Ренкина (°R):

$$T = t^{\circ}\text{C} + 273,15; \quad (1.9)$$

$$t^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9} (t^{\circ}\text{F} - 32);$$

$$T \text{ К} = 1,8 \text{ }^{\circ}\text{R}$$

1.4 Уравнение состояния и термодинамический процесс

Основные термодинамические параметры состояния P , v , T однородного газа зависят друг от друга и взаимно связаны между собой определенным математическим уравнением, которое называется *уравнением состояния*:

$$f(p, v, T) = 0 \quad (1.10)$$

Равновесным состоянием называется состояние тела, при котором во всех его точках объема P , v и T и все другие физические свойства одинаковы.

Совокупность изменений состояния ТС при переходе из одного состояния в другое называется *термодинамическим процессом*.

Термодинамические процессы бывают *равновесные* и *неравновесные*.

Если процесс проходит через равновесные состояния, то он называется *равновесным*. В реальных случаях все процессы являются *неравновесными*.

Если система, в процессе, протекающем в обратном направлении, проходит через те же состояния в обратной последовательности и приходит в исходное состояние, то процесс называется *обратимым*. Все реаль-

ные процессы *необратимы*.

Если при любом термодинамическом процессе изменение параметра состояния не зависит от вида процесса, а определяется начальным и конечным состоянием, то параметры состояния называются *функцией состояния*. Такими параметрами являются внутренняя энергия, энтальпия, энтропия и т. д.

Интенсивные параметры – это параметры, не зависящие от массы системы (давление, температура).

Аддитивные (экстенсивные) параметры – параметры, значения которых пропорциональны массе системы (объем, энергия, энтропия и т.д.).

2 Уравнение состояния идеального газа и смеси идеального газа

2.1 Универсальное уравнение состояния идеального газа

Идеальным газом называется такой газ, у которого отсутствуют силы взаимного притяжения и отталкивания между молекулами и пренебрегают размерами молекул. Все реальные газы при высоких температурах и малых давлениях можно практически считать как идеальные газы.

Уравнение состояния как для идеальных, как и для реальных газов описываются тремя параметрами по уравнению (1.10).

Уравнение состояния идеального газа можно вывести из молекулярно-кинетической теории или из совместного рассмотрения законов Бойля-Мариотта и Гей-Люссака.

Это уравнение было выведено в 1834 г. французским физиком Клапейроном и имеет вид:

$$\text{для 1 кг массы газа} \quad p v = RT, \quad (2.1)$$

$$\text{для M кг массы газа} \quad p v = RMT, \quad (2.2)$$

где **R** – индивидуальная газовая постоянная.

В 1874 г. Д. И. Менделеев, основываясь на законе Дальтона (В равных объемах разных идеальных газов, находящихся при одинаковых температурах и давлениях, содержится одинаковое количество молекул), предложил универсальное уравнение состояния, которое называют уравнением Клапейрона-Менделеева:

$$\text{для 1 кмоль газа } p v_{\mu} = R_{\mu} T, \quad (2.3)$$

$$\text{для N газа } p V = R_{\mu} N T, \quad (2.4)$$

где μ – молярная (молекулярная) масса газа, кг/кмоль;

R_{μ} – универсальная газовая постоянная, Дж/(кмоль·К).

$$R_{\mu} = k_B N_A = 8314 \text{ Дж/(кмоль·К)}$$

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1} \text{ – число Авогадро}$$

$$v_{\mu} = \mu v_0 = 22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$$

$$R_{\mu} = \frac{p v_{\mu}}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273} = 8314 \text{ Дж/(кмоль·К)}$$

Уравнение связи индивидуальной газовой постоянной и универсальной газовой постоянной имеет вид:

$$R = \frac{R_{\mu}}{\mu} = \frac{8314}{\mu} \quad (2.5)$$

Физический смысл R_{μ} и R – это работа, совершаемая соответственно 1 кмоль и 1 кг газа в процессе нагревания при $p = \text{const}$ и при изменении температуры на 1 К.

2.2 Законы и уравнения для смесей идеальных газов и их характеристики

Газовая смесь – это смесь отдельных газов, не вступающих между собой ни в какие химические реакции. Каждый газ (компонент) в смеси независимо от других газов полностью сохраняет все свои свойства и ведет себя так, как если бы он один занимал весь объем смеси.

Парциальное давление – это давление, которое имел бы каждый газ,

входящий в состав смеси, если бы этот газ находился один в том же количестве, в том же объеме и при той же температуре, что и в смеси.

Газовая смесь подчиняется закону Дальтона:

Каждый компонент смеси ведет себя независимо от других, то есть занимает весь объем, в котором заключена смесь, и оказывает на стенки сосуда свое парциальное давление при температуре равной температуре смеси. Общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов, составляющих смесь.

$$p_{\text{см}} = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n = \sum p_i, \quad (2.6)$$

где $p_1, p_2, p_3 \dots p_n$ - парциальные давления компонент смеси.

Газовая смесь подчиняется закону Амага:

Сумма парциальных объемов компонентов смеси равна объему смеси при температуре и давлении смеси.

$$V_{\text{см}} = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = \sum V_i, \quad (2.7)$$

По закону сохранения массы и количества вещества имеем:

$$M_{\text{см}} = \sum M_i; N_{\text{см}} = \sum N_i, \quad (2.8)$$

Уравнения для газовой смеси и ее компонент имеют вид:

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = M_{\text{см}} R_{\text{см}} T; p_{\text{см}} V_{\text{см}} = 8314 N_{\text{см}} T; \quad (2.9)$$

$$p_i V_{\text{см}} = M_i R_i T; p_i V_{\text{см}} = 8314 N_i T; \quad (2.10)$$

$$p_{\text{см}} V_i = M_i R_i T; p_{\text{см}} V_i = 8314 N_i T \quad (2.11)$$

Состав смеси задается объемными, массовыми и мольными долями, которые определяются соответственно по следующим формулам:

$$r_1 = V_1 / V_{\text{см}}; r_2 = V_2 / V_{\text{см}}; r_n = V_n / V_{\text{см}}, \quad (2.12)$$

$$g_1 = M_1 / M_{\text{см}}; g_2 = M_2 / M_{\text{см}}; g_n = M_n / M_{\text{см}}, \quad (2.13)$$

$$n_1 = N_1 / N_{\text{см}}; n_2 = N_2 / N_{\text{см}}; n_n = N_n / N_{\text{см}}, \quad (2.14)$$

где $V_1; V_2; \dots V_n; V_{\text{см}}$ – объемы компонент и смеси;

$M_1; M_2; \dots M_n; M_{\text{см}}$ – массы компонент и смеси;

$N_1; N_2; \dots N_n; N_{\text{см}}$ – количество вещества (кмоль) компонент и

смеси.

При этом сумма всех долей компонент смеси равна единице:

$$\sum g_i = 1; \sum r_i = 1; \sum n_i = 1 \quad (2.15)$$

Связь массы, объема и количества вещества имеет вид:

$$M = \rho V = \frac{\mu}{v_\mu} V = \mu V = \frac{8314}{R} N$$

Из уравнений (2.10) и (2.11) приравнивая левые и правые части получим:

$$p_i V_{cm} = p_{cm} V_i \text{ и } \frac{p_i}{p_{cm}} = \frac{V_i}{V_{cm}} = \frac{N_i}{N_{cm}},$$

$$\text{тогда } r_i = n_i \quad (2.16)$$

Соотношения массовой доли компонентов смеси с объемной и молярной долями определяются из уравнений:

$$g_i = \frac{M_i}{M_{cm}} = \frac{N_i}{\sum (N_i \mu_i)} \frac{\mu_i}{\mu_i}, g_i = \frac{r_i \mu_i}{\sum (r_i \mu_i)} \quad (2.17)$$

и

$$r_i = n_i = \frac{N_i}{N_{cm}} = \frac{M_i / \mu_i}{\sum (M_i / \mu_i)} = \frac{g_i / \mu_i}{\sum (g_i / \mu_i)}, r_i = \frac{g_i / \mu_i}{\sum (g_i / \mu_i)} \quad (2.18)$$

2.3 Кажущаяся молярная масса и газовая постоянная смеси

В теорию газовых смесей введено понятие о *кажущейся (средней) молярной (молекулярной) массе смеси* μ_{cm} , т.е. о молекулярной массе такого воображаемого однородного газа, который по своим свойствам аналогичен рассматриваемой смеси. Находится кажущаяся молекулярная масса из условия равенства массы и числа молекул реальной смеси и воображаемого однородного газа. Из выражения (2.8) и определения массы газа через молярную массу μ , имеем:

$$\mu_{cm} N_{cm} = \sum (\mu_i N_i)$$

откуда, учитывая (2.14) и (2.16), имеем:

$$\mu_{\text{см}} = \sum(\mu_i r_i) \quad (2.19)$$

или приравнивая правые части уравнений (2.9), получим:

$$M_{\text{см}} R_{\text{см}} = 8314 N_{\text{см}}, \mu_{\text{см}} N_{\text{см}} R_{\text{см}} = 8314 N_{\text{см}} \quad (2.20)$$

$$\mu_{\text{см}} = \frac{8314}{R_{\text{см}}} \quad (2.21)$$

с учетом (2.19), газовая постоянная смеси равна:

$$R_{\text{см}} = \frac{8314}{\sum(\mu_i r_i)} \quad (2.22)$$

В соответствии с первым выражением (2.20) и (2.8)

$$N_{\text{см}} = M_{\text{см}} R_{\text{см}} / 8314 = \sum N_i = \sum(M_i R_i / 8314)$$

Откуда получаем для $R_{\text{см}}$ и $\mu_{\text{см}}$:

$$R_{\text{см}} = \sum(R_i g_i) \text{ и } \mu_{\text{см}} = \frac{8314}{\sum(R_i g_i)} \quad (2.23)$$

3 Теплоемкость идеального газа и термодинамические функции

3.1 Теплоемкость идеальных газов и их смесей

Теплоемкость рабочего тела определяется отношением количества подведенной (отведенной) к рабочему телу теплоты в данном термодинамическом процессе к вызванному этим изменениям температуры тела.

$$C = dQ / dT, \text{ Дж / К} \quad (3.1)$$

Удельная теплоемкость — количество теплоты, необходимое для изменения температуры единицы количества газа в данном процессе на 1 кельвин.

Различают следующие удельные теплоемкости:

- массовую – $c = C / M$, Дж/(кг· К); (3.2)

- молярную – $\mu c = C / N$, Дж/(моль· К); (3.3)

- объемную – $c' = C / V = c \rho$, Дж/(м³ К), (3.4)

где $\rho = M / V$ – плотность вещества;

N – количества вещества, моль;

$v = V/M$ – удельный объем вещества, м³/кг;

$\mu = M / N$ – молярная (молекулярная) масса, кг/моль.

Связь между этими теплоемкостями: $c = \mu c / \mu = c' / \rho_0$.

Теплоемкость зависит от природы газа, внешних условий и характера процесса, при котором происходит подвод или отвод теплоты.

Природа газа устанавливает его *атомность*. Чем больше атомов в молекуле (не более трех), тем больше теплоемкость.

Теплоемкость газов *в большой степени* зависит от тех условий, при которых происходит процесс их нагревания или охлаждения (рисунок 3.1). При этом, различают теплоемкости при постоянном давлении (изобарный) и при постоянном объеме (изохорный).

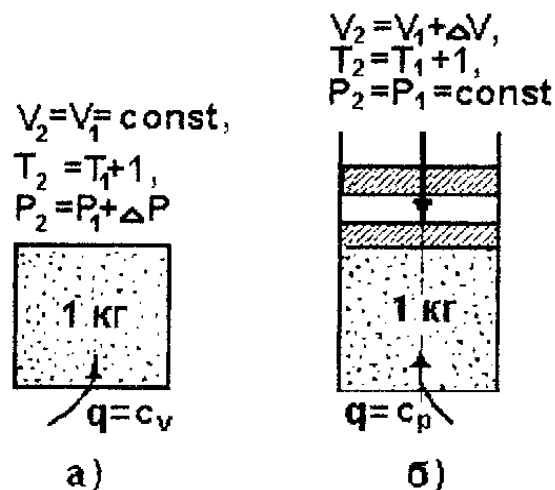


Рисунок 3.1 – Характер процесса подвода (отвода) теплоты к газу при $V=\text{const}$ (а) и $p = \text{const}$ (б)

При $V=\text{const}$ $c = c_v = \Delta u$

При $p = \text{const}$ $c = c_p = \Delta u + l$

где Δu – изменение внутренней энергии 1 кг газа при нагревании на 1 К;

l – работа 1 кг газа при нагревании на 1 К.

Таким образом различают следующие удельные теплоемкости:

c_p, c_v – массовые изобарные и изохорные теплоемкости;

$\mu c_p, \mu c_v$ – молярные изобарные и изохорные теплоемкости;

c'_p, c'_v – объемные изобарные и изохорные теплоемкости.

Между изобарными и изохорными теплоемкостями существует зависимость называемая уравнением Майера:

$$c_p - c_v = R \quad (3.5)$$

$$\mu c_p - \mu c_v = 8314 \quad (3.6)$$

$$\text{При этом: } k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\mu c_p}{\mu c_v} - \text{показатель адиабаты.} \quad (3.7)$$

Теплоемкость зависит от температуры, которая приводится в справочной литературе в виде таблицы как средние теплоемкости в интервале температур от 0 до t К.

Удельные массовые теплоемкости газовой смеси:

$$c_{cm} = \sum(c_i g_i); \quad \mu c_{cm} = \sum(\mu c_i g_i); \quad c'_{cm} = \sum(c'_i g_i) \quad (3.8)$$

3.2 Истинная и средняя теплоемкость идеальных газов

Истинная теплоемкость – отношение бесконечно малого количества теплоты, сообщаемой единице количества газа, к вызываемому при этом бесконечно малому повышению его температуры.

$$c = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{q}{\Delta T} = \frac{dq}{dT}; \quad q = \int_{T_1}^{T_2} c dT,$$

где $c = f(T)$ – функция теплоемкости c от температуры T .

Функция теплоемкости представляется графически, таблично или аппроксимирующим выражением вида:

$$c = a + bT + c^* T^2 - \text{квадратное уравнение,}$$

$c = a + bT$ – линейное уравнение.

Средняя теплоемкость $c_{\text{ср}}$ – количество теплоты, необходимое для нагревания единицы количества газа на 1К в среднем за рассматриваемый интервал изменения температуры от T_1 до T_2 .

$$c_{\text{ср}} = c|_{T_1}^{T_2} = \frac{Q}{M(T_2 - T_1)} ; \quad \mu c_{\text{ср}} = \mu c|_{T_1}^{T_2} = \frac{Q}{N(T_2 - T_1)} ;$$

$$Q = M c|_{T_1}^{T_2}(T_2 - T_1); \quad Q = N \mu c|_{T_1}^{T_2}(T_2 - T_1)$$

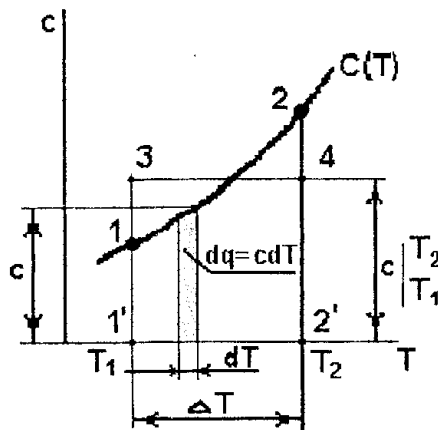


Рисунок 3.2 – График функции теплоемкости $c = f(T)$

На графике (рисунок 3.2) пл.1'342'1' = пл.1'122'1' и определяет теплоту, подведенную к 1кг газа в интервале температур от T_1 до T_2 .

$$q_{12} = \int_{T_1}^{T_2} c dT = c|_{T_1}^{T_2}(T_2 - T_1) \quad (3.9)$$

Для определения средней теплоемкости $c|_{T_1}^{T_2}$ в интервале температур от T_1 до T_2 , предварительно, с использованием таблиц или графических зависимостей средней теплоемкости в интервале температур от 0 до данной температуры T , определяют теплоемкости $c|_0^{T_2}$ и $c|_0^{T_1}$. Исходя из графика $c=f(T)$ (рисунок 3.2) и выражения (3.8) имеем:

$$q_{12} = c|_0^{T_2} \cdot T_2 - c|_0^{T_1} \cdot T_1 \quad (3.10)$$

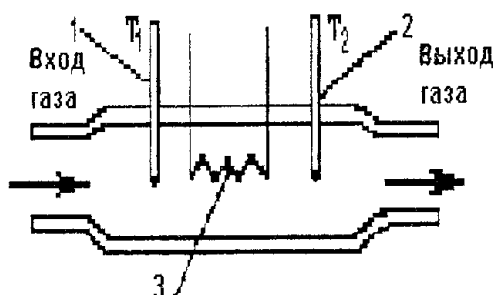
$$c|_{T_1}^{T_2} = \frac{c|_0^{T_2} \cdot T_2 - c|_0^{T_1} \cdot T_1}{T_2 - T_1} \quad (3.11)$$

аналогично

$$\mu c|_{T_1}^{T_2} = \frac{\mu c|_0^{T_2} \cdot T_2 - \mu c|_0^{T_1} \cdot T_1}{T_2 - T_1} \quad (3.12)$$

В случае аналитической зависимости истинной теплоемкости от температуры $c = f(T)$ вместо интегрирования среднюю теплоемкость приближенно можно определить для средней температуры $T_{cp} = (T_1 + T_2)/2$.

Экспериментально теплоемкость в заданном интервале температур определяют в проточном калориметре (рисунок 3.3) при $p = \text{const}$ с помощью выражения $c|_{T_1}^{T_2} = q_p/\Delta T$.



1,2 – термометры; 3 – электронагреватель

Рисунок 3.3 – Проточный калориметр

3.3 Термодинамические функции

3.3.1 Функции состояния термодинамической системы

К функциям состояния термодинамической системы относятся внутренняя энергия U , энтальпия H и энтропия S . Изменения этих функций не зависят от путей протекания процесса, а определяется лишь начальным и конечным состоянием рабочего тела (газа).

Внутренняя энергия – сумма отдельных видов энергий: кинетической энергии молекул (поступательного и вращательного движения молекул); энергии взаимодействия между ядром молекулы и электронами; потенциальной энергии молекул; колебательного движения атомов в самой молекуле; энергии электронов; внутриядерной энергии.

В технической термодинамике рассматриваются только такие процессы, в которых изменяются кинетическая и потенциальная составляющие внутренней энергии. При этом знание абсолютных значений внутренней энергии не требуется. Поэтому внутренней энергией для идеальных газов называют кинетическую энергию движения молекул и энергию колебательных движений атомов в молекуле, а для реальных газов дополнительно включают потенциальную энергию молекул.

Внутренняя энергия (U) является функцией двух основных параметров состояния газа, т.е. $U = f(P, T)$, $U = f(V, T)$, $U = f(P, V)$. Каждому состоянию рабочего тела (системы) соответствует вполне определенное значение параметров состояния. То есть U является функцией состояния газа. И разность внутренних энергий для двух каких-либо состояний рабочего тела или системы тел не будет зависеть от пути перехода от первого состояния во второе.

$$U = U_{\text{кин}} + U_{\text{пот}}$$

$$\text{Для 1 кг газа } du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial u}{\partial V}\right)_T dV$$

$$\text{Для идеального газа } \left(\frac{\partial u}{\partial V}\right)_T = 0, \text{ тогда } du = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_V dT = c_V dT$$

Тогда, выражения для определения величины изменения внутренней энергии имеют вид:

$$\Delta u = c_V (T_2 - T_1), \text{ Дж/кг} \quad (3.13)$$

$$\Delta u_\mu = \mu c_V (T_2 - T_1), \text{ Дж/кмоль} \quad (3.14)$$

$$\Delta U = M c_V (T_2 - T_1) = N \mu c_V (T_2 - T_1), \quad (3.15)$$

$$\text{Для смесей газов } u_{\text{см}} = \sum(u_i g_i); u_{\mu \text{ см}} = \sum(u_{\mu i} r_i) \quad (3.16)$$

Энтальпия – сумма внутренней энергии и потенциальной энергии давления $H = U + pV$ или энергии, затрачиваемая на перевод газа из абсолютного вакуума в данное состояние при $p = \text{const}$. Проще говоря, энтальпия – это та энергия, которая доступна для преобразования в теплоту при определённом постоянном давлении.

Если термомеханическую систему рассматривать как состоящую из макротела (газа) и поршня площадью S с грузом весом $P = pS$, уравнивающего давление газа p внутри сосуда, то такая система называется *расширенной*. Энтальпия или энергия расширенной системы E равна сумме внутренней энергии газа U и потенциальной энергии поршня с грузом $E_{\text{пот}} = pSx = pV$. Таким образом, энтальпия в данном состоянии представляет собой сумму внутренней энергии тела и работы, которую необходимо затратить, чтобы тело объёмом V ввести в окружающую среду, имеющую давление p и находящуюся с телом в равновесном состоянии.

Изменение энтальпии (или *тепловой эффект химической реакции*) не зависит от пути процесса, а определяется только начальным и конечным состоянием системы.

$$\text{Для 1 кг газа } dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp$$

$$\text{Для идеального газа } \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T = 0, \text{ тогда } dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p dT = c_p dT$$

Тогда, выражения для определения величины изменения энтальпии имеют вид:

$$\Delta h = c_p (T_2 - T_1), \text{ Дж/кг} \quad (3.17)$$

$$\Delta h_\mu = \mu c_p (T_2 - T_1), \text{ Дж/кмоль} \quad (3.18)$$

$$\Delta H = M c_p (T_2 - T_1) = N \mu c_p (T_2 - T_1), \text{ Дж} \quad (3.19)$$

$$\text{Для смесей газов } h_{\text{см}} = \sum(h_i g_i); h_{\mu \text{ см}} = \sum(h_{\mu i} r_i) \quad (3.20)$$

Энтропия (от др. греческого «превращение») – функция состояния термодинамической системы, определяющая меру необратимого рассеивания энергии. Элементарное изменение энтропии равно отношению элементарной подведенной (отведенной) теплоты к абсолютной температуре:

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (3.21)$$

$$\text{Для 1 кг газа } ds = \frac{dq}{T} = c \frac{dT}{T},$$

где c – теплоемкость в данном процессе.

Энтропия есть однозначная функция состояния тела, принимающая для каждого состояния вполне определенное значение. Она является экстенсивным параметром состояния (зависит от массы вещества) и в любом термодинамическом процессе полностью определяется начальным и конечным состоянием тела и не зависит от пути протекания процесса.

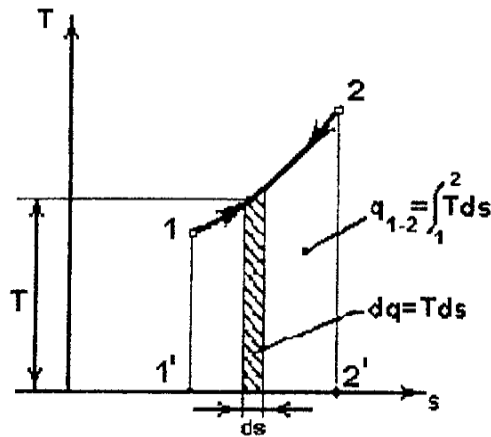


Рисунок 3.4. – График термодинамического процесса в T - S координатах

На графике термодинамического процесса в T - S координатах (рисунок 3.4) площадь под линией процесса (пл $1'122'1'$) соответствует подведенной (отведенной) теплоте. Так как всегда $T > 0$, то:

при $ds > 0 \rightarrow dq > 0$ – подвод теплоты,

при $ds < 0 \rightarrow dq < 0$ – отвод теплоты.

при $ds = 0 \rightarrow s = \text{const}$ – нет подвода (отвода) теплоты.

Так как энтропия не зависит от вида процесса и определяется начальными и конечными состояниями рабочего тела, то находят только её изменение в данном процессе, которое в общем виде определяется из выражений:

$$\Delta s = c \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad \text{или} \quad \Delta s_\mu = \mu c \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad \text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}) \quad (3.22)$$

С учетом уравнения Клапейрона-Менделеева, определения удельной теплоемкости и первого закона термодинамики Δs можно найти по следующим уравнениям:

$$\Delta s = c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(v_2/v_1); \quad (3.23)$$

$$\Delta s = c_p \ln(T_2/T_1) + R \ln(p_1/p_2); \quad (3.24)$$

$$\Delta s = c_v \ln(p_2/p_1) + c_p \ln(v_2/v_1). \quad (3.25)$$

3.3.2 Функции процесса в термодинамической системе

Функциями процесса в термодинамической системе служит *работа L* и *располагаемая работа L₀*. Значения этих функций зависят как от начального и конечного состояния газа, так и от путей самого процесса.

Работа в термодинамике – действие в результате которого происходит обмен энергией между термодинамической системой и окружающей средой, не связанное с переносом вещества и/или теплообменом. Работа это как способ/форма передачи энергии, работа как особый вид энергии в процессе перехода, то есть как функционал процесса, «не существующий» до процесса, после процесса и вне процесса. Работа – это количественная мера действия, то есть величина передаваемой энергии.

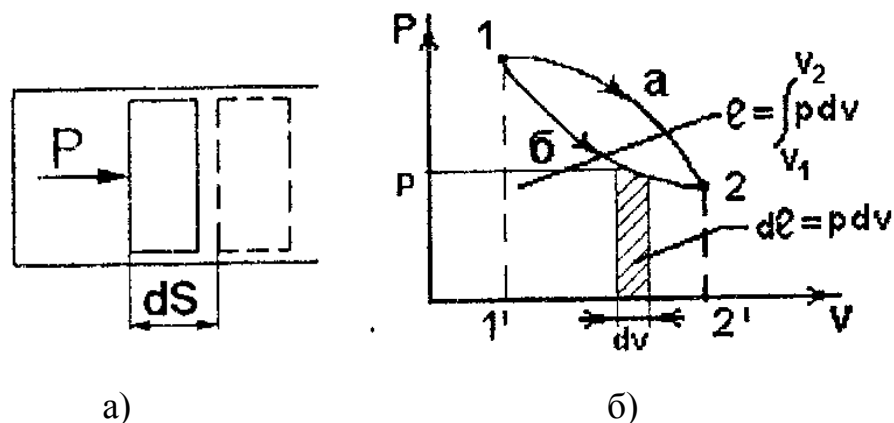


Рисунок 3.5 – Процесс совершения работы (а) и график процесса с возможными путями перехода из состояния 1 в 2 в $p - v$ координатах(б)

Элементарная работа газа в термодинамике равна (рисунок 3.5а):

$$dL = P dS = pAdS = p dV,$$

где P, p – сила и давление газа;

A – площадь поршня;

dS – элементарное перемещение.

$$\text{Для 1 кг газа } dl = p dv, \quad l = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \text{ Дж/кг} \quad (3.26)$$

На графике рисунке 3.5б площадь под линиями процесса есть величина работы, причем работа по пути 1a2 больше работы по пути 1б2 $l_{1a2} > l_{1б2}$, значит работа зависит от пути процесса (работа – функция процесса).

Совершая над газом положительную работу, внешние тела передают ему часть своей энергии. При расширении газа внешние тела отбирают у газа часть его энергии – работа внешних сил отрицательна.

Располагаемая работа – работа изменения давления, то есть работа, которую может совершить рабочее тело при истечении в окружающую среду по действию разности давлений тела и среды:

$$L_o = - \int V dp,$$

$$\text{для 1 кг газа } dl_o = - v dp, \quad l_o = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{p_2}^{p_1} v dp \quad (3.27)$$

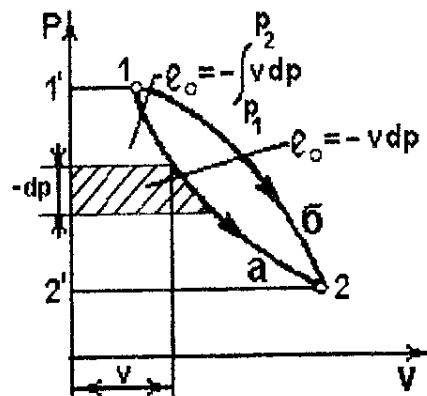


Рисунок 3.6 – График процесса с возможными путями перехода из состояния 1 в 2 в $p - v$ координатах для определения располагаемой работы

На графике (рисунок 3.6) площадь под линиями процесса в сторону давления, есть величина располагаемой работы, причем располагаемая работа по пути 1a2 меньше располагаемой работы по пути 1б2

$l_{o\ 1a2} < l_{o\ 1b2}$, значит располагаемая работа зависит от пути процесса (располагаемая работа – функция процесса).

4 Основные законы термодинамики

4.1 Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики является основой термодинамической теории и имеет огромное прикладное значение при исследовании термодинамических процессов. Этот закон является частным случаем закона сохранения и превращения энергии применительно к термодинамическим процессам, протекающим в тепловых установках.

Для произвольной термодинамической системы первый закон термодинамики может быть сформулирован следующим образом: *изменение энергии термодинамической системы равно алгебраической сумме внешних воздействий.*

Под внешними воздействиями в термодинамике понимаются теплота и работа.

Поскольку в разных системах выполняется разная работа и запас энергии тела различный, то выражение первого закона термодинамики различно для закрытой, открытой и проточной системы.

Закрывая термодинамическая система. Первый закон термодинамики формулируется следующим образом: *внутренняя энергия рабочего тела в закрытой системе может быть изменена за счет подвода теплоты и работы сжатия*

$$u_2 - u_1 = q + (-l) \quad (4.1)$$

или

$$q = (u_2 - u_1) + l \quad (4.2)$$

то есть, *теплота, подводимая к рабочему телу в закрытой системе расходуется на изменение его внутренней энергии и совершения им рабо-*

ты расширения.

Для термодинамических процессов закон устанавливает взаимосвязь между теплотой, работой и изменением внутренней энергии термодинамической системы.

Если:

$q > 0$ – теплота подводится к системе;

$q < 0$ – теплота отводится от системы;

$l > 0$ – работа совершается системой;

$l < 0$ – работа совершается над системой.

Математическое выражение первого закона в дифференциальной форме для всей массы газа имеет вид:

$$dQ = dU + dL$$

$$\text{для 1 кг газа} \quad dq = du + dl \quad (4.3)$$

Используя выражения для изменения внутренней энергии (3.12) и работы (3.25) получим следующее выражение первого закона:

$$q = c_v (T_2 - T_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad (4.4)$$

Другие формулировки первого закона термодинамики:

- «Энергия не исчезает и не возникает вновь, она лишь переходит из одного вида в другой в различных физических процессах»;
- «Невозможно в каком-либо механизме периодически получать работу без подвода энергии извне»;
- «Двигатель, постоянно производящий работу и не потребляющий никакой энергии называется вечным двигателем I рода»;
- «Вечный двигатель первого рода невозможен».

Вечный двигатель первого рода – гипотетический двигатель, способный производить работу, не получая энергию извне.

Открытая термодинамическая система. Первый закон для открытой системы можно сформулировать так: *энергия открытой системы, равная сумме внутренней и внешней энергии, может быть изменена за*

счет подводимой к рабочему телу теплоты и работы сжатия.

$$u_2 - u_1 + ((w_2^2 - w_1^2)/2 + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + g(z_2 - z_1) = q + (-l), \quad (4.5)$$

где $(w_2^2 - w_1^2)/2$ - изменение внешней кинетической энергии;

$(p_2 v_2 - p_1 v_1)$ - работа по преодолению внешних сил;

$g(z_2 - z_1)$ - изменение внешней потенциальной энергии положения.

Для потока, совершающего техническую работу первый закон термодинамики имеет вид:

$$q = (u_2 - u_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + g(z_2 - z_1) + l, \quad (4.6)$$

В этом случае первый закон формулируется так: *теплота подводимая к открытой системе, расходуется на изменение энергии рабочего тела и на совершение им технической работы.*

Так как удельная энтальпия $h = u + pv$, то уравнение (4.6) будет иметь вид:

$$q = (h_2 - h_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1) + l, \quad (4.7)$$

в дифференциальной форме выражение имеет вид:

$$dq = dh + w dw + g dz + dl \quad (4.8)$$

Для открытой системы располагаемая работа $l_o = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$ или

$$l_o = (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1) + l,$$

то есть, располагаемая работа равна сумме внешней кинетической энергии, внешней потенциальной энергии положения и технической работы. Тогда:

$$q = (h_2 - h_1) + l_o = c_p (T_2 - T_1) - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad (4.9)$$

в дифференциальной форме выражение имеет вид:

$$dq = dh + dl_o = dh - v dp, \quad (4.10)$$

В такой записи первый закон формулируется следующим образом: *теплота подводимая к рабочему телу, затрачивается на увеличение его*

энтальпии и располагаемой работы.

Проточная термодинамическая система. Первый закон термодинамики для тела, не совершающего техническую работу, формулируется следующим образом: *энергия проточной системы, равная сумме внутренней и внешней энергии, может быть изменена за счет подводимой теплоты*

$$(u_2 - u_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + g(z_2 - z_1) = q \quad (4.11)$$

или

$$q = (h_2 - h_1) + (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1), \quad (4.12)$$

Для проточной системы располагаемая работа равна

$$l_o = (w_2^2 - w_1^2)/2 + g(z_2 - z_1) = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$$

Тогда

$$q = (h_2 - h_1) + l_o, \quad (4.13)$$

в дифференциальной форме

$$dq = dh + dl_o = dh - vdp \quad (4.14)$$

То есть, выражения первого закона для открытой системы (4.9), (4.10) и для проточной системы (4.13), (4.14) имеют одинаковый вид, разница заключается в выражениях для определения располагаемой работы l_o .

4.2 Основные положения второго закона термодинамики

Первый закон термодинамики утверждает, что теплота может превращаться в работу, а работа в теплоту и не устанавливает условий, при которых возможны эти превращения. Превращение работы в теплоту происходит всегда полностью и безусловно. Обратный процесс превращения теплоты в работу при непрерывном её переходе возможен только при определенных условиях и не полностью. Теплота сама собой может переходит от более нагретых тел к холодным. Переход теплоты от холодных тел к нагретым, сам собой, не происходит. Для этого нужно затратить дополнительную энергию.

Таким образом, для полного анализа явления и процессов необходимо иметь кроме первого закона термодинамики еще дополнительную закономерность. Этим законом является *второй закон термодинамики*. Он устанавливает, возможен или невозможен тот или иной процесс, в каком направлении протекает процесс, когда достигается термодинамическое равновесие и при каких условиях можно получить максимальную работу

Второй закон термодинамики, так же как и первый, получен на основе опытов. Его формулировки даны в виде постулатов, выведенных одновременно Р. Клаузиусом и У. Томсоном.

Объединяя постулаты Клаузиуса и Томсона, можно сформулировать следующее положение, составляющее по своей сути содержание второго закона термодинамики в общей форме: *если в заданной системе какие-либо процессы могут протекать самопроизвольно, то обратные по отношению к ним процессы возможны лишь при условии определенных компенсирующих изменений состояния системы, протекать самопроизвольно они не могут. Другими словами все самопроизвольные процессы необратимы.*

С. Больцман сформулировал второй закон термодинамики исходя из статистического подхода: *всякое изменение состояния системы происходит самопроизвольно только в том направлении, при котором может иметь место переход частей системы от менее вероятного к более вероятному распределению.*

Наиболее вероятное состояние термодинамической системы – состояние внутреннего равновесия.

Другие формулировки второго закона термодинамики:

- «Невозможно превратить в работу энергию какого-либо тела, не производя никакого действия, кроме охлаждения этого тела» (Томсон и Кельвин);

- «Вечный двигатель 2-го рода невозможен» (Оствальд).

Для существования любого теплового двигателя необходимы 2 источ-

ника - *горячий источник и холодный источник* (окружающая среда). Если тепловой двигатель работает только от одного источника, то он называется *вечным двигателем 2-го рода*, что невозможно, так нельзя стопроцентно превратить теплоту в работу;

- «Теплота не может самопроизвольно переходит от более холодного тела к более нагретому» (Клаузиус).

Вечный двигатель 2-го рода можно осуществить, если теплоту передать от холодного источника к горячему. Но для этого теплота самопроизвольно должна перейти от холодного тела к горячему, что невозможно;

- «Там где есть разница температур, возможно совершение работы» (Карно).

Все эти формулировки взаимосвязаны, из одной формулировки можно получить другую.

Первый закон термодинамики «позволяет» возможность создать тепловой двигатель, полностью превращающий подведенную теплоту Q_1 в работу L , т.е. $L = Q_1$. Второй закон накладывает более жесткие ограничения и утверждает, что работа должна быть меньше подведенной теплоты ($L < Q_1$), на величину отведенной теплоты – Q_2 , то есть $L = Q_1 - Q_2$.

Пусть термодинамическая изолированная система находится в неравновесном состоянии и имеет две части с температурами T_1 и T_2 , причем $T_1 > T_2$. При разности температур между частями будет осуществляться теплообмен. Энтропия первой части системы с T_1 будет уменьшаться на величину $\Delta s_1 = - \frac{Q}{T_1}$, а энтропия второй части системы будет увеличиваться на величину $\Delta s_2 = \frac{Q}{T_2}$. Суммарное изменение энтропии системы равно:

$$\Delta s = \Delta s_1 + \Delta s_2 = Q (1/T_2 - 1/T_1)$$

То есть, суммарное изменение энтропии будет положительным. Когда система перейдет в состояние равновесия, в ней прекратятся необратимые процессы и энтропия достигнет максимума. Таким образом, усло-

вие внутреннего равновесия системы может быть выражено аналитически $ds = 0$.

Это значит, что энтропия является таким параметром состояния, который отражает не только качественно, но и количественно ограничения, накладываемые на тепловые процессы вторым законом термодинамики.

В общем виде эти ограничения можно записать как второй закон термодинамики следующим образом

$$ds \geq \frac{dq}{T} \quad (4.15)$$

Для неизолированных систем знак равенства соответствует протекающим обратимым процессам, а знак неравенства относится к протекающим необратимым процессам.

Если система изолирована, то внешний подвод теплоты отсутствует $dq=0$ и выражение (4.15) примет вид $ds \geq 0$.

Выражая элементарное количество теплоты из первого закона термодинамики, приходим к уравнению объединенного первого и второго закона термодинамики любого термодинамического процесса:

$$T ds \geq du + dl \quad (4.16)$$

5 Термодинамические процессы с идеальным газом

5.1 Основные термодинамические процессы

Преобразование энергии происходит в процессах взаимодействия системы и внешней среды при непрерывном изменении состояния системы.

Термодинамические процессы – это процессы расширения и сжатия рабочего тела, процессы подвода и отвода теплоты, процессы истечения газов и паров, процессы дросселирования, смешения и др.

В технической термодинамике реальные процессы заменяют равновесными обратимыми процессами, реальные газы заменяют идеальным газом.

К основным процессам, используемым в теплотехнических устройствах, относятся: изохорный ($v = \text{const}$), изобарный ($p = \text{const}$), изотермический ($T = \text{const}$) и адиабатический ($dq = 0$).

5.2 Изохорный процесс

Это равновесный процесс, протекающий при постоянном объеме.

Соотношение между основными параметрами состояния в начале и в конце процесса устанавливается с помощью *закона Шарля*:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}, \text{ при } V = \text{const} \quad (5.1)$$

То есть, с ростом давления газа температура газа увеличивается пропорционально. Изохорный процесс в $p - V$ и $T - s$ диаграммах изображен на рисунке 5.1.

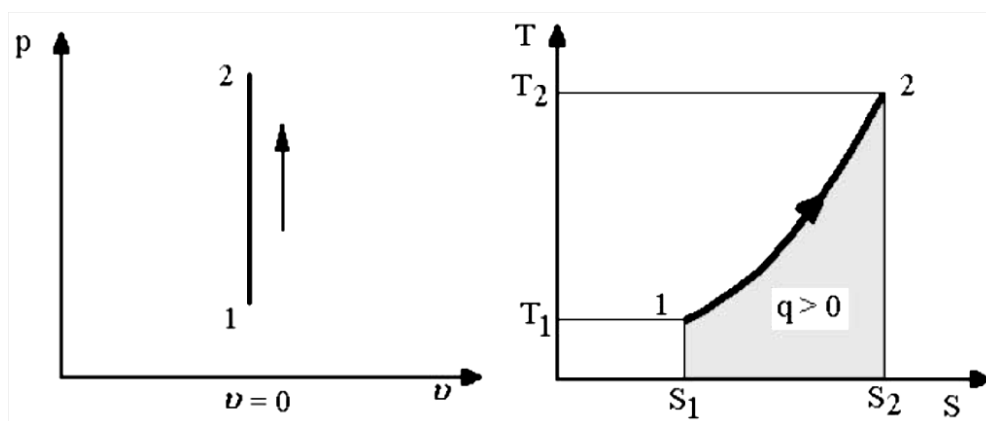


Рисунок 5.1 – Изохорный процесс в $p - V$ и $T - s$ диаграммах

Работа в изохорном процессе ($V=\text{const}$):

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = 0 \quad (5.2)$$

Располагаемая работа в изохорном процессе рассчитывается по формуле

$$l_o = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -v(p_2 - p_1) \quad (5.3)$$

Количество теплоты, подведенное к рабочему телу в процессе 1-2 равно

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v(T_2 - T_1) \text{ при } c_v = \text{const} \quad (5.4)$$

Первый закон термодинамики и изменение внутренней энергии

$$q = u_2 - u_1 + l = u_2 - u_1 = \Delta u, \quad (5.5)$$

$$q = \Delta u = c_v(T_2 - T_1) \quad (5.6)$$

или через энтальпию системы

$$q = h_2 - h_1 + l_o = h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1) = \Delta u \quad (5.7)$$

То есть, вся подведенная удельная теплота в изохорном процессе расходуется на изменение внутренней энергии рабочего тела.

Энтропия в термодинамическом процессе при $v = \text{const}$, учитывая (3.20) и (3.21) определяется следующим образом

$$\Delta s_v = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (5.8)$$

Изменение энтальпии процесса определится исходя из (5.7), (5.6), (4.13) и (3.16):

$$h_2 - h_1 = q - l_o = c_v(T_2 - T_1) + v(p_2 - p_1) \quad (5.9)$$

5.3 Изобарный процесс

Это равновесный процесс, протекающий при постоянном давлении. Соотношение между основными параметрами состояния в начале и в конце процесса устанавливается с помощью *закона Гей-Люсака*:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}, \text{ при } p = \text{const} \quad (5.10)$$

То есть, во сколько раз изменяется удельный объем газа в изобарном процессе, во столько раз изменяется его температура, наблюдается прямо

пропорциональная зависимость. Изобарный процесс в $p - V$ и $T - s$ диаграммах изображен на рисунке 5.2.

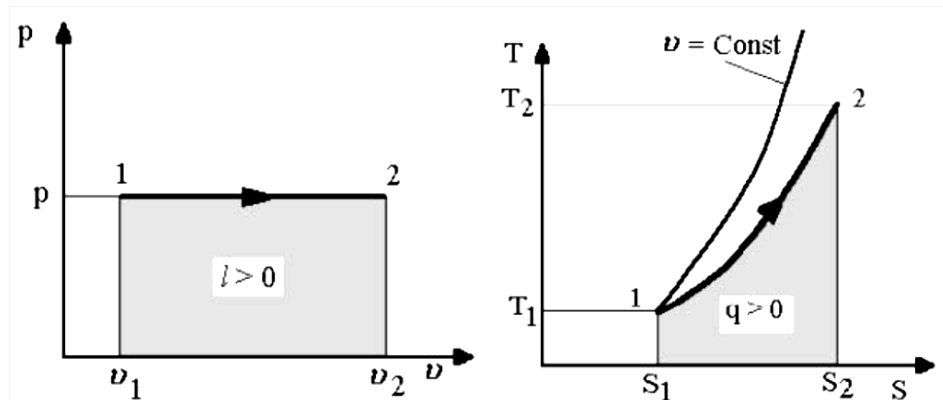


Рисунок 5.2 – Изобарный процесс в $p - V$ и $T - s$ диаграммах

Работа по изменению объема газа в изобарном процессе находится по формуле:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = p(v_2 - v_1) \quad (5.11)$$

Используя уравнения Клапейрона-Менделеева для состояния 1 ($p_1 v_1 = RT_1$) и состояния 2 ($p_2 v_2 = RT_2$) выражение для работы имеет вид:

$$l = R(T_2 - T_1) \quad (5.12)$$

Располагаемая работа газа в изобарном процессе

$$l_o = - \int_{p_1}^{p_2} v \, dp = 0 \quad (5.13)$$

Первый закон термодинамики для изобарного процесса в закрытой системе имеет вид:

$$q = u_2 - u_1 + l = \Delta u + p(v_2 - v_1) \quad (5.14)$$

То есть, подведенная теплота в изобарном процессе закрытой системы расходуется на изменение внутренней энергии и совершение рабочим телом работы по изменению его объема.

Записывая первый закон термодинамики через энтальпию, получим:

$$q = u_2 - u_1 + p(v_2 - v_1) = h_2 - h_1 \quad (5.15)$$

То есть, подведенная теплота в изобарном процессе закрытой системы расходуется на изменение энтальпии.

Подводимая теплота в изобарном процессе определяется по формуле:

$$q = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) \quad (5.16)$$

Изменение внутренней энергии системы найдем из первого закона термодинамики (5.14) с учетом (5.11), (5.12), (5.16) и (3.5)

$$u_2 - u_1 = q - l = c_p (T_2 - T_1) - R (T_2 - T_1) = (c_p - R)(T_2 - T_1) = c_v (T_2 - T_1)$$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1) \quad (5.17)$$

То есть, изменение внутренней энергии определяется аналогично изохорному процессу.

Изменение энтропии согласно (3.23) при $p = \text{const}$ определяется по формуле:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2 / T_1) \quad (5.18)$$

Изменение энтальпии процесса определяется исходя из (5.16):

$$h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) \quad (5.19)$$

5.4 Изотермический процесс

Это равновесный процесс, протекающий при постоянной температуре при $T = \text{const}$.

Соотношение между основными параметрами состояния в начале и в конце процесса устанавливается с помощью закона Бойля-Мариотта:

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = p v = \text{const}, \quad \text{при } T = \text{const} \quad (5.20)$$

То есть, изменение давления газа в изотермическом процессе обратно пропорционально изменению удельного объема. Изотермический процесс в $p - v$ и $T - s$ диаграммах изображен на рисунке 5.3.

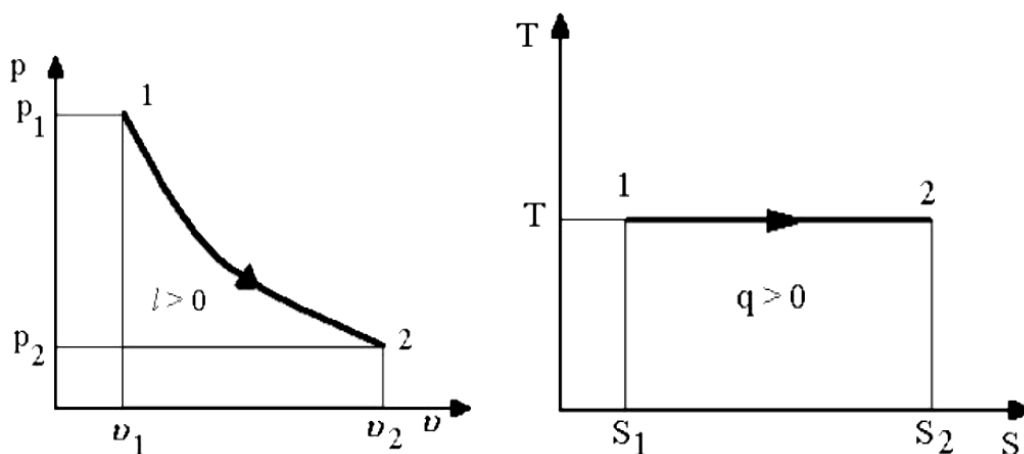


Рисунок 5.3 – Изотермический процесс в $p - V$ и $T - s$ диаграммах

Работа по изменению объема газа в изотермическом процессе с учетом уравнения (3.25), (2.1) и (5.20) находится по формуле:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (5.21)$$

Располагаемая работа газа в изотермическом процессе

$$l_o = - \int_{p_1}^{p_2} v \, dp = - \int_{p_1}^{p_2} RT \frac{dp}{p} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} \quad (5.22)$$

Рассматривая выражения (5.21) и (5.22) можно сделать вывод, что работа идеального газа по изменению объема и располагаемая работа при изотермическом процессе равны.

Так как при изотермическом процессе температура не меняется, то изменение внутренней энергии равно нулю:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1) = 0 \quad (5.23)$$

Первый закон термодинамики для изотермического процесса в закрытой системе имеет вид:

$$q = u_2 - u_1 + l = l = RT \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (5.24)$$

То есть, подведенная теплота в изотермическом процессе в закрытой системе полностью превращается в работу по изменению объема рабочего тела.

Изменение энтропии согласно (3.23) при $T = \text{const}$ с учетом (5.20) определяется по формуле:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = R \ln(p_1/p_2) = R \ln(v_2/v_1) \quad (5.25)$$

Изменение энтальпии процесса определится исходя из (3.17) и при $T=\text{const}$ будет равна нулю:

$$h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1) = 0 \quad (5.26)$$

5.5 Адиабатный процесс

Это равновесный процесс, протекающий без теплообмена $q = 0$.

В адиабатном процессе все основные параметры состояния переменны. Соотношение между основными параметрами состояния в начале и в конце процесса устанавливается с помощью уравнения Пуассона:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = p v^k = \text{const} \quad (5.27)$$

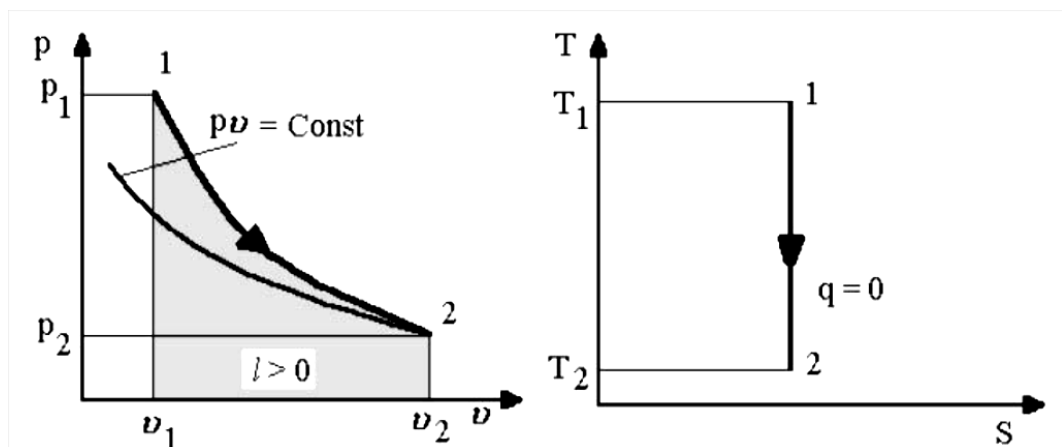


Рисунок 5.4 – Адиабатный процесс в $p - V$ и $T - s$ диаграммах

Адиабата расширения 1 – 2 в $p - v$ координатах рисунок 5.4 графически схожа с гиперболой изотермического процесса, но располагается круче. Как видно из диаграммы, с уменьшением давления газа его объем увеличивается, и наоборот.

Другие уравнения адиабатного процесса относительно T , p и v находят с помощью уравнения Клапейрона (2.1) (2.2) путем выражения одного и параметров p или v и имеют вид:

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{k-1} \quad (5.28)$$

$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} \quad (5.29)$$

где k – показатель адиабаты, который можно определить из выражения

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + R}{c_v} = 1 + \frac{R}{c_v} = 1 + \frac{8314}{\mu c_v} \quad (5.30)$$

В виду того, что теплообмен в адиабатном процессе отсутствует ($\delta q = 0$), теплоемкость адиабатного процесса $c = \frac{\partial q}{\partial T} = 0$, то соответственно, и изменение энтропии равно:

$$\Delta s = \frac{\delta q}{T} = 0, \quad \text{а } s = \text{const}$$

Исходя из этого, в T - s диаграмме (рисунок 5.4) адиабата обратимого процесса изображается в виде вертикальной прямой.

Первый закон термодинамики для адиабатного процесса в закрытой системе аналитически выражается уравнением:

$$q = u_2 - u_1 + l = \Delta u + l = 0$$

то есть

$$u_2 - u_1 = -l \quad \text{или} \quad \Delta u = -l \quad (5.31)$$

Из уравнения видно, что для того чтобы получить в адиабатном процессе работу по изменению объема, необходимо расходовать запас внутренней энергии газа. При сжатии запас внутренней энергии возрастает.

Для открытой системы первый закон термодинамики запишем в виде:

$$q = h_2 - h_1 + l_o = \Delta h + l_o = 0 \quad (5.32)$$

Работа по изменению объема газа в адиабатном процессе может быть рассчитана из (5.31) по уравнению

$$l = u_1 - u_2 = c_v(T_1 - T_2) \quad (5.33)$$

$$\text{или с учетом (3.5) и (3.7): } l = (R/(k-1))(T_1 - T_2) \quad (5.34)$$

Располагаемая работа газа в адиабатном процессе согласно (5.32) и (3.17):

$$l_o = (h_1 - h_2) = c_p(T_1 - T_2) \quad (5.35)$$

Из этого выражения следует, что изменение энтальпии равно располагаемой работе с минусом:

$$h_2 - h_1 = \Delta h = -l_o \quad (5.36)$$

5.6 Политропные процессы

Политропным процессом называется процесс при неизменной теплоемкости **c**. Изохорный, изобарный, изотермический и адиабатный процессы являются частными случаями политропных процессов.

Политропные процессы подчиняются уравнению:

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = p v^n = \text{const}, \quad (5.37)$$

где **n** – показатель политропы.

Показатель политропы **n** для различных политропных процессов может иметь различные значения на всем интервале от $-\infty$ до $+\infty$.

Другие уравнения политропного процесса относительно **T**, **p** и **v** аналогичны адиабатному процессу (5.28) (5.29) и имеют вид:

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{n-1} \quad (5.38)$$

$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{\frac{n-1}{n}} \quad (5.39)$$

Показатель политропы зависит от величины удельной теплоемкости и определяется выражением:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} \quad (5.40)$$

Для частных случаев политропного процесса (изохорный, изобарный, изотермический, адиабатный процессы) показатели политропы имеют значения:

$$v = \text{Const, (изохорный),} \quad c = c_v, \quad n = \pm\infty$$

$$p = \text{Const, (изобарный),} \quad c = c_p, \quad n = 0$$

$$T = \text{Const, (изотермический),} \quad c = \infty, \quad n = 1$$

$$dq = 0, \text{ (адиабатный),} \quad c = 0, \quad n = k$$

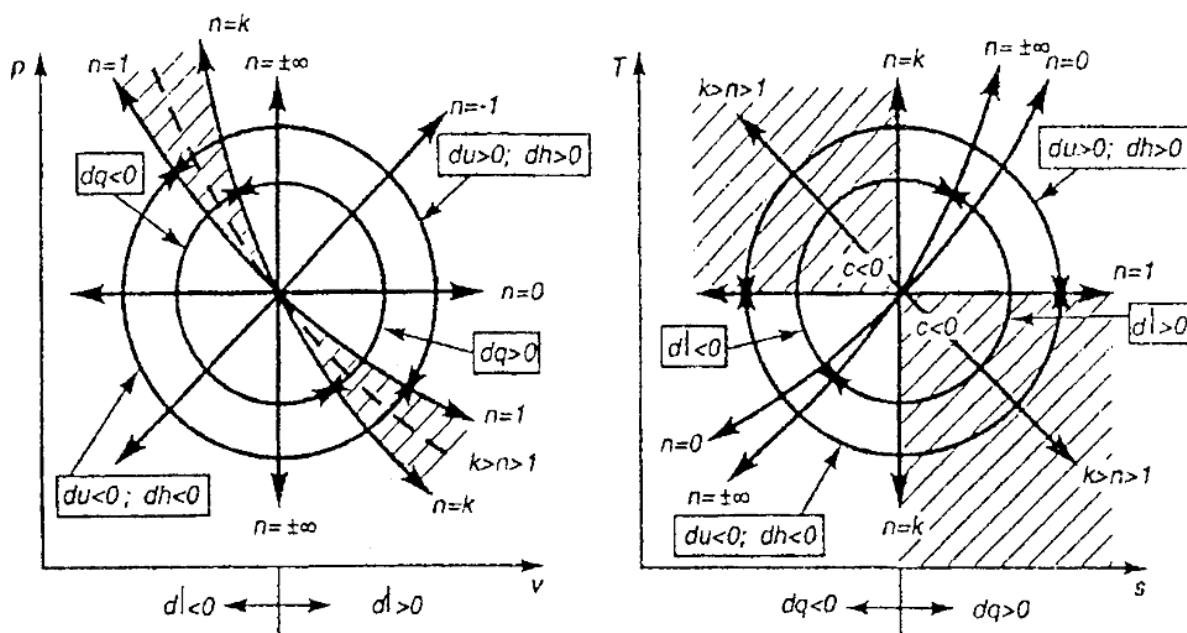


Рисунок 5.5 – Политропные процессы в $p - V$ и $T - s$ диаграммах

В диаграммах состояния (рисунок 5.5) семейство политропных процессов имеет только одну точку пересечения.

Если считать точку пересечения за начало каждого процесса, то на основе анализа диаграмм можно сделать выводы, что все политропные процессы, расположенные:

правее изохоры – процессы расширения, левее – процессы сжатия;

выше изобары – процессы с ростом давления, ниже – с уменьшением;

правее адиабаты – с подводом теплоты, левее – с отводом теплоты;

выше изотермы – процессы с повышением температуры и внутренней энергии, ниже – с понижением температуры и внутренней энергии.

В связи с этим все политропные процессы можно разбить на три группы:

1) Показатель политропы изменяется в пределах $-\infty < n < 1$. Процессы идут с подводом теплоты и ростом внутренней энергии при расширении. Во всех процессах сжатия теплота отводится, а внутренняя энергия уменьшается.

2) Показатель политропы изменяется в пределах $1 < n < k$. Во всех процессах расширения этой группы идет подвод теплоты, а внутренняя энергия уменьшается. Во всех процессах сжатия при отводе теплоты внутренняя энергия увеличивается.

3) Показатель политропы изменяется в пределах $k < n < \infty$. Во всех процессах расширения этой группы идет отвод теплоты и внутренняя энергия уменьшается. Все процессы сжатия идут с подводом теплоты и ростом внутренней энергии.

Аналитические выражения первого закона термодинамики для политропного процесса имеют вид:

$$q = u_2 - u_1 + l \quad (5.41)$$

$$q = h_2 - h_1 + l_0 \quad (5.42)$$

Работа политропного процесса определяется аналогично как при адиабатном процессе (5.33) (5.34):

$$l = (R/(n - 1))(T_1 - T_2) \quad (5.43)$$

или с учетом уравнения Клапейрона

$$l = (p_1 v_1 / (n - 1)) (1 - T_2 / T_1) \quad (5.44)$$

$$l = (1/(n - 1)) (p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad (5.45)$$

Теплота, подводимая в политропном процессе, рассчитывается по формуле

$$q = c (T_1 - T_2) \quad (5.46)$$

или учитывая (5.40)

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_1 - T_2) \quad (5.47)$$

Располагаемая работа газа в политропном процессе:

$$l_o = q - (h_2 - h_1) = q - c_p(T_2 - T_1)$$

С учетом (5.47) и (3.5) и (3.7)

$$l_o = \frac{n}{n-1} R(T_1 - T_2) \quad (5.48)$$

6 Термодинамические циклы и цикл Карно

6.1 Термодинамические основы циклов (круговые процессы)

Термодинамическим циклом, или *круговым процессом*, называется термодинамический процесс, в котором термодинамическая система, претерпев ряд изменений, возвращается в исходное состояние. Все параметры и функции состояния, изменяясь в процессе, в конце цикла принимают первоначальное значение. На диаграмме состояний такой процесс изображается замкнутой линией. Осуществляться может прямой цикл и обратный цикл.

Прямой цикл – цикл (рисунок 6.1а), в котором теплота превращается в работу, при этом процесс расширения проходит выше, чем процесс сжатия.

Обратный цикл – цикл (рисунок 6.1б), в котором теплота от «холодного» источника передается «горячему» источнику при затрате работы, при этом процесс сжатия проходит выше, чем процесс расширения.

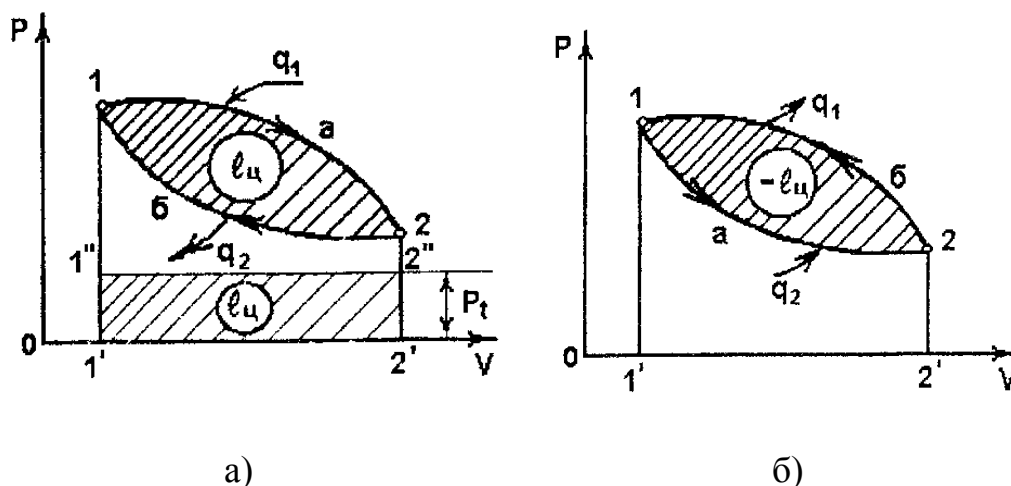


Рисунок 6.1 – Диаграмма прямого (а) и обратного цикла (б) в p – V координатах

В результате замкнутого термодинамического процесса изменение внутренней энергии рабочего тела (газа)

$$\Delta u_{\text{ц}} = du = u_2 - u_1 = 0$$

В соответствии с первым законом термодинамики для цикла $l_{\text{ц}} = q_{\text{ц}}$. То есть работа, совершаемая термодинамической системой за цикл, должна быть равна суммарному количеству теплоты, получаемому или отдаваемому системой в течение цикла. Если учесть, что в циклах всегда существуют процессы, при которых теплота подводится к рабочему телу ($q_1 > 0$) и процессы, при которых отводится ($q_2 < 0$). Поэтому, в общем случае

$$l_{\text{ц}} = q_{\text{ц}} = q_1 - q_2 \quad (6.1)$$

В прямом цикле (рисунок 6.1а) по кривой 1а2 происходит процесс расширения и теплота q_1 от более «горячего» источника передается рабочему телу. При этом в процессе совершается положительная работа расширения $l_{\text{расш}}$, которая на графике равна площади по кривой процесса пл.1'1а22'1'. Кривая 2б1 представляет собой процесс сжатия рабочего тела и оно возвращается в исходное состояние 1. В этом процессе от рабочего тела отводится в «холодный» источник теплота q_2 . Для осуществления процесса необходимо совершить работу сжатия над рабочим телом $l_{\text{сж}}$, которая на графике равна площади по кривой процесса пл.1'1б22'1' и име-

ет отрицательное значение. По величине $l_{расш} > l_{сж}$ и тогда $l_{ц} = l_{расш} - l_{сж}$, что на графике соответствует площади 1a2б1 внутри цикла.

При осуществлении прямого цикла происходит совершение работы, которая в тепловых машинах преобразуется в механическую. Для различных циклов эффект в получении работы различный. Этот эффект оценивается *термическим коэффициентом полезного действия* η_t , который определяется

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} \quad (6.2)$$

Одной из важнейших характеристик термодинамического цикла служит *среднее давление цикла* p_t . Это условное постоянное давление, при котором совершается работа, равная работе за цикл при переменном давлении. По физическому смыслу p_t , это работа, приходящаяся на единицу рабочего объема, равная

$$p_t = \frac{l_{ц}}{v_{max} - v_{min}} \quad (6.3)$$

На графике (рисунок 6.1а) p_t соответствует площади пл.1'1"2'2'1' = пл.1a2б1.

В обратном цикле (рисунок 6.1б) по кривой 1a2 происходит процесс расширения и теплота q_2 подводится от «холодного» источника. Кривая 2б1 представляет собой процесс сжатия рабочего тела и оно возвращается в исходное состояние 1. В этом процессе от рабочего тела отводится в «горячий» источник теплота q_1 . В обратном цикле для его осуществления необходимо за цикл затратить работу. Площадь 1a2б1 на графике пропорциональна затрате работы ($- l_{ц}$). В этом цикле по величине

$l_{расш} < l_{сж}$ и $l_{ц} = l_{расш} - l_{сж}$, отрицательная.

Обратный цикл используется в холодильных установках и характеризуется *холодильным коэффициентом* ξ_t

$$\xi_t = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} \quad (6.4)$$

Обратный цикл в тепловых насоса оценивается *отопительным коэффициентом* ξ_T

$$\xi_T = \frac{q_1}{l_{ц}} = \frac{q_1}{q_1 - q_2} \quad (6.5)$$

Таким образом, для осуществления любого термодинамического цикла необходимо иметь два внешних источника энергии с разной температурой. «Горячий» источник с высокой температурой называется *теплоотдатчиком*, а «холодный» источник с низкой температурой – *теплоприемником*. Для рабочего не имеет значения, что является источником энергии. Например, в прямых циклах теплоотдатчиком может являться органическое топливо, ядерное топливо и т.д., а теплоприемником – окружающая среда, вода и т.д.

В прямом цикле энергия подводимая к рабочему телу от источника с более высокой температурой расходуется на получение полезной работы и на теплопотери в окружающую среду.

В обратном цикле рабочее тело забирает теплоту от источника с низкой температурой, затем с помощью дополнительно подведенной энергии увеличивает ее потенциал и передает теплоту источнику с высокой температурой.

6.2 Прямой обратимый цикл Карно

Самым экономичным термодинамическим циклом является цикл предложенный в 1824г. Сади Карно.

Циклом Карно называется круговой цикл, состоящий из 2-х изотермических и 2-х адиабатных процессов. Обратимый цикл Карно в **p-v** и **T-s** диаграммах показан на рисунке 6.2.

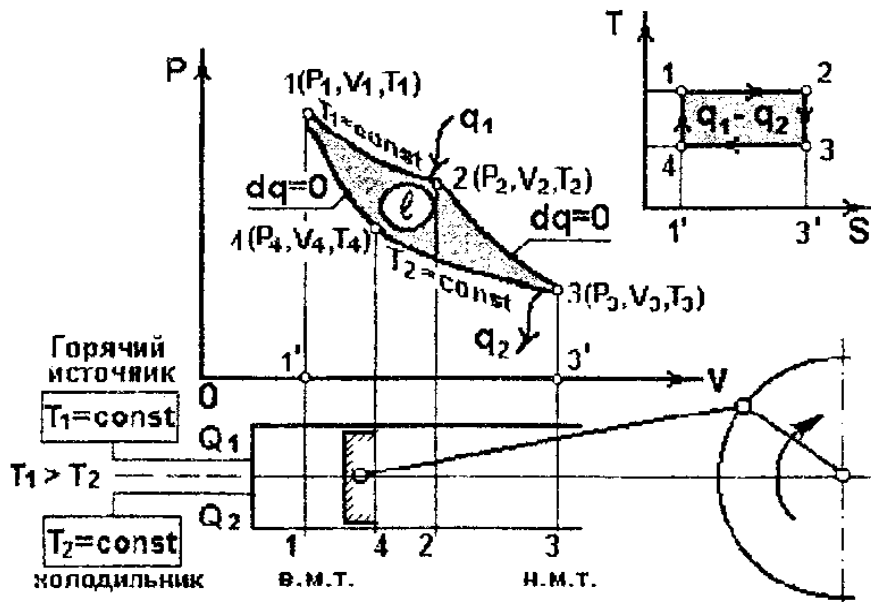


Рисунок 6.2 – Прямой обратимый цикл Карно в p - v и T - s диаграммах

В прямом обратимом цикле Карно содержится 4 процесса:

1 - 2 – изотермическое расширение при $T_1 = \text{const}$, подвод теплоты q_1 от «горячего» источника к рабочему телу.

2- 3 – обратимое адиабатное расширение при $s_2 = \text{const}$. Температура уменьшается от $T_2 = T_1$ до $T_3 = T_2$.

3 - 4 – изотермическое сжатие при $T_2 = \text{const}$, отвод теплоты q_2 к «холодному» источнику от рабочего тела.

4 - 1 – обратимое адиабатное сжатие при $s_1 = \text{const}$. Температура повышается от $T_4 = T_2$ до $T_1 = T_1$.

Выделенные значения температур T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$) соответствуют температурам «горячего» источника и холодильника (рисунок 6.2).

Термический коэффициент полезного действия η_t (к.п.д.) прямого цикла Карно определяется согласно (6.2). При этом работа за цикл равна сумме работ совершаемых отдельно в каждом из четырех процессов:

$$l_{\text{ц}} = l_{12} + l_{23} + l_{34} + l_{41} = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) + RT_2 \ln \frac{v_4}{v_3} + \frac{R}{k-1} (T_2 - T_1)$$

$$l_{\text{ц}} = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + RT_2 \ln \frac{v_4}{v_3} \quad (6.6)$$

Количество подведенной теплоты при изотермическом процессе 1 – 2 определяется из уравнения (5.24):

$$q_1 = q_{12} = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Тогда термический к.п.д. цикла Карно равен

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1} + RT_2 \ln \frac{v_4}{v_3}}{RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}}$$

Для адиабатных процессов расширения 2 – 3 и 4 – 1 согласно (5.27) (5.28) имеем

$$T_2 / T_1 = (v_2 / v_3)^{k-1} \text{ и } T_2 / T_1 = (v_1 / v_4)^{k-1}$$

$$\text{откуда } v_2 / v_3 = v_1 / v_4 \text{ или } v_2 / v_1 = v_3 / v_4$$

С учетом полученного равенства термический к.п.д. цикла Карно имеет вид

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (6.7)$$

Из выражения (6.7) следует 1-я теорема Карно: «Термический к.п.д. обратимого цикла Карно не зависит от свойств рабочего тела и определяется только температурами источников».

Из сравнения произвольного обратимого цикла и цикла Карно вытекает 2-я теорема Карно: «Обратимый цикл Карно является наивыгоднейшим циклом в заданном интервале температур».

То есть к.п.д. цикла Карно всегда больше к.п.д. произвольного цикла при одинаковых температурах T_1 и T_2 .

Выводы из анализа цикла Карно:

- Для превращения теплоты в работу необходима разность температур.

- К.п.д. цикла Карно η_t возрастает с увеличением T_1 и уменьшением T_2 .

- Достижение температуры $T_2 < 0$ невозможно, так как $\eta_t > 1$, что противоречит первому закону термодинамики.

- Полное превращение теплоты в работу невозможно, так как $\eta_t = 1$ при $T_1 = \infty$ или $T_2 = 0$, что практически недостижимо.

Цикл Карно является идеальным циклом и в тепловых двигателях не реализуется по причинам:

1) Невозможность практического осуществления изотермических процессов с идеальным газом.

2) Малая величина работы цикла вследствие незначительного различия в крутизне наклона изотерм и адиабат, которая соизмерима с механическими потерями в реальном двигателе.

Значение цикла Карно:

- Тепловой эталон, определяющий при данных температурных условиях максимально возможную степень полезного использования теплоты; в сравнении с ним можно судить о степени совершенства реальных циклов;

- Играет большую роль в установлении основных положений второго закона термодинамики.

6.3 Обратный обратимый цикл Карно

Обратный цикл Карно, как и прямой, состоит также из 2-х изотермических и 2-х адиабатных процессов. В отличие от прямого (рисунок 6.2) обратный цикл Карно начинается с адиабатического расширения, кривая которого лежит ниже изотермического. В $p-v$ и $T-s$ диаграммах обратный цикл Карно показан на рисунке 6.3.

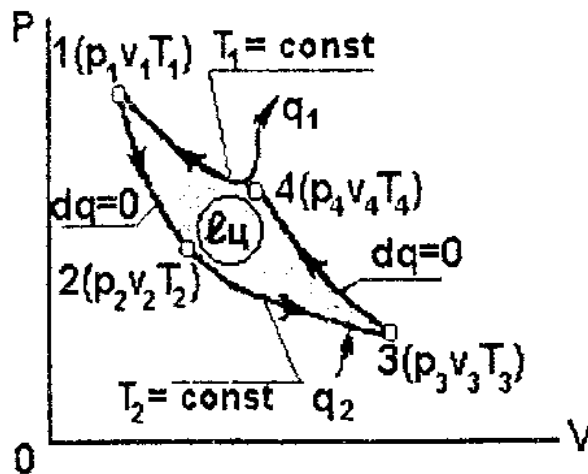


Рисунок 6.3 – Обратный обратимый цикл Карно в p - v диаграмме

В обратном обратимом цикле Карно содержится также 4 процесса:

1- 2 – обратимое адиабатное расширение при $s_2 = \text{const}$ и $dq = 0$. Температура уменьшается от $T_1 = T_1$ до $T_2 = T_2$.

2 - 3 – изотермическое расширение при $T_2 = \text{const}$, подвод теплоты q_2 от «холодного» источника к рабочему телу.

3 - 4 – обратимое адиабатное сжатие при $s_1 = \text{const}$ и $dq = 0$. Температура повышается от $T_3 = T_2$ до $T_4 = T_1$.

4 - 1 – изотермическое сжатие при $T_1 = \text{const}$, отвод теплоты q_1 от рабочего тела в «горячий» источник.

Выделенные значения температур T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$) соответственно температуры «горячего» источника и «холодного» источника.

Для осуществления обратного цикла Карно затрачивается работа $l_{ц}$, которая может быть определена исходя из выражения (6.6), аналогично прямому циклу Карно.

Эффективность обратного цикла Карно оценивается холодильным коэффициентом (6.4), равным отношению теплоты, отводимой от «холодного» источника q_2 , к затраченной работе $l_{ц}$:

$$\xi_t = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (6.8)$$

Величина ξ_t увеличивается при уменьшении температуры «горячего»

источника T_1 и увеличении температуры «холодного» источника T_2 .

Для холодильных установок, работающих по обратному циклу $\xi_t > 1$.

Отопительный коэффициент ξ_T в тепловых насосах равен отношению теплоты, отданной внешнему потребителю, к затраченной работе:

$$\xi_T = \frac{q_1}{l_{ц}} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \quad (6.9)$$

Величина отопительного коэффициента (теплотрансформаторы, работающие по обратному циклу) $\xi_T > 1$.

7 Реальные газы. Водяной пар. Влажный воздух

7.1 Свойства реальных газов и их уравнения состояния

Реальные газы отличаются от идеальных газов тем, что молекулы этих газов имеют объемы и связаны между собой силами взаимодействия, которые уменьшаются с увеличением расстояния между молекулами. При практических расчетах различных свойств реальных газов уравнения состояния (2.1)-(2.4), используемые для идеальных газов не применимы. Равенство в этих уравнениях отсутствует и, отношение левой части к правой части уравнений в случае реальных газов, носит название *коэффициента сжимаемости* и определяется из уравнения:

$$P \cdot v / (R \cdot T) = z, \quad (7.1)$$

Так как для идеальных газов при любых условиях $P \cdot v = R \cdot T$, то для этих газов $z = 1$.

Таким образом, величина коэффициента сжимаемости выражает отклонение свойств реального газа от свойств идеального. Величина z для реальных газов в зависимости от давления и температуры может принимать значения больше или меньше единицы (рисунок 7.1) и только при

малых давлениях и высоких температурах она практически равна единице. Тогда реальные газы можно рассматривать как идеальные.

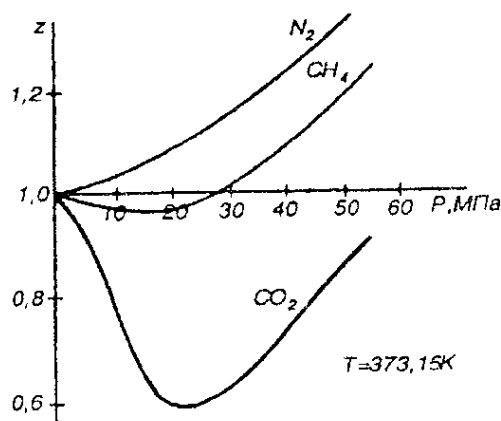


Рисунок 7.1 – Зависимость коэффициента сжимаемости от давления при $T = 373,15\text{K}$

В связи с отличием свойств реального газа от свойств идеального газа необходимо иметь новые уравнения состояния, которые связывали бы значения P , v , T и давали бы возможность рассчитывать некоторые свойства реальных газов для разных условий. Было предложено многочисленное число различных уравнений состояния реальных газов, но ни одно из них не решает проблему для общего случая. Развитие кинетической теории газов позволило установить точное уравнение состояния реальных газов, которое носит название *уравнения Ван-дер-Ваальса*:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT, \quad (7.2)$$

где a , b – постоянные величины, первая учитывает силы взаимодействия, вторая учитывает размер молекул.

В уравнении (7.2) величина a/v^2 – характеризует добавочное давление, под которым находится реальный газ вследствие сил сцепления между молекулами и называется *внутренним давлением*. Для жидких тел это давление имеет большие значения (например, для воды при 20°C составляет 1050 МПа), а для газов из-за малых сил сцепления молекул оно очень мало. Поэтому внешнее давление, под которым находится жидкость, ока-

зывает ничтожное влияние на её объем, и жидкость считают несжимаемой. В газах в виду малости значения a/v^2 внешнее давление легко изменяет их объем.

Поправка b учитывает конечный объем молекул и силы отталкивания, возникающие между ними.

Уравнение Ван-дер-Ваальса качественно верно отображает поведение жидких и газообразных веществ, для двухфазных состояний оно неприменимо.

На P - V – диаграмме (рисунок 7.2) показаны изотермы построенные по уравнению Ван-дер-Ваальса.

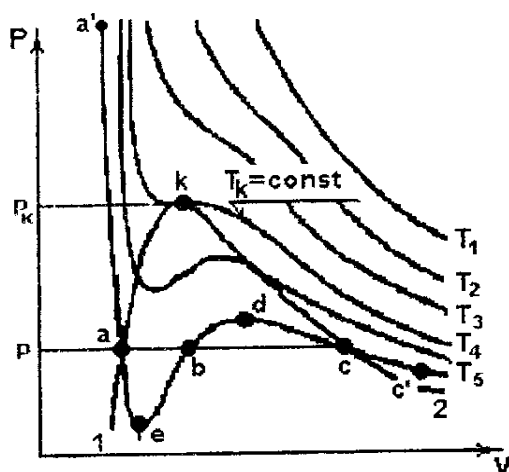


Рисунок 7.2 – Изотермы Ван-дер-Ваальса.

Из кривых видно, что при сравнительно низких температурах имеются волнообразные участки. Чем выше температура, тем короче эти части кривых. Эти волнообразные кривые указывают на непрерывный переход от жидкого состояния в парообразное при данной температуре. Точка **a** соответствует состоянию жидкости, точка **c** относится к парообразному состоянию вещества.

На диаграмме рисунок 7.2:

- линия **1k** – нижняя пограничная кривая, разделяет жидкую фазу вещества слева и двухфазное состояние (жидкость – пар) справа, в каждой точке линии **1k** начало кипения жидкости;

- линия **2k** – *верхняя пограничная кривая*, разделяет двухфазное состояние (жидкость – пар) слева и паровую (газовую) фазу вещества справа и соответствует состоянию *сухого насыщенного пара*.

Таким образом, для реального вещества **PV** – диаграмму можно разбить на 3 области:

1 – область жидкого состояния, расположена левее нижней пограничной кривой;

2 – область двухфазных состояний (влажный пар), расположена между нижней и верхней пограничной кривой;

3 – область перегретого пара, расположена правее верхней пограничной кривой и выше критической точки. Условно область жидкости ограничивают сверху линией **p_k k** – *критическая изобара*.

Критическую температуру Д. И. Менделеев называл *абсолютной температурой кипения*, при которой поверхностное натяжение в жидкости становится равным нулю, т.е. исчезает различие между жидкостью и парообразным состоянием вещества (*насыщенным паром*).

С ростом **p** удельные объемы **v** (плотность **p**) жидкости и газа сближаются. Точка **k** – критическая точка, в которой исчезает различие между жидкой и газовой фазами, параметры в этой точке (**p_k v_k T_k**) называются *критическими параметрами*.

Результаты анализа изотерм Ван-дер-Ваальса:

- при **T > T_k** уравнение Ван-дер-Ваальса имеет один вещественный корень и два мнимых, изотермы имеют вид гипербол.

- при **T = T_k** критическая точка **k** является точкой перегиба изотермы **T_k=const**, все три корня уравнения вещественные, равные друг другу.

- при **T < T_k** уравнение имеет три разных по величине вещественных корня, на изотермах появляются волнообразные участки с минимумом (точка **e**) и максимумом (точка **d**).

В третьем случае теоретические изотермы волнообразные, но в реальности изотермы в этой области являются прямыми, параллельными оси **v**,

совпадающими с изобарой (например, прямая **ас**). В этой части изотерм существует две фазы вещества жидкость и газ (пар).

В уравнении Ван-дер-Ваальса коэффициенты a и b и индивидуальная газовая постоянная R определяются через критические параметры:

$$a = 3v_k p_k; \quad b = v_k/3; \quad R = 8p_k v_k / (3T_k) \quad (7.3)$$

Коэффициент сжимаемости в критической точке:

$$Z_k = \frac{p_k v_k}{R T_k}$$

Таблица 7.1 – Критические параметры веществ

Вещество	H ₂ O	N ₂	O ₂	H ₂	CO	CO ₂
p_k, МПа	22.06	3.4	5.043	1.32	3.5	7.383
T_k, К	647.1	126.2	154.58	32.2	132.9	304.2
v_k*10³, м³/кг	3.06	3.194	2.3	33.5	3.325	2.136
Z_k	0.229	0.29	0.29	0.32	0.295	0.274

7.2 Водяной пар и процессы с паром

Самым распространенным рабочим телом в паровых турбинах, паровых машинах, в атомных установках, теплоносителем в различных теплообменниках является *водяной пар*.

Пар – газообразное тело в состоянии, близкое к кипящей жидкости.

Парообразование – процесс превращения вещества из жидкого состояния в парообразное.

Испарение – парообразование, происходящее всегда при любой температуре с поверхности жидкости.

При некоторой определенной температуре, зависящей от природы жидкости и давления, под которым она находится, начинается парообразование во всей массе жидкости. Этот процесс называется *кипением*.

Обратный процесс парообразования называется *конденсацией*. Она также протекает при постоянной температуре, равной температуре кипения.

Процесс перехода твердого вещества непосредственно в пар называется *сублимацией*.

Обратный процесс перехода пара в твердое состояние называется *де-сублимацией*.

При испарении жидкости в ограниченном пространстве (в паровых котлах) одновременно происходит обратное явление – конденсация пара. Если скорость конденсации станет равной скорости испарения, то наступит динамическое равновесие. Пар в этом случае имеет максимальную плотность и называется *насыщенным паром (НП)*.

Если температура пара выше температуры насыщенного пара того же давления, то такой пар называется *перегретым (ПП)*. Разность между температурой перегретого пара и температурой насыщенного пара того же давления называется *степенью перегрева*. Так как удельный объем перегретого пара больше удельного объема насыщенного пара, то плотность перегретого пара меньше плотности насыщенного пара. Поэтому перегретый пар является *ненасыщенным паром*.

В момент испарения последней капли жидкости в ограниченном пространстве без изменения температуры и давления образуется *сухой насыщенный пар (СНП)*. Состояние такого пара определяется одним параметром – давлением.

Механическая смесь сухого и мельчайших капелек жидкости называется *влажным паром (ВНП)*.

Массовая доля сухого пара во влажном паре называется *степенью сухости – x* :

$$x = m_{\text{сн}} / m_{\text{вн}}, \quad (7.4)$$

где $m_{\text{сн}}$ – масса сухого насыщенного пара (СНП) во влажном;

$m_{\text{вн}}$ – масса влажного насыщенного пара (ВНП).

При этом $0 \leq x \leq 1$, при чем $x = 0$ – начало кипения, $x = 1$ – только СНП.

Дальнейший подвод теплоты, при постоянном давлении, сохраняет температуру постоянной, соответствующей точке b , а объем увеличивается. Однако изменение объема происходит не за счет увеличения объема жидкости (аналогично участку $a-b$), а посредством перехода части жидкости в пар (участок $b-c$). Температура в точке b называется *температурой насыщения*, а давление – давлением насыщения. Кипение характеризуется парообразованием в объеме жидкости в отличие от испарения, которое происходит лишь со свободной поверхности при условии, что парциальное давление пара над жидкостью меньше давления насыщения.

По мере подвода теплоты, все большее количество жидкости переходит в пар, а преобразование закончится в точке c . Двухфазная среда в области $b-c$ называется *влажным насыщенным паром (ВНП)*, а процесс парообразования в ней является изобарно-изотермическим (т.к. вся теплота расходуется на испарение жидкой фазы). В точке c вся жидкость превращается в пар, который называется сухим насыщенным (линия $k-c-c'$).

При сообщении сухому пару теплоты, при том же давлении, его температура будет увеличиваться, пар будет перегреваться. *Перегретым* называется пар (ПП), температура которого превышает температуру насыщенного пара того же давления (область изобарного перегрева пара $c-d$, степень перегрева $T_d - T_c$). Область $c-d'$ – изотермический перегрев пара (степень перегрева $T_{d'} - T_{c'}$).

Удельное количество теплоты участвующее в процессе парообразования на диаграмме (рисунок 7.3) равно площади, ограниченной линией процесса, осями абсцисс и ординат и равна $пл.b_0bcc_0b_0$. При этом Ψ это внешняя теплота парообразования или работа расширения влажного насыщенного пара (ВНП). Но, теплота затрачивается еще на изменение внутренней потенциальной энергии, которая называется *внутренней теплотой парообразования* ρ . При этом количество теплоты, необходимое для полного превращения 1 кг кипящей жидкости в сухой насыщенный пар (СНП), называемая *скрытой теплотой парообразования*, равно:

$$r = \rho + \Psi = T_s (s'' - s')$$

где T_s – температура насыщения при данном давлении;

s' – энтропии точки начала кипения;

s'' – энтропия сухого насыщенного пара.

В точке К теплота парообразования r равна нулю.

На рисунке 7.4 приведена T - s диаграмма водяного пара. На этой диаграмме также как и на p – v диаграмме две пограничные кривые $a_0a'K$ ($x = 0$) и $Ka''C$ ($x=1$) делят поле диаграммы на три области: вода (жидкость), влажный насыщенный пар и перегретый пар. Изотермы представляют собой горизонтальные линии, изоэнтропы – вертикальные. На диаграмме также нанесены изобара ($p = \text{const}$), изохора ($v = \text{const}$) и линии сухости ($x = \text{const}$).

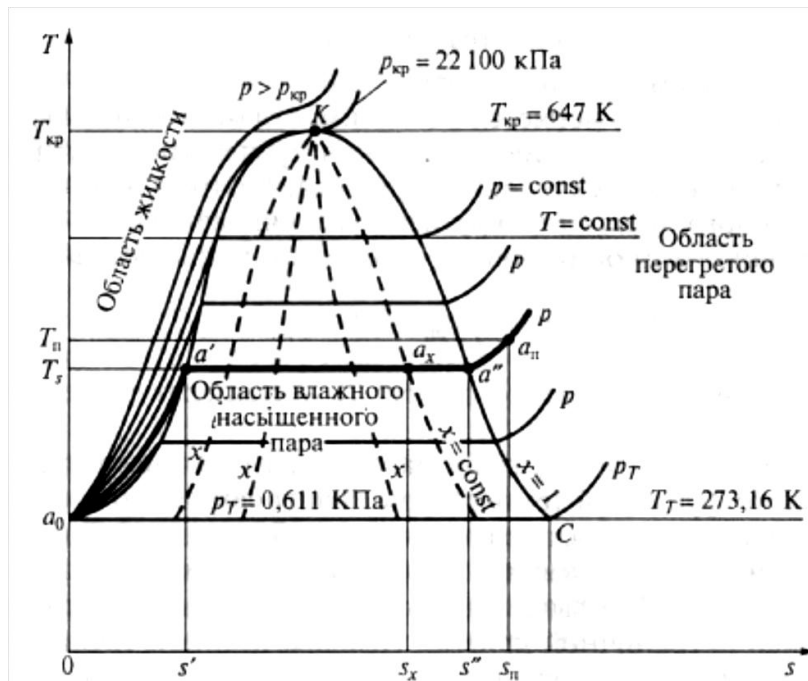


Рисунок 7.4 – T - s диаграмма водяного пара

Изобара в области воды, влажного насыщенного и перегретого пара имеет разный характер. В области воды она представляет собой экспоненциальную кривую, которая начинается в тройной точке a_0 , расположенной на оси ординат, и заканчивается в точке начала кипения a' . Изменение энтропии в этом процессе

$$\Delta s = s' - s_0 = \int_{T_0}^{T_s} c_p \frac{dT}{T} = c_{pv} \ln \frac{T_s}{T_0} = s', \quad (7.6)$$

где s' – энтропия точки начала кипения;

s_0 – энтропия тройной точки ($s_0 = 0$);

c_{pv} – массовая изобарная теплоемкость воды;

T_s – температура насыщения при данном давлении, K ;

T_0 – температура тройной точки K .

Удельное количество теплоты, идущее на нагрев воды до кипения

$$\text{равно } q = \int_{T_0}^{T_s} T ds.$$

В области влажного насыщенного пара изобара сливается с изотермой ($T_s = \text{const}$ при $p = \text{const}$) и является горизонтальной линией $a'a''$.

Изменение энтропии при кипении воды составляет $\Delta s = s'' - s'$, где s'' – энтропия сухого насыщенного пара.

В области перегретого пара изобара представляет собой кривую, угловой коэффициент касательной к которой $\tan \alpha = T/c_{pp}$, где c_{pp} – теплоемкость перегретого пара.

Изменение энтропии при перегреве пара в процессе $a''a_n$ равно:

$$\Delta s = s_n - s'' = \int_{T_s}^{T_n} c_{pp} \frac{dT}{T} = c_{pp} \ln \frac{T_n}{T_s}, \quad (7.7)$$

где s_n – энтропия перегретого пара;

T_n – температура перегретого пара.

Удельное количество теплоты на перегрев пара $q = \int_{T_0}^{T_n} T ds$.

На рисунке 7.5 приведена обобщенная диаграмма изобарного процесса получения перегретого пара из воды в $T - s$ координатах.

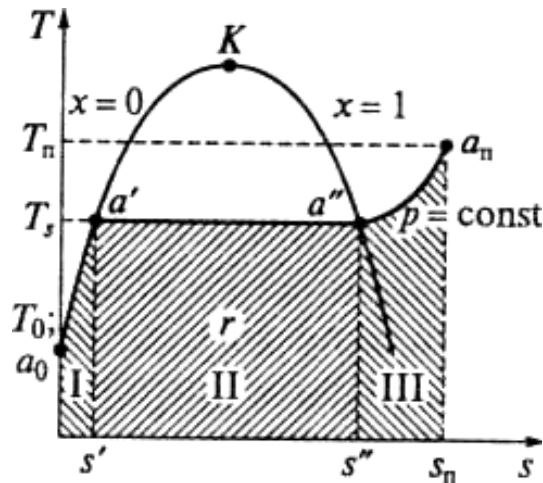


Рисунок 7.5 – Изобарный процесс получения перегретого пара из воды в $T - s$ координатах

Площадь под кривой $a_0 a'$ характеризует удельную теплоту процесса, идущую на нагрев воды от T_0 в точке a_0 до T_s . Площадь под кривой $a' a''$ характеризует удельную теплоту парообразования, площадь под $a'' a_n$ — получение перегретого пара с T_n . Полная удельная теплота, идущая на получение из 1 кг воды 1 кг перегретого пара будет равна суммарной площади:

$$q = \int_{T_0}^{T_s} T ds + T_s(s'' - s') + \int_{T_s}^{T_n} T ds \quad (7.8)$$

Функции состояния жидкости и пара (рисунок 7.3)

Параметры жидкости при 0°C принимаются следующими:

$$h'_0 = 0; \quad s'_0 = 0; \quad u'_0 = h'_0 - p'_0 v'_0 = 0$$

Параметры жидкости в начале кипения принимаются

$$h' = h'_0 + c_f(T_s - T_0) = c_f(T_s - 273) = c_f t_s; \quad s'_0 = 0; \quad u'_0 = h'_0 - p'_0 v'_0 = 0$$

где c_f — теплоемкость воды, $c_f = 4,19 \text{ кДж}/(\text{кг К})$

$$s' = s'_0 + c_f \int_{T_0}^{T_s} \frac{dT}{T} = c_f \ln \frac{T_s}{273}; \quad u' = h' - p_s v'$$

Сухой насыщенный пар:

$$h'' = h' + r; \quad s'' = s' + r/T_s; \quad u'' = h'' - p_s v''$$

Влажный насыщенный пар:

$$h_x = h' + x r; \quad s_x = s' + x r/T_s; \quad u_x = h_x - p_s v_x$$

$$\text{где } \mathbf{v}_x = (1 - x) \mathbf{v}' + x \mathbf{v}'' \approx x \mathbf{v}''$$

Перегретый пар:

$$h = h'' - c_p (T - T_s) ; \quad s = s'' + c_p \ln \frac{T}{T_s} ; \quad u = h - p_s v$$

Основные процессы с водяным паром

При проведении основных термодинамических процессов с реальными газами (парами) изменение состояния определяется либо с помощью уравнений состояния веществ, либо по таблицам и диаграммам.

При проведении теплотехнических расчетов, связанных с паром, большое применение получил графический метод с использованием диаграмм состояния, особенно **h – s** диаграммы.

Основные процессы с паром в рабочей части показаны **h – s** диаграмме на рисунке 7.6.

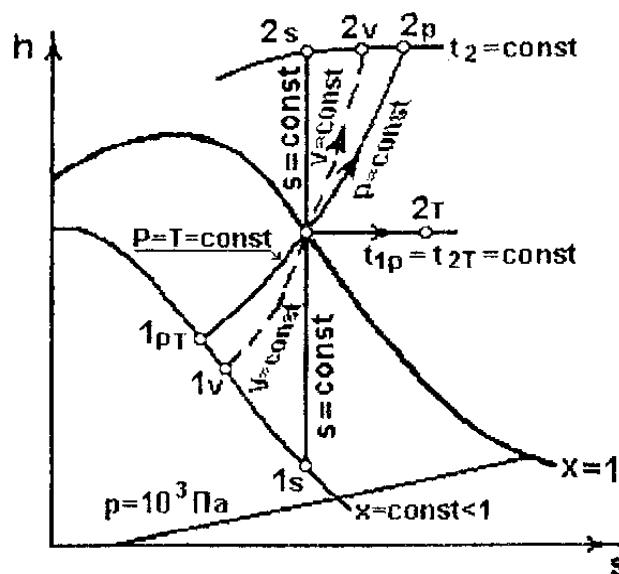


Рисунок 7.6 – Диаграмма **h – s** основных процессов с водяным паром

На диаграмме (рисунок 7.6) показаны термодинамические процессы изменения состояния с переходом влажного насыщенного пара в перегретый.

Процесс **v = const** (линия 1_v2_v). Учитывая формулы раздела 5.2, получим:

$$\Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1); \quad l = 0; \quad q = \Delta u$$

так как (5.7) $q = \Delta h + l_o$, то $l_o = \Delta u - \Delta h$ или $l_o = v(p_2 - p_1)$

Процесс $p = \text{const}$ (линия $1_p 2_p$). Учитывая формулы раздела 5.3, получим:

$$\Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1);$$

$$l = p(v_2 - v_1); \quad q = \Delta h; \quad l_o = 0$$

Из (5.14) $q = \Delta u + l$, тогда $l = \Delta h - \Delta u$

Процесс $T = \text{const}$ (линия $1_T 2_T$). Учитывая формулы раздела 5.4, получим:

$\Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1)$; (в отличие от идеального газа $\Delta u \neq 0$).

$$q = \int_1^2 T ds = T \Delta s; \quad l = q - \Delta u$$

из выражения $q = \Delta h + l_o$ имеем $l_o = q - \Delta h$

Процесс $dq = 0$ (линия $1_s 2_s$). Учитывая формулы раздела 5.5, получим:

$$\Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1); \quad l = -\Delta u; \quad l_o = -\Delta h$$

7.3 Характеристика влажного воздуха

Атмосферный воздух, в основном состоящий из кислорода, азота, углекислого газа, содержит всегда некоторое количество водяного пара.

Смесь сухого воздуха и водяного пара называется *влажным воздухом*.

Влажный воздух при данном давлении и температуре может содержать разное количество водяного пара. Если смесь состоит из сухого воздуха и насыщенного водяного пара, то его называют *насыщенным влажным воздухом*. В этом случае во влажном воздухе находится максимально возможное для данной температуры количество водяного пара. При охлаждении этого воздуха, будет происходить конденсация водяного пара. Парциальное давление водяного пара в этой смеси равно давлению насыщения при данной температуре.

Если влажный воздух содержит при данной температуре водяной пар в перегретом состоянии, то он будет называться *ненасыщенным*. Так как в нем находится не максимально возможное для данной температуры количество водяного пара, то он способен к дальнейшему увлажнению. Поэтому такой воздух используют в различных сушильных установках.

По *закону Дальтона* общее давление влажного воздуха равно сумме парциальных давлений сухого воздуха и водяного пара, входящих в его состав:

$$P = P_B + P_{II} , \quad (7.9)$$

где P_B – парциальное давление сухого воздуха;

P_{II} – парциальное давление водяного пара.

Парциальное давление пара P_{II} называют также *упругостью пара*.

Каждому значению P_{II} соответствует определенная температура t , при которой пар становится насыщенным. Максимальное значение P_{II} при данной температуре влажного воздуха t представляет собой *давление насыщенного водяного пара* – P_s , а температура t_s – *температурой насыщения*.

Для нахождения парциального давления пара пользуются специальным прибором - гигрометром. С помощью этого прибора определяют *точку росы*, т.е. температуру (t_p), до которой нужно охладить при постоянном давлении воздух, чтобы он стал насыщенным ($p_{II} = p_s$). Зная точку росы, можно по таблицам определить парциальное давление пара в воздухе как давление насыщения (P_s), соответствующее точке росы t_p .

Имеется зависимость для определения давления насыщения $p_s=f(t_s)$ и температуры точки росы:

$$p_s = 10^{(10,95 - \frac{2224}{T_s})} , \text{ Па} \quad (7.10)$$

$$T_p = 2224 / (10,95 - \lg p_{II}) , \text{ К} \quad (7.11)$$

Абсолютной влажностью воздуха называется количество водяных паров, находящихся в 1 м³ влажного воздуха. Абсолютная влажность равна плотности пара при его парциальном давлении и температуре воздуха t_s

$$\rho_n = M_n / V \quad (7.12)$$

Отношение абсолютной влажности ненасыщенного воздуха при данной температуре к абсолютной влажности насыщенного воздуха при той же температуре называется *относительной влажностью* воздуха

$$\varphi = c_n / c_s \text{ или } \varphi = c_n / c_s \cdot 100\% \quad (7.13)$$

Для сухого воздуха $\varphi = 0$ ($p_n = 0$), для ненасыщенного $\varphi < 1$, для насыщенного $\varphi = 1$ (100%).

Если водяной пар считать как идеальный газ, то по закону Бойля-Мариотта отношение плотностей можно заменить отношением давлений.

Тогда:

$$\varphi = p_n / p_s \text{ или } p = p_n / p_s \cdot 100\% \quad (7.14)$$

Плотность влажного воздуха складывается из масс, содержащихся в 1 м³ сухого воздуха и водяных паров:

$$\rho = \rho_v + \rho_n = p_v / (R_v T) + \varphi / v'' \quad (7.15)$$

Кажущаяся молекулярная масса влажного воздуха определяют по формуле:

$$\mu = 28,95 - 10,934 \varphi p_s / p \quad (7.16)$$

Значения p_s и v'' при температуре воздуха t берутся из таблицы водяного пара, φ – по данным психрометра, p – по барометру.

Влагосодержание – представляет собой отношение массы пара к массе сухого воздуха:

$$d = M_n / M_v = \rho_n / \rho_v = \frac{p_n \mu_n}{p_v \mu_v} = 0,622 \frac{\varphi p_s}{p - \varphi p_s}, \quad (7.17)$$

где M_n , M_v – соответственно массы пара и сухого воздуха во влажном воздухе.

Связь между влагосодержанием с относительной влажностью:

$$d = 0,622 \varphi \cdot p_s (p - \varphi \cdot p_s) \quad (7.18)$$

Газовая постоянная:

$$R = 8314/\mu = 8314/(28,95 - 10,934 \cdot \varphi \cdot p_s/p) \quad (7.19)$$

Объем влажного воздуха, приходящегося на 1 кг сухого воздуха:

$$V_{\text{вл.в}} = R T/P \quad (7.20)$$

Удельный объем влажного воздуха:

$$v = V_{\text{вл.в}}/(1 + d) \quad (7.21)$$

Удельная массовая теплоемкость паровоздушной смеси:

$$c_{\text{см}} = c_{\text{в}} + d c_{\text{п}} \quad (7.22)$$

Массовая доля пара $g_{\text{п}}$ – отношение массы пара к массе влажного воздуха:

$$g_{\text{п}} = M_{\text{п}} / M = M_{\text{п}} / (M_{\text{п}} + M_{\text{в}}) = d / (1 + d) \quad (7.23)$$

Объемная доля пара $r_{\text{п}}$

$$r_{\text{п}} = N_{\text{п}} / N = N_{\text{п}} / (N_{\text{п}} + N_{\text{в}}) = d_{\mu} / (1 + d_{\mu}) \quad (7.24)$$

Удельная энтальпия влажного воздуха (1 кг воздуха и d кг пара)

$$h = h_{\text{в}} + h_{\text{п}} d = c_{\text{рв}} t_{\text{в}} + d \cdot (r_{\text{п}} + c_{\text{рп}} t_{\text{в}}), \quad (7.25)$$

где $c_{\text{рв}} = 1 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ – изобарная теплоемкость сухого воздуха;

$r_{\text{п}} = 2501 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ – скрытая теплота парообразования;

$c_{\text{рп}} = 1.97 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ – теплоемкость пара.

8 Термодинамика газовых потоков

8.1 Первый закон термодинамики для газового потока

На практике при рассмотрении рабочих процессов машин, аппаратов и устройств, встречаются задачи изучения закономерностей движения рабочих тел (газов, пара и жидкостей). В автомобильной технике это вопросы подготовки топливной смеси в двигателе, движение ее в цилиндры двигателя и движение выхлопных газов в системе выпуска.

Параметры газа в потоке и при его торможении имеют вид:

$p, \rho(v), T$ – параметры газа в потоке, w – скорость потока;

$p^*, \rho^*(v^*), T^*$ – параметры заторможенного потока ($w = 0$).

При этом, связь между параметрами:

$$h^* = h + w^2/2; \quad T^* = T + w^2/(2c_p); \quad p^* = p(T^*/T)^{k/(k-1)}; \quad \rho^* = \rho (T^*/T)^{1/(k-1)}.$$

При течении газа по каналу рисунок 8.1 его параметры меняются с течением времени и в каждом сечении в общем случае имеют определенные параметры.

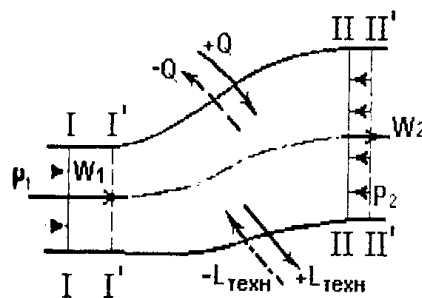


Рисунок 8.1 – Течение газа по каналу

Уравнение 1-го закона термодинамики для потока газа рассматривается при следующих допущениях:

- движение газа по каналу установившееся и неразрывное;
- скорости по сечению, перпендикулярному оси канала, постоянны;
- пренебрегается трение частичек газа друг другу и о стенки канала;
- изменение параметров по сечению канала мало по сравнению их абсолютными значениями.

При течении газа по каналу (рисунок 8.1) за время $\Delta\tau$ газ перемещается из сечений I – II в сечения I' – II'. Работа силы давления p_1 равна:

$$p_1 A_1 W_1 d\tau = p_1 \Delta V_1 = p_1 V_1 \Delta M$$

Работа силы давления p_2 равна:

$$p_2 A_2 W_2 d\tau = - p_2 \Delta V_2 = - p_2 V_2 \Delta M$$

Тогда работа проталкивания при течении газа равна:

$$L_{\text{прот.}} = (p_1 V_1 - p_2 V_2) \Delta M$$

Записывая уравнение баланса энергии газа в потоке имеем:

$$Q + (p_1 V_1 - p_2 V_2) \Delta M = (u_2 - u_1) \Delta M + (w_2^2 - w_1^2) \Delta M / 2 + L_{\text{техн.}}$$

В результате можем записать уравнение 1-го закона термодинамика для газового потока для 1 кг газа в виде:

$$q = \Delta u + \Delta e + l_{\text{прот.}} + l_{\text{техн.}}, \quad (8.1)$$

где Δe – изменение кинетической энергии системы;

w_1, w_2 – скорости потока в начале и в конце канала;

$l_{\text{прот.}}$ – работа проталкивания, затрачиваемая на движения потока;

$l_{\text{техн.}}$ – техническая (полезная) работа (турбины, компрессора, насоса, вентилятора и т.д.).

Используя понятие *энтальпии*, уравнение 1-го закона термодинамики будет иметь вид:

$$q = (h_2 - h_1) + (w_2^2 - w_1^2) / 2 + l_{\text{техн.}} \quad (8.2)$$

В дифференциальной форме уравнение имеет вид:

$$dq = dh + w dw + dl_{\text{техн.}} \quad (8.3)$$

Сформулируем 1-ый закон термодинамики для потока газа: *Теплота, подведенная к газовому потоку, равна алгебраической сумме изменения энтальпии, внешней кинетической энергии газа и совершаемой им технической работы.*

8.2 Критическое давление и скорость. Сопла и диффузоры

Если при перемещении газа по каналу происходит его расширение с уменьшением давления и увеличением скорости, то такой канал называется *соплом*.

Если в канале происходит сжатие рабочего тела с увеличением его давления и уменьшением скорости, то такой канал называют *диффузором*.

В каналах при небольшой разности давлений газа и внешней среды скорость течения рабочего тела достаточно большая. В большинстве случаев длина канала небольшая и процесс теплообмена между стенкой и

газом незначителен, поэтому процесс течения газа можно считать адиабатным. При адиабатном течении газа в канале $dq = 0$ и $dl_{\text{техн.}} = 0$, тогда из уравнения (8.2) имеем:

$$(w_2^2 - w_1^2) / 2 = h_1 - h_2 \quad (8.4)$$

Рассмотрим процесс равновесного адиабатного истечения газа через сопло из резервуара, в котором газ имеет параметры p_1, v_1, T_1 . Скорость газа на входе в сопло w_1 . Давление газа на выходе из сопла равно давлению среды, в которую истекает газ. Расчет сопла сводится к определению скорости и расхода газа на выходе, нахождению площади поперечного сечения и правильному выбору его формы. Скорость истечения газа на выходе в соответствии с уравнением (8.4) примет вид:

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_1^2} = \sqrt{2(h_1^* - h_2)},$$

или, если для произвольного сечения принять $w_2 = w$, а $h_2 = h$, уравнение примет вид:

$$w = \sqrt{2(h_1 - h) + w_1^2} = \sqrt{2(h_1^* - h)} \quad (8.5)$$

Формула (8.5) применима и для идеального газа и для реальных газов. Используя основные соотношения и первый закон термодинамики для адиабатного процесса ($\delta q = 0$), а также уравнение Клапейрона-Менделеева, получим формулу для определения скорости истечения идеального газа:

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} R T_1^* [1 - (p/p_1^*)^{(k-1)/k}]}, \quad (8.6)$$

где p – статическое давление в рассматриваемом сечении.

Массовый расход газа G через сопло (кг/с) определяется из соотношения

$$G = w \rho A = w A / v,$$

где A – площадь выходного сечения сопла.

Учитывая уравнение адиабатного процесса, получим:

$$1/v = (p/p_1^*)^{1/k} / v_1^* = p_1^* (p/p_1^*)^{1/k} / (RT_1^*)$$

Используя это выражения и (8.6), получаем:

$$G = A \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1^{*2}}{RT_1^*} [(p/p_1^*)^{2/k} - (p/p_1^*)^{(k+1)/k}]} , \text{ кг/с} \quad (8.7)$$

Таким образом, массовый расход идеального газа при истечении зависит от площади выходного сечения сопла, свойств и начальных параметров газа **k, p, T** и степени его расширения (т. е. давления газа на выходе).

По уравнению (8.7) построена зависимость **G = f(p₂/p₁)** (пунктир), где **p₂/p₁ = β**, а **G = m** и **p = p₂**. Реально при **0 < p₂/p₁ < β_{кр}** массовый расход остается постоянным. То есть в сужающемся сопле невозможно получить давление на выходе ниже **p_{кр}**, соответствующему максимальному расходу (рисунок 8.2).

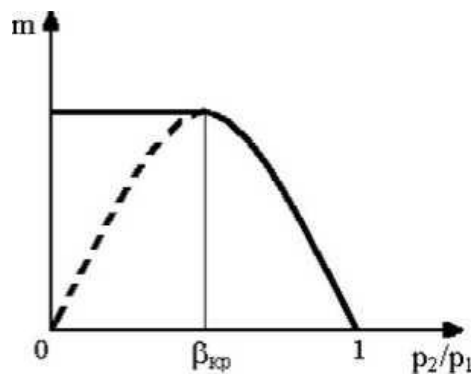


Рисунок 8.2 – Зависимость массового расхода газа через сопло от соотношения **p₂/p₁**

Для отыскания max функции **G = f(p₂/p₁)** возьмем производную (**p = const**) от выражения (8.7). В результате получим:

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1^*} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} \quad (8.8)$$

Таким образом, отношение критического давления на входе (**p₂ = p_{кр}**) к давлению перед соплом **p₁** имеет постоянное значение и зависит от показателя адиабаты (т.е. от природы рабочего тела). Одноатомный газ имеет **k = 1,66** и соответственно **β_{кр} = 0,49**. Трехатомный и перегретый пар **k = 1,3** и соответственно **β_{кр} = 0,546**. Для воздушной смеси **k = 1,4** и соответст-

венно $\beta_{кр} = 0,528$. Для оценочных расчетов принимается $\beta_{кр} \approx 0,5$.

Критическая скорость устанавливается в устье сопла при истечении в окружающую среду с давлением, равным или ниже критического. Для этого в уравнение (8.6) подставим (8.8), тогда получим:

$$w_{кр.} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} R T_1^*} \quad (8.9)$$

Величина критической скорости определяется физическими свойствами и начальными параметрами газа. Из уравнения адиабаты следует:

$$v_1^* = v_{кр} (p_{кр}/p_1^*)^{1/k}$$

подставляя сюда уравнение (8.8), получим:

$$v_1^* = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)} \quad (8.10)$$

а также:

$$p_1^* = p_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{-[k/(k-1)]}; \quad T_1^* = (k+1) T_{кр}/2 \quad (8.11)$$

Подставляя (8.11) в (3.17), получим:

$$w_{кр.} = \sqrt{k R T_{кр}} = \sqrt{k p_{кр} v_{кр}}$$

Из курса физики известно, что

$$w_{кр.} = \sqrt{k R T_{кр}} = \sqrt{k p_{кр} v_{кр}} = c,$$

где **c** – скорость распространения звука в среде с параметрами $p_{кр}$, $v_{кр}$

Таким образом, критическая скорость истечения газа равна местной *скорости звука*. Поэтому газ в сужающемся сопле не может расширяться до давления, меньше критического, а скорость не может превысить критическую. Для получения сверхзвуковой скорости на выходе из сопла необходимо придать ему специальную форму. Для характеристики вида истечения газа в канале используется *число Маха* равное $M = w/c$. По числу Маха различают $M < 1$ – дозвуковое течение, $M = 1$ – звуковое, $M > 1$ – сверхзвуковое.

В стационарном режиме в соответствии с уравнением непрерывности


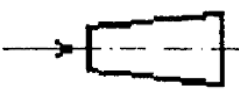
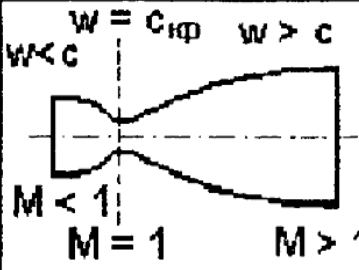
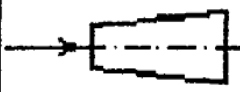

$$G = Aw/v = \text{const}$$

секундный массовый расход одинаков во всех сечениях, поэтому изменение площади A вдоль сопла определяется соотношением интенсивностей возрастания удельного объема газа v и его скоростью w . Если скорость увеличивается быстрее, чем объем $\frac{dw}{dx} > \frac{dv}{dx}$, то сопло должно сужаться, если же $\frac{dw}{dx} < \frac{dv}{dx}$, то расширяться. С использованием числа Маха аналогично имеем:

- при $M < 1$; $dw > 0$; если $dA < 0$ – суживающийся канал;
- при $M > 1$; $dw > 0$; если $dA > 0$ – расширяющийся канал.

В суживающемся канале $w > c$ невозможна. Чтобы получить за соплом сверхзвуковую скорость, нужно иметь за ним давление меньше критического. Это возможно в комбинированном канале, то есть сопло необходимо составить из двух частей: сужающейся, где $M < 1$ и расширяющейся, где $M > 1$. Такое комбинированное сопло получило название сопла Лаваля. Формы каналов сопел и диффузоров приведены в таблице 8.1.

Таблица 8.1 – Формы каналов сопел и диффузоров при различных скоростных режимах

Скоростной режим	Сопло $dw > 0$; $dp < 0$; $dT < 0$; $dv > 0$	Диффузор $dw < 0$; $dp > 0$; $dT > 0$; $dv < 0$	Сопло Лаваля
$w < c$ $M < 1$			
$w > c$ $M > 1$			

Изменение параметров газа по длине сопла Лаваля при истечении газа и процесс истечения в vr -координатах представлены на рисунке 8.3.

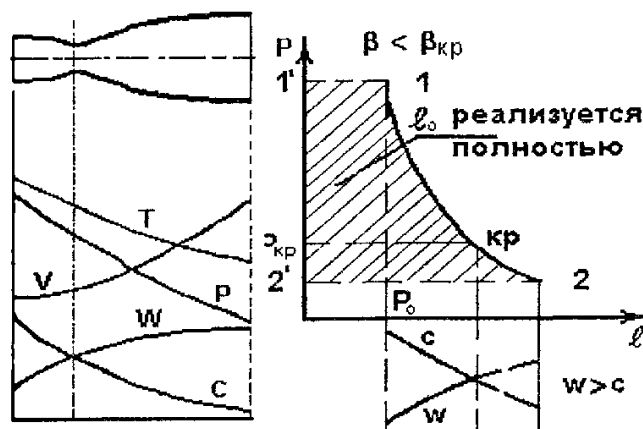


Рисунок 8.3 – Параметры газа и их изменение при истечении по длине сопла Лавали и pv -координатах

При этом критическая скорость $w_{кр}$ определяется по уравнению (8.9), а скорость w_2 – по уравнению (8.6), где $p = p_0$. Расход газа вычисляется по уравнению (8.7), в котором $A = A_{кр}$, $p = p_{кр}$ или $A = A_2$, $p = p_0$. Зависимость скорости газа на выходе из суживающегося сопла и сопла Лавали от отношения давлений приведена на рисунке 8.4.



Рисунок 8.4 – Изменение скорости газа на выходе из суживающегося сопла и сопла Лавали

8.3 Истечение пара из сопла. Дросселирование газов

Водяной пар не является идеальным газом, поэтому формулы полученные для расчета истечения идеального газа неприменимы и процесс его истечения из сопла лучше рассчитывать с помощью $h-s$ – диаграммы (ри-

сунок 8.5).

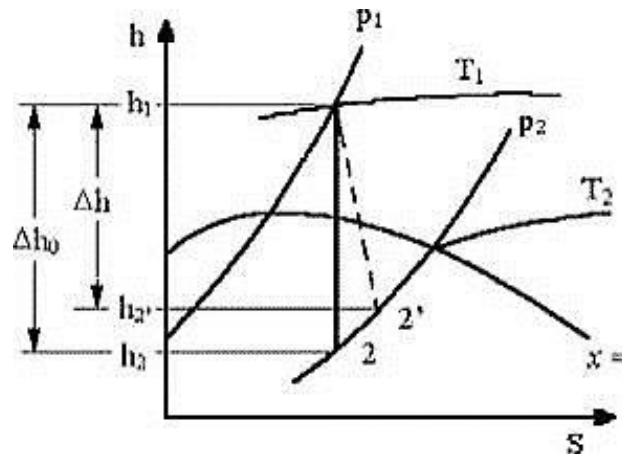


Рисунок 8.5 – Процесс расширения пара в сопле

Пар с начальным состоянием p_1, T_1 вытекает в среду с давлением p_2 . В случае истечения без трения и теплообмена (адиабатное, равновесное) $s = \text{const}$ (процесс 1–2). Скорость истечения рассчитывается по формуле (8.5), если площадь выходного сечения сопла выбрать достаточно большую так, чтобы $w_1 = 0$, тогда

$$w = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h_0}$$

Если h измеряется в кДж / кг, и w в м / с, тогда скорость истечения примет вид:

$$w = 44,7 \sqrt{h_1 - h_2} \quad (8.12)$$

В реальных условиях истечение пара является неравновесным и при течении выделяется теплота трения, что приводит к увеличению энтропии (процесс 1–2'). Срабатываемая разность энтальпий меньше:

$$h_1 - h_2' = \Delta h < \Delta h_0$$

что снизит скорость истечения w_2' . Потеря кинетической энергии потока вследствие трения выражается разностью: $\Delta h_0 - \Delta h = h_2 - h_2'$. Отношение потерь в сопле к располагаемому теплопадению называется *коэффициентом потери энергии в сопле* ξ_c :

$$\xi_c = \frac{\Delta h_0 - \Delta h}{\Delta h} = 1 - \frac{\Delta h}{\Delta h_0} \quad (8.13)$$

Дросселированием называется процесс понижения давления в движущемся стационарном потоке газа или пара при прохождении его через препятствие. Широко используется в технике для получения низких температур. Рассмотрим дросселирование газа на примере течения потока по каналу с диафрагмой (рисунок 8.6). Первый закон термодинамики для потока (8.2):

$$q_{\text{внешн}} = (h_2 - h_1) + (w_2^2 - w_1^2) / 2 + l_{\text{техн.}}$$

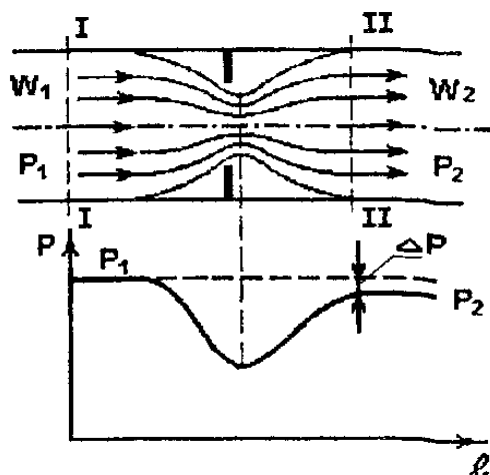


Рисунок 8.6 – Процесс дросселирования газа в диафрагме

Так как процесс адиабатный $q_{\text{внешн}} = 0$, кроме того, газ не производит внешней работы, т. е. $l_{\text{тех}} = 0$, следовательно,

$$(h_1 - h_2) = (w_2^2 - w_1^2) / 2 \quad (8.14)$$

Если скорость потока до и после диафрагмы мала, то $(w_2^2 - w_1^2) \approx 0$, тогда $h_1 - h_2 = 0$. Итак, при адиабатном дросселировании рабочего тела его энтальпия остается постоянной, давление падает, объем увеличивается. В самой же диафрагме и в непосредственной близости от нее скорость вначале возрастает, а затем убывает; энтальпия убывает, а затем растет (рисунок 8.6).

Изменение энтальпии идеального газа связано с изменением температуры соотношением $dh = c_p dT$, поэтому изменение температуры в процессе дросселирования идеального газа не происходит ($dT = 0$).

Так как

$$h_2 - h_1 = u_2 - u_1 + (p_2 v_2 - p_1 v_1) = 0$$

или

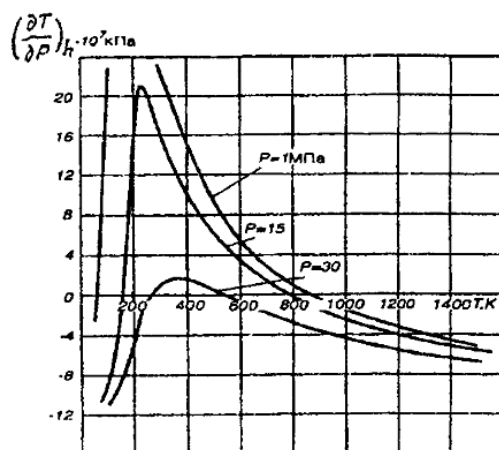
$$u_2 - u_1 = (p_2 v_2 - p_1 v_1).$$

Так как для идеального газа температура при дросселировании не меняется, то $u_2 = u_1$, а соответственно, и $p_1 v_1 = p_2 v_2$.

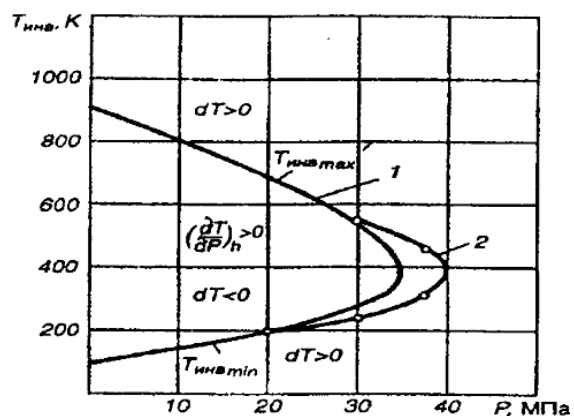
При дросселировании реальных газов температура может меняться (эффект Джоуля-Томсона). Первая производная температуры по давлению при неизменной энтальпии называется дифференциальным дроссель-эффектом Джоуля-Томпсона

$$\alpha_h = \left(\frac{dT}{dp} \right)_h \quad (8.15)$$

На рисунке 8.7а приведены зависимости дифференциального дроссель-эффекта дросселирования воздуха от температуры при различных давлениях.



а)



б)

Рисунок 8.7 – Зависимости дифференциального дроссель-эффекта дросселирования воздуха от температуры при различных давлениях (а) и инверсионная кривая (б)

Как показывает опыт, знак изменения температуры $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h$ для одного и того же вещества может быть положительным: $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h > 0$ – газ при дросселировании охлаждается, и отрицательным: $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h < 0$ – газ нагревается, что зависит от начальных параметров и физических свойств реальных газов.

Состояние газа, в котором $\left(\frac{dT}{dp}\right)_h = 0$, называется *точкой инверсии* эффекта Джоуля-Томсона, а температура, при которой эффект меняет знак, называют *температурой инверсии* $T_{инв}$. Зависимость $T_{инв}$ от давления называется инверсионной кривой (рисунок 8.7б).

В современной технике дроссель-эффект используется для получения низких температур: сжижения газов в холодильной технике. При движении пара в паропроводах, имеющих местные сопротивления, температура теплоносителя может изменяться. Для водяного пара практически возможен только положительный эффект: $\alpha_h > 0$, $dT < 0$, так как $T_{инв} = 4370 \text{ К}$. Изменение температуры газа (жидкости) в процессе адиабатного дросселирования при значительном перепаде давлений на дросселе называется *интегральным дроссель-эффектом*. Интегральный эффект Джоуля-Томсона определяется в результате интегрирования уравнения (8.15):

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_h dp, \quad (8.16)$$

где T_1 и T_2 – температуры дросселируемого вещества соответственно перед дросселем и за ним.

Интегральный дроссель-эффект может достигать весьма большой величины. Например, при адиабатном дросселировании водяного пара от давления 29,4 МПа и температуры 450 °С до давления 98 кПа температура пара уменьшится до 180 °С.

9 Циклы двигателей внутреннего сгорания (ДВС)

9.1 Общие понятия

Двигатель внутреннего сгорания – это такая тепловая машина, в которой подвод тепла к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя. Рабочим телом в таких двигателях на первом этапе является воздух или смесь воздуха с легко воспламеняемым топливом, а на втором – продукты сгорания. Холодным источником в этих двигателях служит внешняя среда. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания подразделяют на три группы:

- Цикл Отто – цикл с подводом теплоты при постоянном объеме (расчетный цикл ДВС с искровым зажиганием);
- Цикл Дизеля – цикл с подводом теплоты при постоянном давлении (расчетный цикл первых дизелей с компрессорным распыливанием топлива);
- Цикл Сабатэ-Тринклера – цикл со смещанным подводом теплоты частично при постоянном объеме и частично при постоянном давлении (расчетный цикл современных безкомпрессорных дизелей с впрыскиванием топлива под давлением).

Основными характеристиками или параметрами любого цикла теплового двигателя (ДВС) являются следующие безразмерные величины:

- *степень сжатия* (отношение удельных объемов рабочего тела в начале и конце сжатия)

$$\varepsilon = v_1 / v_2 \quad (9.1)$$

- *степень повышения давления* (отношение давлений в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты)

$$\lambda = p_3 / p_2 \quad (9.2)$$

- *степень предварительного расширения* или *степень изобарного расширения* (отношение удельных объемов в конце и в начале изохорного процесса подвода теплоты)

$$\rho = v_3 / v_2 \quad (9.3)$$

9.2 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме

Цикл Отто – цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме. Цикл назван именем немецкого конструктора, осуществившего этот цикл в 1876 г. В настоящее время карбюраторные двигатели (с искровым зажиганием), работающие по циклу Отто, широко распространены в технике. Они применяются в легковых и многих грузовых автомашинах, в самолетах с поршневыми двигателями и др. Диаграмма двигателя, работающего по циклу Отто представлена на рисунке 9.1.

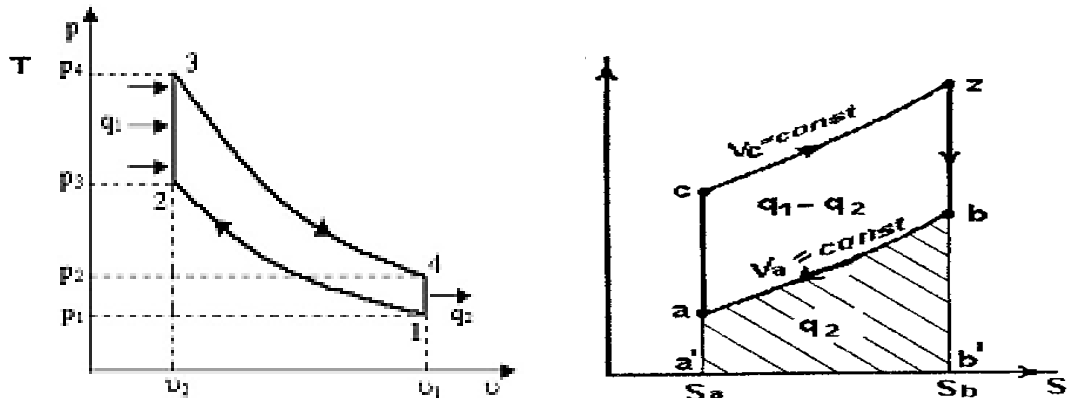


Рисунок 9.1 – Цикл Отто с подводом теплоты при $V = \text{const}$ в p - v координатах и в T – s координатах

Цикл работает следующим образом. Смесь поступает в камеру сгорания при давлении p_1 . От начального состояния (точка 1) с параметрами p_1 , T_1 , v_1 (давление, близкое к атмосферному) горючая смесь адиабатически сжимается (точка 2) до параметров p_2 , T_2 , v_2 , при этом производится работа сжатия горючей смеси (рабочего тела). В точке 2 происходит воспламенение (поджог) смеси, и процесс сгорания происходит практически мгновенно, то есть при $v = \text{const}$ (изохорный процесс). Давление возрастает до p_3 (температура и удельный объем в точке 3 становятся равными соответственно T_3 и v_2) и в процессе 2–3 подводится (выделяется при

сгорания топливной смеси) теплота q_1 . Далее (процесс 3–4) происходит адиабатическое расширение продуктов сгорания до параметров состояния p_4, T_4, v_1 (точка 4), при этом рабочее тело совершает работу расширения. От точки 4 осуществляется изохорный процесс отвода теплоты q_2 к холодному источнику, возвращая систему в первоначальное состояние. Процесс 41 в поршневом двигателе, работающем в циклическом режиме, осуществляется по изохоре, так как при открывании выхлопного клапана давление в цилиндре практически мгновенно снижается до атмосферного, за время, в течение которого поршень смещается незначительно ($v = \text{const}$).

Определим величину термического к. п. д. (η_t) цикла Отто, используя выражения (5.4) и (6.2):

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)}$$

При условии $c_v = \text{const}$ выражение примет вид :

$$\eta_t = 1 - \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)} \cdot \frac{T_1}{T_2} \quad (9.4)$$

Для адиабатного процесса 1–2 имеем:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1}$$

С учетом введенного понятия степени сжатия (9.1) имеем:

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1}{\epsilon^{k-1}} \quad (9.5)$$

Для адиабат 1–2 и 3–4 можно записать уравнения Пуассона (5.27):

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$$

$$p_4 v_4^k = p_3 v_3^k$$

Деля эти уравнения почленно и учитывая, что $v_2 = v_3$ и $v_4 = v_1$ получим:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} \text{ или } \frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2} \quad (9.6)$$

С учетом формул (9.6) и (9.5) уравнение (9.4) примет вид:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (9.7)$$

Работа за цикл с учетом (6.2) и (5.6) определится по формуле:

$$l_{\text{ц}} = q_1 \eta_t = c_v(T_3 - T_2) \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}\right) \quad (9.8)$$

Среднее давление цикла p_t определится как отношение работы за цикл к рабочему объему цилиндра V_h :

$$p_t = \frac{l_{\text{ц}}}{V_h}, \quad (9.9)$$

где $V_h = V_1 - V_2$ – рабочий объем цилиндра, равный разнице между полным объемом цилиндра V_1 поршень находится в Н.М.Т. и объемом камеры сгорания V_2 когда поршень в В.М.Т.

Учитывая определение степени повышения давления λ (9.2) и учитывая выражения (9.8), уравнение Клапейрона (2.1), уравнение Пуассона (5.27) и определение степени сжатия (9.1), получим выражение для определения p_t :

$$p_t = \frac{q_1 \eta_t}{V_1 - V_2} = \frac{c_v(T_3 - T_2) \eta_t}{V_2(\varepsilon - 1)} = \frac{c_v(p_3 - p_2) \eta_t}{R(\varepsilon - 1)} = \frac{c_v p_2(\lambda - 1) \eta_t}{(c_p - c_v)(\varepsilon - 1)}$$

окончательно получим:

$$p_t = \frac{p_1 \varepsilon^k (\lambda - 1) \eta_t}{(k - 1)(\varepsilon - 1)} \quad (9.10)$$

9.3 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении

Цикл Дизеля – цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении. Цикл Дизеля назван именем немецкого инженера, построившего двигатель, работающий по этому циклу в 1897 г. Термодинамический анализ

цикла Дизеля будем проводить, рассматривая идеализированный цикл, представленный в $p-v$ -диаграмме на рисунке 9.2.

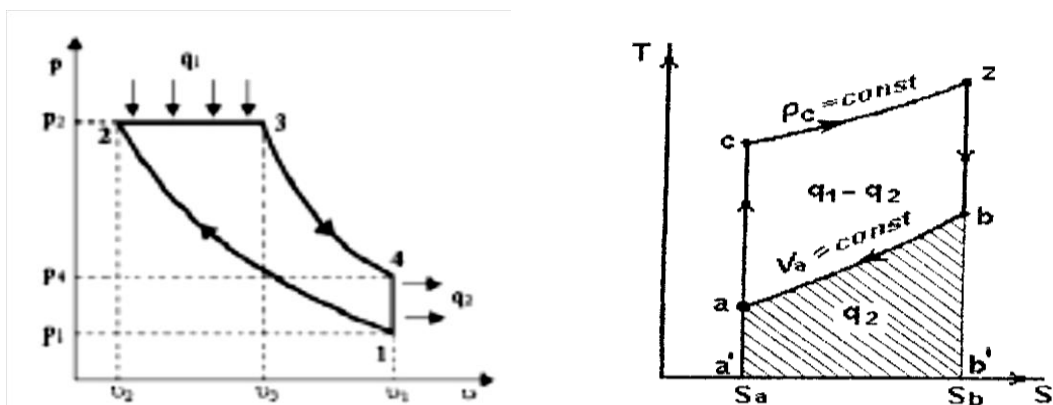


Рисунок 9.2 – Цикл Дизеля с подводом теплоты при $p = \text{const}$ в $p-v$ координатах и в $T-s$ координатах

Цикл работает следующим образом. Смесь поступает в камеру сгорания при давлении p_1 . От начального состояния (точка 1) с параметрами p_1 , T_1 , v_1 (давление, близкое к атмосферному) атмосферный воздух адиабатически сжимается (точка 2) до параметров p_2 , T_2 , v_2 , при этом производится работа сжатия воздуха (рабочего тела). Степень сжатия в двигателях с циклом Дизеля обычно достигает 15–16. В точке 2 начинается процесс расширения воздуха, и одновременно, через специальную форсунку впрыскивается топливо. За счет высокой температуры сжатого воздуха топливо само воспламеняется и сгорает при постоянном давлении, что обеспечивается расширением газа от v_2 до v_3 , при этом $p_2 = p_3$ (рисунок 9.2). Сгорание топливной смеси происходит постепенно (температура и удельный объем в точке 3 становятся равными соответственно T_3 и v_3), и в процессе 2–3 подводится (выделяется при сгорании топливной смеси) теплота q_1 . Далее (процесс 3–4) происходит адиабатическое расширение продуктов сгорания до параметров состояния p_4 , T_4 , v_1 (точка 4), при этом рабочее тело совершает работу расширения. От точки 4 осуществляется изохорный

процесс отвода теплоты q_2 к холодному источнику, возвращая систему в первоначальное состояние.

Определим величину термического к. п. д. (η_t) цикла Дизеля, используя выражения (5.16), (5.4) и (6.2):

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)}$$

или с учетом $k = \frac{c_p}{c_v}$ имеем

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{\left(\frac{T_4}{T_1} - 1\right)}{\left(\frac{T_3}{T_2} - 1\right)} \cdot \frac{T_1}{T_2} \quad (9.11)$$

Уравнение изобарного процесса с учетом (5.10) и определения степени предварительного расширения ρ (9.3) имеет вид:

$$\frac{T_3}{T_2} = \frac{v_3}{v_2} = \rho \quad (9.12)$$

Из уравнений (5.27) для адиабаты процессов 1–2 и 3–4 имеем:

$$v_1^k = p_2 v_2^k \quad p_3 v_3^k = p_4 v_4^k$$

с учетом, того что $v_4 = v_1$ и $p_2 = p_3$, почленно деля формулы получаем:

$$\frac{p_4}{p_1} = \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^k \quad (9.13)$$

Из уравнения Клапейрона для изохорного процесса 4–1 выражаем p_4 и p_1 и, заменяя их в формуле (9.13) с учетом уравнения (9.3), получаем:

$$\frac{T_4}{T_1} = \rho^k \quad (9.14)$$

Подставляя (9.14) и (9.12) в (9.11), получаем выражение для термического к. п. д. цикла Дизеля:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{(\rho^k - 1)}{(\rho - 1)} \cdot \frac{1}{\varepsilon^{1-k}} \quad (9.15)$$

Таким образом, термический к.п.д. цикла Дизеля тем выше, чем больше степень сжатия ε и чем меньше величина степени предварительного расширения ρ .

Работа цикла дизельного двигателя определяется:

$$l_{ц} = q_1 \eta_t = c_p(T_3 - T_2) \left[1 - \frac{(\rho^k - 1)}{k \varepsilon^{k-1}(\rho - 1)} \right] \quad (9.16)$$

Среднее давление цикла p_t определится как отношение работы за цикл к рабочему объему цилиндра V_h (9.9) и примет вид:

$$p_t = \frac{q_1 \eta_t}{V_1 - V_2} = \frac{c_p(T_3 - T_2) \eta_t}{V_2(\varepsilon - 1)}$$

Учитывая определение степени предварительного расширения ρ (9.3) и учитывая выражения (9.16), уравнение Клапейрона (2.1), уравнение Пуассона (5.27), определение степени сжатия (9.1) и уравнение Майера, получим окончательно выражение для определения p_t :

$$p_t = \frac{p_1 \varepsilon^k k (\rho - 1) \eta_t}{(k - 1) (\varepsilon - 1)} \quad (9.17)$$

Сравнение термических к. п. д. (η_t) цикла Отто и Дизеля при различных степенях сжатия (ε) показывает, что к.п.д. цикла Дизеля больше к.п. д. цикла Отто.

9.4 Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты (Цикл Сабатэ-Тринклера)

В цикле Сабатэ-Тринклера процесс подвода теплоты q_1 производится при сгорании топливной смеси частично при $V = \text{const}$ и частично при $p = \text{const}$. Термодинамический анализ цикла будем проводить, рассматривая идеализированный цикл, представленный в p - v -диаграмме на рисунке 9.3.

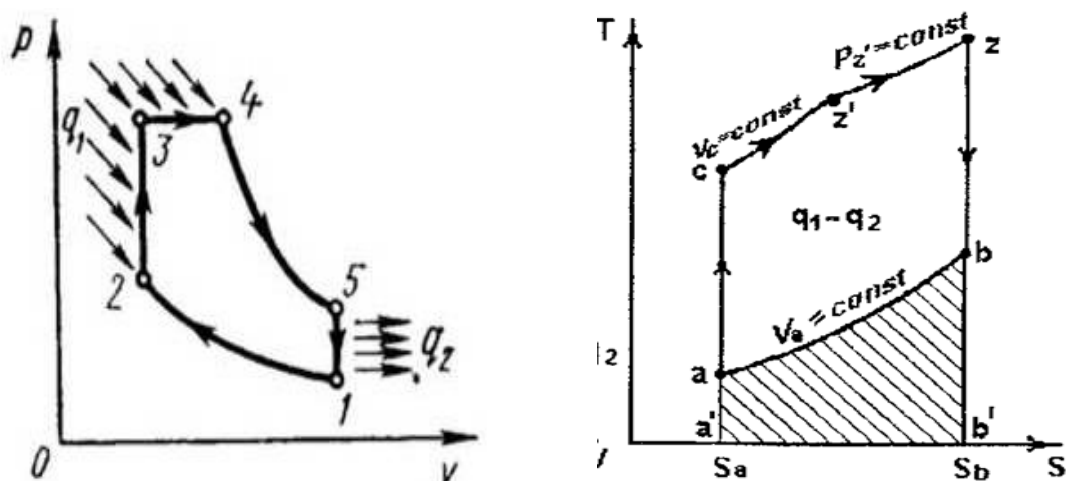


Рисунок 9.3 – Цикл Сабатэ-Тринклера с подводом теплоты при $V = \text{const}$ и $p = \text{const}$ в p - v координатах и в T – s координатах

Цикл работает следующим образом. Чистый воздух поступает в камеру сгорания при давлении p_1 . От начального состояния (точка 1) с параметрами p_1 , T_1 , v_1 (давление, близкое к атмосферному) атмосферный воздух адиабатически сжимается (процесс 1–2) до параметров p_2 , T_2 , v_2 , при этом производится работа сжатия воздуха (рабочего тела). Воздух нагревается при сжатии от температуры T_1 до температуры T_2 , которая больше температуры воспламенения топлива. В этот момент в точке 2 в цилиндр через форсунки под давлением впрыскивается топливо. Горючая смесь самовоспламеняется и к рабочему телу подводится тепло q'_1 (изохорный процесс 2–3), давление повышается до p_3 . Изобарный процесс 3–4 – поршень перемещается обратно, поступление и сгорание топлива

продолжается при постоянном давлении и подводится тепло q_1'' . В адиабатном процессе 4–5 – поршень продолжает перемещаться в нижнюю мертвую точку, давление падает (адиабатное расширение). В процессах 3–4 и 4–5 совершается положительная работа. В изохорном процессе 5–1 – происходит процесс отвода теплоты q_2 (через выпускной клапан покидают отработанные газы).

Определим величину термического к.п.д. (η_t) цикла Сабатэ-Тринкле-ра.

Выразим температуры в характерных точках цикла через начальную температуру цикла T_1 . Для адиабатного процесса 1–2 из (5.28) и (9.1) имеем:

$$T_2 / T_1 = (v_1 / v_2)^{k-1} = \epsilon^{k-1}$$

Тогда температура в точке 2:

$$T_2 = T_1 \epsilon^{k-1} \quad (9.18)$$

Температура в точке 3 с учетом уравнения (5.1) для изохорного процесса 2–3, выражения (9.2) и (9.18) определяется следующим образом:

$$T_3 = T_2 \frac{p_3}{p_2} = T_1 \lambda \epsilon^{k-1} \quad (9.19)$$

Выражение для определения температуры в точке 4 с учетом уравнения (5.10) для изобарного процесса 3–4, выражения (9.3) и (9.19) имеет вид:

$$T_4 = T_3 \frac{v_4}{v_3} = T_1 \lambda \rho \epsilon^{k-1} \quad (9.20)$$

Для определения температуры в точке 5 используем уравнение (5.28) для адиабатного процесса 4–5 с учетом, что $V_5 = V_1$ и введем понятие *степени последующего расширения* δ :

$$\delta = \frac{V_5}{V_4} = \frac{V_1}{V_4} \quad (9.21)$$

Выражение для определения температуры в точке 5 с учетом уравнения $\varepsilon = \rho \delta$ примет вид:

$$T_5 = T_4 \left(\frac{v_4}{v_5} \right)^{k-1} = T_4 \left(\frac{1}{\delta} \right)^{k-1} = T_1 \lambda \rho \left(\frac{\varepsilon}{\delta} \right)^{k-1} = T_1 \lambda \rho^k \quad (9.22)$$

Выражение для определения подведенного количества теплоты q_1 и отведенного количества теплоты q_2 за цикл определяться выражениями:

$$q_1 = q_1' + q_1'' = c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3) = c_v T_1 \varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)]$$

$$q_2 = c_v(T_5 - T_1) = c_v T_1 (\lambda \rho^k - 1)$$

Определим величину термического к.п.д. (η_t) цикла Сабатэ-Тринклера, используя выражение (6.2):

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)]} \quad (9.23)$$

Среднее давление цикла p_t с учетом (9.9) определится как:

$$p_t = \frac{q_1 \eta_t}{V_1 - V_2} = \frac{p_1 \varepsilon^k [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)] \eta_t}{(k-1)(\varepsilon - 1)} \quad (9.24)$$

9.5 Влияние различных факторов на показатели циклов

В цикле Отто изменение показателей в зависимости от ε приведено на графиках рисунке 9.4.

В цикле Отто:

- к.п.д. η_t увеличивается при увеличении степени сжатия ε и показателя адиабаты k ;
- среднее давление цикла p_t растет при увеличении показателя адиабаты k и степени сжатия ε до $\varepsilon_{\text{опт.}}$ и уменьшении степени повышения давления λ .

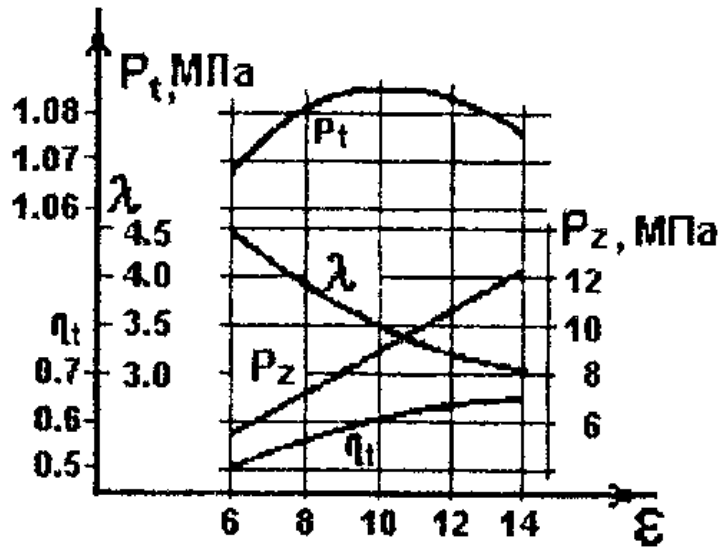


Рисунок 9.4 – Изменение показателей цикла Отто в зависимости от ϵ ($p_1 = 0.1$ МПа, $T_1 = 300$ К, $T_3 = 2700$ К, $k = 1.4$) и ($p_3 = p_z$)

В цикле Дизеля:

- к.п.д. η_t возрастает при увеличении степени сжатия ϵ и показателя адиабаты k и уменьшается при увеличении степени предварительного расширения ρ ;

- среднее давление цикла p_t увеличивается при увеличении показателя адиабаты k , степени сжатия ϵ и степени предварительного расширения ρ .

В цикле Сабатэ-Тринклера:

- к.п.д. η_t увеличивается при увеличении степени сжатия ϵ , показателя адиабаты k , степени повышения давления λ и уменьшается при увеличении степени предварительного расширения ρ ;

- среднее давление цикла p_t увеличивается при увеличении степени сжатия ϵ , адиабаты k , степени повышения давления λ и степени предварительного расширения ρ , а также начального давления цикла p_a , которое в цикле реального двигателя повышается при применении наддува.

10 Поршневые компрессоры

10.1 Общие сведения

Компрессоры – это машины, предназначенные для повышения давления газа до заданных значений, обусловленных производством, и для транспортировки газа на заданные расстояния.

Компрессоры приводятся в действие электродвигателями, двигателями внутреннего сгорания, турбинами.

По величине достигаемого давления компрессоры делятся на три группы:

- вентиляторы – аппараты низкого давления с $p \leq 0,115$ МПа;
- газодувки – аппараты среднего давления с $p \leq 0,45$ МПа;
- компрессоры – аппараты высокого давления с $p > 0,45$ МПа.

По способу повышения давления компрессоры разделяют на:

- *объемные*, в которых рабочее тело поступает в аппарат, где сжимается поршнем (поршневые компрессоры) или пластинами (ротационные компрессоры) до заданного давления и вытесняется в напорный трубопровод. Особенностью объемных машин является периодичность их рабочего процесса, обусловленная периодическим движением рабочих частей, например поршня;

- *лопастные*, работающие по динамическому принципу, в соответствии с которым рабочее тело на быстровращающихся лопатках приобретает большую скорость, следовательно, большую кинетическую энергию, которая преобразуется в потенциальную энергию давления. К лопастным машинам относятся центробежные и осевые компрессоры;

- *струйные*, в которых рабочее тело получает дополнительную скорость за счет смешения с потоком разогнанного в сопле газа. В диффузоре кинетическая энергия преобразуется в потенциальную энергию давления. По этому принципу работают инжекторы, элеваторы, эжекторы.

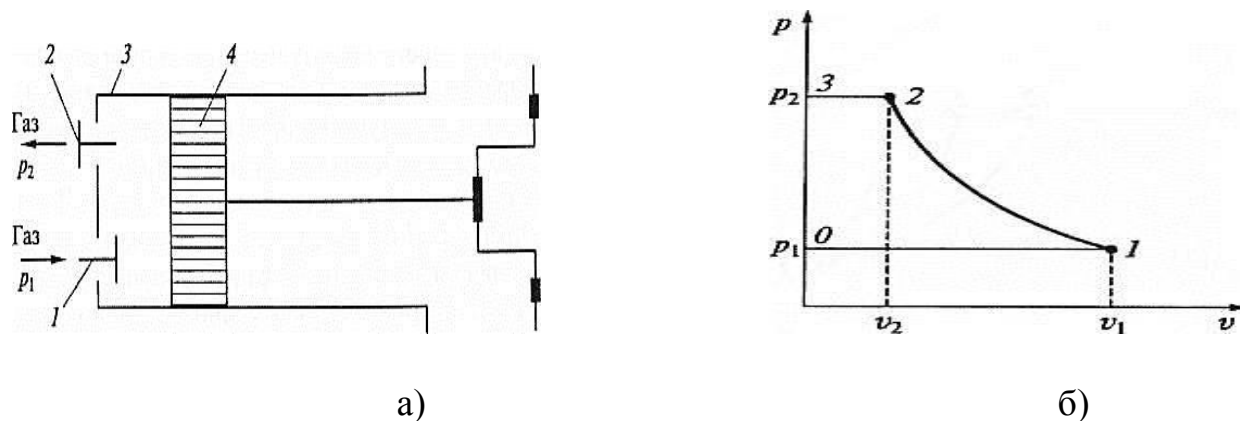
Несмотря на различные конструкции компрессоров, с точки зрения термодинамики, в них протекают одни и те же процессы: впуск газа, его сжатие, выпуск.

Задачей, которую решает термодинамика, является определение вида процесса, при котором работа сжатия (работа привода) будет минимальной. Термодинамическое исследование компрессоров проще проводить на примере *идеального поршневого компрессора*.

10.2 Одноступенчатый идеальный компрессор

Предполагается, что в таком компрессоре все процессы являются равновесными и обратимыми, рабочим телом служит идеальный газ. Кроме того, в нем отсутствует так называемое вредное пространство – пространство между крышкой компрессора и поршнем, находящимся в крайнем верхнем положении. В реальных компрессорах такое пространство есть, так как поршень не может подходить вплотную к крышке компрессора. Вредное пространство уменьшает производительность компрессора.

На рисунке 10.1 изображены схема одноступенчатого компрессора и процессы, из которых складывается работа компрессора в p - V координатах.



1 – впускной клапан; 2 – нагнетательный клапан; 3 – корпус; 4 – поршень

Рисунок 10.1 – Одноступенчатый поршневой компрессор (а) и процесс работы в p - V координатах (б)

На рисунке 10.1б кривая 0–1 – это процесс впуска газа. С точки зрения термодинамики этот процесс можно рассматривать как изобарный процесс расширения при p_1 . Кривая 1–2 – процесс сжатия газа в компрессоре, может быть политропным, изотермическим и адиабатным процессом. Кривая 2–3 – процесс выпуска газа. Термодинамика рассматривает этот процесс как изобарный процесс сжатия.

В этих процессах совершается работа по изменению объема газа, которая рассчитывается по уравнению:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv$$

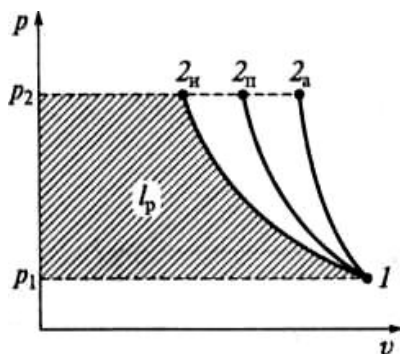
Работа, затрачиваемая на получение 1 кг сжатого газа, рассчитывается по формуле:

$$l_k = l_{12} + p_1 v_1 - p_2 v_2 = \int_{v_1}^{v_2} p \, dv + p_1 v_1 - p_2 v_2$$

так как $(p_1 v_1 - p_2 v_2) = \int_1^2 d(p v)$, то

$$l_k = \int_1^2 (-d(p v) + p \, dv) = - \int_1^2 v \, dp = l_o \quad (10.1)$$

Из формулы (10.1) следует, что работа, затрачиваемая на привод компрессора, численно равна располагаемой работе процесса 1–2, и графически изображается площадью, расположенной между линией процесса и осью ординат (рисунок 10.2).



1-2_н – изотермический процесс; 1-2_п – политропный процесс; 1-2_а – адиабатный процесс

Рисунок 10.2 – Процесс сжатия газа в поршневом компрессоре в p - V координатах

При изотермическом процессе удельная работа по сжатию газа

$$l_k = q_k = -p_1 v_1 \ln \frac{v_1}{v_2} = -RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1} = -RT_1 \ln \lambda, \quad (10.2)$$

где λ – степень повышения давления.

При политропном процессе удельная работа по сжатию газа

$$l_k = p_1 v_1 + \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) - p_2 v_2 = -\frac{n}{n-1} RT_1 (\lambda^{\frac{n-1}{n}} - 1) \quad (10.3)$$

При адиабатном процессе удельная работа по сжатию газа

$$l_k = -\frac{k}{k-1} RT_1 (\lambda^{\frac{k-1}{k}} - 1) \quad (10.4)$$

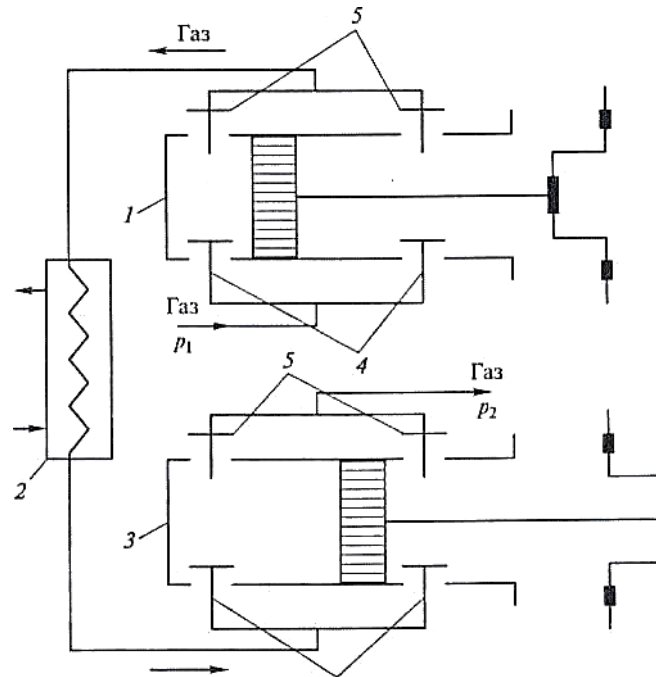
Эти формулы работы получены для компрессора, не имеющего вредного пространства. Однако эти формулы справедливы и для компрессора с вредным пространством, поскольку, во-первых, количество работы во вредном пространстве мало, а во-вторых, работа расширения газа во вредном пространстве и работа сжатия в нем практически одинаковые.

10.3 Многоступенчатый идеальный компрессор

Работу многоступенчатого компрессора рассмотрим на примере двухступенчатого компрессора двойного действия, принципиальная схема которого изображена на рисунке 10.3. Газ с давлением p_1 поступает в первую ступень компрессора 1, где газ сжимается до промежуточного давления $p = \sqrt{\frac{p_2}{p_1}}$. Затем газ проходит в холодильник 2, охлаждается при $p = \text{const}$. Во второй ступени компрессора 3 газ сжимается до конечного давления p_2 , с которым он поступает в накопитель или к потребителю. В каждой ступени компрессора газ может сжиматься попеременно по обе стороны поршня. Цилиндр снабжен двумя впускными клапанами 4 и двумя нагнетательными (выпускными) клапанами 5.

В многоступенчатых компрессорах после каждой ступени политропного сжатия проводится изобарное охлаждение газа. Этим достигается приближение политропного процесса сжатия к изотермическому и

уменьшение работы на привод компрессора.



1 – первая ступень компрессора; 2 – холодильник; 3 – вторая ступень компрессора; 4 – впускной клапан; 5 – нагнетательный клапан

Рисунок 10.3 – Двухступенчатый поршневой компрессор

На графике (рисунок 10.4) приведены рабочие процессы двухступенчатого компрессора.

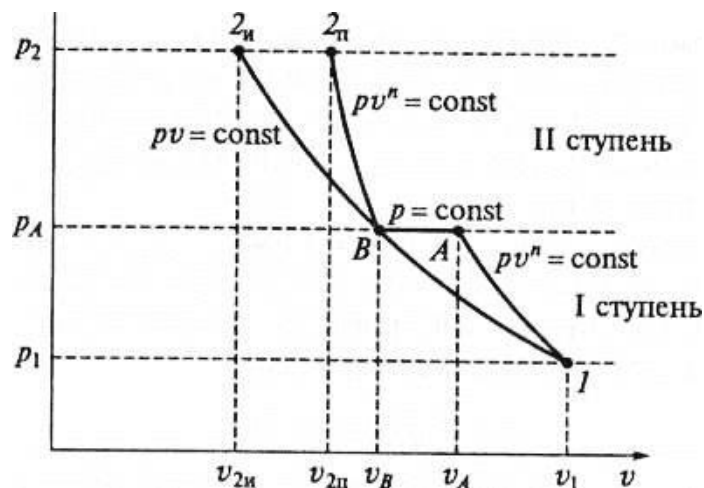


Рисунок 10.4 – Процесс сжатия газа в поршневом двухступенчатом компрессоре в **p-V** координатах

Политропный процесс сжатия газа происходит в I ступени компрессора

ра ($I-A$). Сжатый газ поступает в холодильник, где охлаждается при $p = \text{const}$ до начальной температуры ($A-B$). Политропный процесс сжатия газа во II ступени компрессора показан кривой ($B-2_{\text{II}}$). Кривая $I-2_{\text{II}}$ – изотерма газа. Промежуточное охлаждение газа уменьшает работу компрессора.

Распределение перепада давлений между ступенями должно быть таким, чтобы суммарная работа цикла компрессора была минимальной.

Для компрессора с числом ступеней m этому условию отвечает величина повышения давления на ступени:

$$p''/p' = (p_2/p_1)^{1/m}, \quad (10.5)$$

где p' , p'' – давление на входе и выходе ступени. Степень сжатия газа на ступени одинакова для всех ступеней компрессора.

С увеличением числа ступеней сжатия работа на привод компрессора уменьшается. Однако вопрос о выборе числа ступеней решается на основе не столько термодинамических, сколько общих технических и технико-экономических соображений.

Если температура газа на входе в каждую ступень компрессора одинакова, то работа газа в каждой ступени политропного сжатия определяется уравнением:

$$l_1 = l_2 = \dots = l_m = (n/(n-1))p'v'((p''/p')^{(n-1)/n} - 1) \quad (10.6)$$

Полная удельная работа компрессора равна:

$$l_k = m l_m, \quad (10.7)$$

где m – число ступеней;

l_m – работа газа в одной ступени.

Степень повышения давления в многоступенчатом компрессоре λ_k :

$$\lambda_k = \lambda_1^m \quad (10.8)$$

Для двухступенчатого компрессора справедливо выражение:

$$\lambda_1 \lambda_2 = \frac{p_A}{p_1} \frac{p_2}{p_B}$$

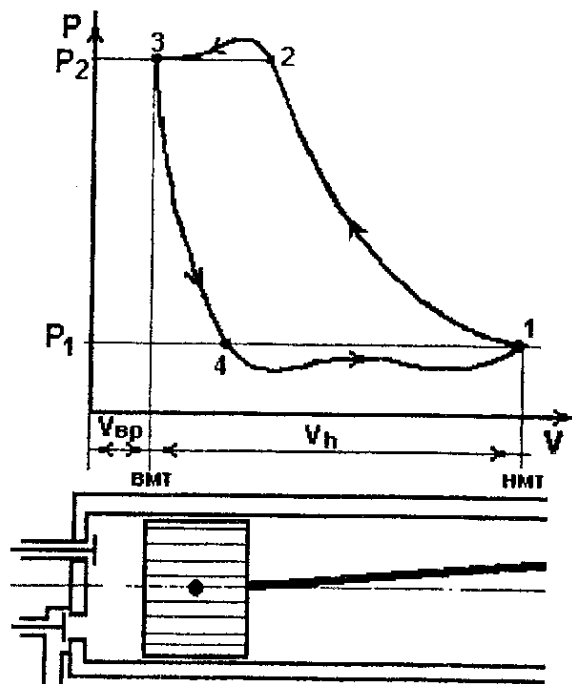
При одинаковых значениях λ и $p_A = p_B$: $\lambda = \sqrt{\frac{p_2}{p_1}}$ (10.9)

Давление в начале сжатия в i – ступени компрессора и рабочий объем i - ступени:

$$p_i = p_1 \lambda^{i-1}; \quad V_{hi} = V_{h1} / \lambda^{i-1} \quad (10.10)$$

10.4 Реальный компрессор

В отличие от идеального реальный компрессор имеет *вредный объем* $V_{вр}$, давление при наполнении p_1 и нагнетании p_2 не остается постоянным. Примерный цикл реального компрессора приведен на рисунке 10.5.



НМТ – нижняя мертвая точка; ВМТ – верхняя мертвая точка; V_h – рабочий объем; $V_{вр}$ – вредный объем

Рисунок 10.5 – Цикл реального компрессора

Вредный объем компрессора обычно составляет $V_{вр} = (0,04-0,10) V_h$.

Поршневой компрессор состоит из цилиндра и поршня. По числу всасываний и нагнетаний на один двойной ход поршня поршневые компрессоры делятся на *машины простого и двойного действия*. По числу ступе-

ней сжатия поршневые компрессоры подразделяют на *одноступенчатые и многоступенчатые*.

Работа одноступенчатого поршневого компрессора простого действия (рисунок 10.5) происходит следующим образом: с помощью привода поршень приходит в движение, газ, находящийся во вредном объеме цилиндра под поршнем расширяется (кривая 3-4), давление его падает (точка 4), открывается впускной клапан и газ поступает в цилиндр (кривая 4-1). Сжатие газа (кривая 1-2) происходит до заданного давления, с которым он через нагнетательный клапан идет в трубопровод (кривая 2-3).

В реальном компрессоре действительная работа l_d будет больше теоретической работы l_k из-за потерь, обусловленных трением, утечками газа, теплотерями в окружающую среду, наличием вредного пространства и пр.

Эффективность работы реального компрессора определяется *изотермическим* $\eta_{и}$ и *адиабатным* η_a КПД. Эти КПД равны отношению удельной теоретической работы, затрачиваемой на привод компрессора, к действительной работе:

$$\eta_{и} = l_{и} / l_d \quad \eta_a = l_a / l_d \quad (10.11)$$

Величины $\eta_{и}$ и η_a представляют собой некоторые условные числа, которые характеризуют степень приближения работы реального компрессора к работе теоретического компрессора с выбранным процессом сжатия.

Удельная работа изотермического сжатия $l_{и}$ рассчитывается по уравнению (10.2), а удельная работа адиабатного сжатия l_a по формуле (10.4). Работа l_d может быть определена по реальной индикаторной диаграмме машины, которая снимается при его работе с помощью специального прибора – индикатора. В зависимости от типа компрессора величина КПД колеблется в пределах $\eta_{и} = 0,6...0,8$, а $\eta_a = 0,75...0,92$.

Кроме того реальный компрессор характеризуется объемным КПД:

$$\eta_{об} = (V_1 - V_4)/V_h \quad (10.12)$$

При одинаковых значениях показателя политропы сжатия и расширения:

$$V_4 = V_{вр} \lambda^{1/n}$$

С учетом обозначения *относительного вредного объема* $a = V_{вр} / V_h$ выражение для объемного КПД примет вид:

$$\eta_{об} = 1 - a (\lambda^{1/n} - 1) \quad (10.13)$$

Цикловая подача газа в компрессор определяется выражением:

$$M_{ц} = (M_1 - M_4) = (V_1 - V_4) \frac{p_1}{R T_1} = \eta_{об} V_h \frac{p_1}{R T_1} \quad (10.14)$$

Производительность компрессора различают *объемную* (м³/ч) и *массовую* (кг/ч), которые определяются из выражений:

$$V = 60 i n V_h \eta_{об} 10^{-3}; \quad G = 60 i n M_{ц}, \quad (10.15)$$

где i – число цилиндров;

n – частота вращения вала, мин⁻¹

Мощность N , затрачиваемая внутри корпуса компрессора при его производительности V , м³/с, и плотности газа на входе ρ_1 находится по формулам:

$$N = V \rho_1 l_a / \eta_a \quad \text{и} \quad N = V \rho_1 l_{и} / \eta_{и} \quad (10.16)$$

Мощность на валу компрессора с учетом потерь на трение находится по формуле:

$$N_e = N / \eta_{мех}, \quad (10.17)$$

где $\eta_{мех}$ – механический КПД, $\eta_{мех} = 0,85...0,99$.

11 Циклы газотурбинных двигателей и паросиловых установок

11.1 Циклы газотурбинных двигателей (ГТД)

Рассмотрим термодинамический цикл одного из перспективных дви-

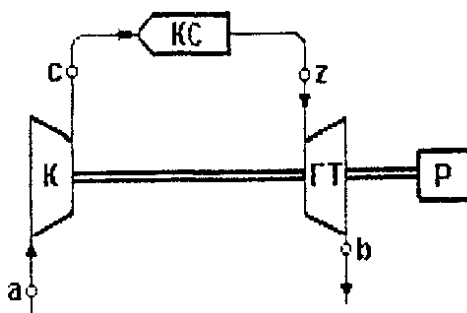
гателей внутреннего сгорания – *газовой турбины*. Данный двигатель обладает высоким термическим коэффициентом полезного действия и обладает возможностью сосредоточить большую мощность в малогабаритных установках.

Газовые турбины применяются в авиации, в судовых установках, на железнодорожном транспорте, в энергетике и др.

Газовые турбины, как и поршневые двигатели внутреннего сгорания, подразделяются по способу сгорания топлива:

- газовые турбины со сгоранием при $p = const$;
- газовые турбины со сгоранием при $v = const$.

Простейшая схема одновального ГТД приведена на рисунке 11.1.



К – компрессор; КС – камера сгорания, ГТ – газовая турбина, Р – понижающий редуктор

Рисунок 11.1 – Схема одновального газотурбинного двигателя

Рассмотрим работу (цикл) газотурбинной установки со сгоранием топлива *при постоянном давлении (цикл Брайтона)*. Принцип работы заключается в следующем: сжатый воздух и топливо после компрессора под давлением подаются в камеру сгорания, где сгорание топлива происходит при $p = const$. Продукты сгорания, расширяясь в соплах, попадают на лопатки турбины, производя работу, и выбрасываются в атмосферу. Ось турбины соединена с потребителем энергии.

Предполагается, что количество рабочего тела в цикле сохраняется постоянным; выход отработавших газов в атмосферу заменяется изо-

барным процессом с отводом тепла к холодному источнику; теплота q_1 подводится к рабочему телу извне, через стенки корпуса установки; рабочим телом турбины является газ неизменного состава (продукты сгорания), количество которого в цикле сохраняется постоянным. Таким образом, рассматривается идеализированный цикл, который представлен в $p-v$ и $T-s$ диаграммах на рисунке 11.2.

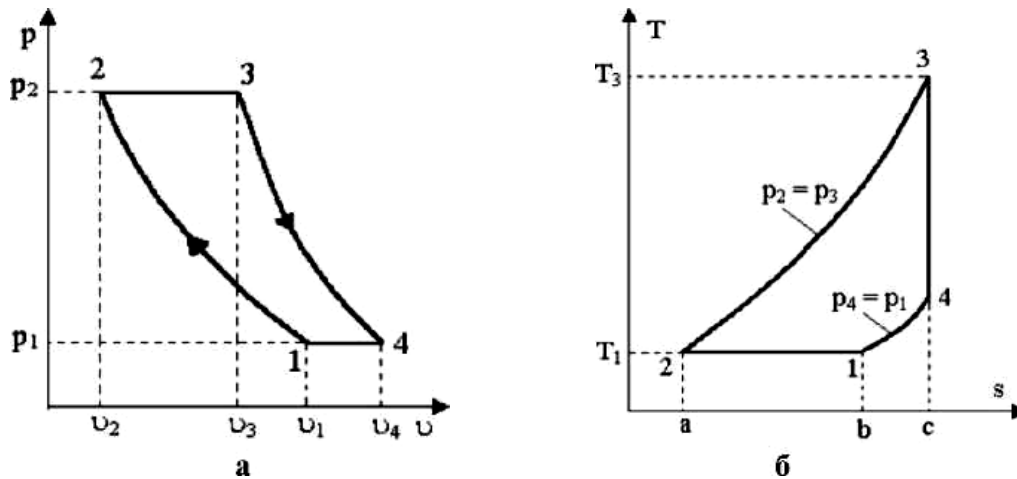


Рисунок 11.2 – Цикл газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном давлении при изотермическом сжатии (1–2) (цикл Брайтона)

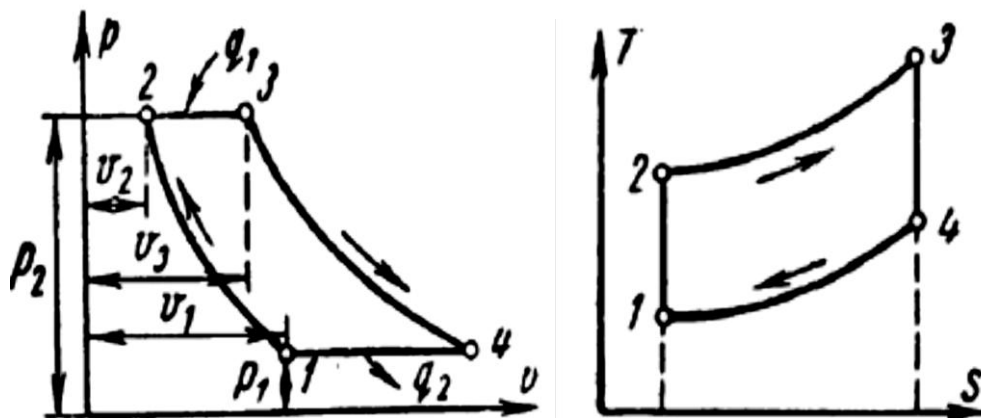


Рисунок 11.3 – Цикл газотурбинной установки со сгоранием топлива при постоянном давлении при адиабатном сжатии (а – с)

Цикл Брайтона (рисунок 11.2) работает следующим образом. От начального состояния (точка 1) с параметрами p_1 , v_1 , T_1 (давление, близкое к атмосферному) атмосферный воздух в компрессоре сжимается изотермически (точка 2) до параметров p_2 , v_2 , T_1 при этом производится работа сжатия воздуха (рабочего тела). Процесс сжатия 1–2 в компрессоре может быть адиабатным, изотермическим или политропным. По изобаре 2–3 к рабочему телу подводится теплота (процесс соответствует сгоранию топлива в камере сгорания). Далее рабочее тело (в действительности воздух и продукты сгорания) адиабатно расширяется в сопловом аппарате турбины и отдает работу турбинному колесу (3–4). Выброс отработанных газов турбины осуществляется по изобарному процессу 4–1. Так как турбина является машиной непрерывного действия (в установившемся, стационарном, режиме работы параметры рабочего тела неизменны во времени), давление отработанных газов на выходе из турбины всегда постоянно ($p_4 = \text{const}$) и близко к атмосферному.

Определим термический КПД цикла газотурбинной установки (по-прежнему считаем рабочее тело идеальным газом).

В этом случае теплота от рабочего тела к холодному источнику будет отводиться и в изобарном процессе 4–1 (площадь b-1-4-c-b на рисунке 11.2б) и в изотермическом процессе сжатия 1–2 (площадь a-2-1-b-a).

Общее количество тепла, отводимого в изобарном процессе 4–1 и при изотермическом процессе 1–2 (рисунок 11.2), составит:

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1) + RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

При условии протекания адиабатного процесса 1–2 теплоотдача отсутствует (рисунок 11.3), тогда количество отводимого тепла составит:

$$q_2 = c_p (T_4 - T_1)$$

Количество теплоты, подведенное к рабочему телу в изобарном процессе 2–3 (площадь a-2-3-c-a, рисунок 11.2), составит:

$$q_1 = c_p (T_3 - T_2)$$

Подставляя выражения q_1 и q_2 в выражение для КПД (6.2) при условии изотермического процесса 1–2 получим:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1) + RT_1 \ln \frac{p_2}{p_1}}{c_p(T_3 - T_2)} \quad (11.1)$$

При условии адиабатического процесса 1–2:

$$\eta_t = 1 - \frac{(T_4 - T_1)}{(T_3 - T_2)} \quad (11.2)$$

Расчет КПД ГТД:

а) при условии изотермического процесса 1–2

Выражения температур в характерных точках цикла имеют вид:

$$T_2 = T_1; T_3 = T_2 (V_3/V_2) = T_2 \rho = T_1 \rho; T_4 = T_3 (p_4/p_3)^{(k-1)/k} = T_1 \rho / \pi^{(k-1)/k}$$

где $\rho = V_3/V_2$ – степень предварительного расширения;

$\pi = \pi_T = p_3/p_4$ – степень понижения давления в турбине (без учета гидравлических потерь величина π_T равна степени повышения давления в компрессоре $\pi_k = p_2/p_1$).

Тогда, учитывая полученные выражения для T , разделив в выражении (11.1) дробь на $c_p T_1$ и учитывая, что $(c_p - c_v)/c_p = R/c_p = (k-1)/k$ получим выражение для КПД:

$$\eta_t = 1 - \frac{(\frac{T_4}{T_1} - 1) + \frac{k-1}{k} \ln \frac{p_2}{p_1}}{(\frac{T_3}{T_1} - 1)} = 1 - \frac{\rho / \pi^{(k-1)/k} + \frac{k-1}{k} \ln \pi_k - 1}{\rho - 1} \quad (11.3)$$

б) при условии адиабатного сжатия процесса 1–2

Выражения температур в характерных точках цикла имеют вид:

$$T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(k-1)/k} = T_1 \pi^{(k-1)/k}; \quad T_3 = T_2 (V_3/V_2) = T_1 \pi^{(k-1)/k} \rho; \\ T_4 = T_3 (p_4/p_3)^{(k-1)/k} = T_1 \rho$$

Тогда, учитывая полученные выражения для T и разделив в выражении (11.2) дробь на T_1 получим выражение для КПД:

$$\eta_t = 1 - \frac{(\frac{T_4}{T_1} - 1)}{(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1})} = 1 - \frac{1}{\pi^{(k-1)/k}} \quad (11.4)$$

Как видно из уравнения (11.3), КПД зависит как от степени предварительного расширения p , так и от степени повышения давления в компрессоре π в процесс сжатия при изотермическом процессе 1–2. Из уравнения (11.4), КПД зависит от степени повышения давления в компрессоре π в процесс сжатия при адиабатном процессе 1–2. При этом КПД во втором случае будет выше.

11.2 Циклы паросиловых установок (ПСУ)

Паросиловые установки имеют ряд особенностей работы и преимуществ, существенно отличающих их от теплосиловых установок с газообразным рабочим телом, и они в основном используются в современной стационарной теплоэнергетике. Наиболее распространенным рабочим телом теплосиловых паровых циклов является водяной пар, основные свойства и состояния которого были рассмотрены в разделе 7.2. Разработчики тепловых двигателей стремятся создать их более эффективными. Предел совершенствования (с точки зрения термодинамики) заключается в приближении цикла реальной теплосиловой установки к циклу Карно. В случае потока вещества технически наиболее просто осуществимым процессом подвода или отвода теплоты является изобарный процесс. Ранее (разделы 7.2, 7.3) обсуждалось, что при фазовом переходе чистого вещества из жидкого в газообразное состояние, внутри двухфазной области (влажный пар), изобары совпадают с изотермами (осуществляется изобарно-изотермический процесс). На практике легко осуществить изобарный процесс подвода теплоты к влажному пару (парообразование) и изобарный процесс отвода теплоты от влажного пара (конденсация), которые одновременно еще являются изотермическими процессами. Таким образом, используя влажный пар в качестве рабочего тела и осуществляя цикл, состоящий из двух адиабат и двух изобар (которые в то же время являются изотермами), получим цикл Карно.

Рассмотрим работу теплосиловой установки, в которой осуществля-

ется цикл Карно на влажном паре (рисунок 11.4).

В паровой котел 1 поступает влажный водяной пар малой степени сухости x . В топке котла за счет сгорания топлива к пару подводится теплота, в результате степень сухости пара повышается до значений, близких к единице. Процесс подвода теплоты осуществляется при постоянном давлении p_1 и температуре T_1 .

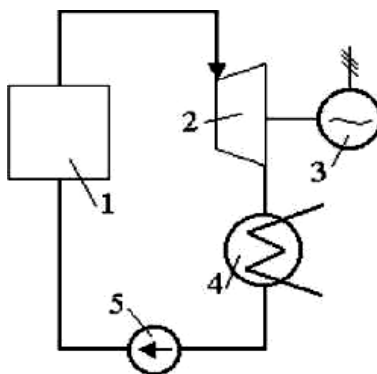


Рисунок 11.4 – Схема паровой теплосиловой установки

Из котла пар поступает в паровую турбину 2. При расширении в турбине поток пара приобретает значительную кинетическую энергию, которая на лопатках рабочего колеса турбины превращается в кинетическую энергию вращения рабочего колеса, а затем в электроэнергию с помощью электрогенератора 3, вращаемого турбиной.

На выходе из турбины влажный пар имеет давление p_2 , и соответствующую этому давлению температуру насыщения T_2 . Далее пар поступает в конденсатор (теплообменник) 4, в котором с помощью охлаждающей воды конденсируется (при постоянном давлении), уменьшая свою степень сухости.

После конденсатора влажный пар (со степенью сухости, близкой к нулю) поступает в компрессор 5, в котором адиабатно сжимается (увеличивая влажность пара) до давления p_1 и поступает в котел 1, замыкая цикл.

Описанный паросиловой цикл Карно представлен в p - v и в T - s -диаграммах на рисунке 11.5.

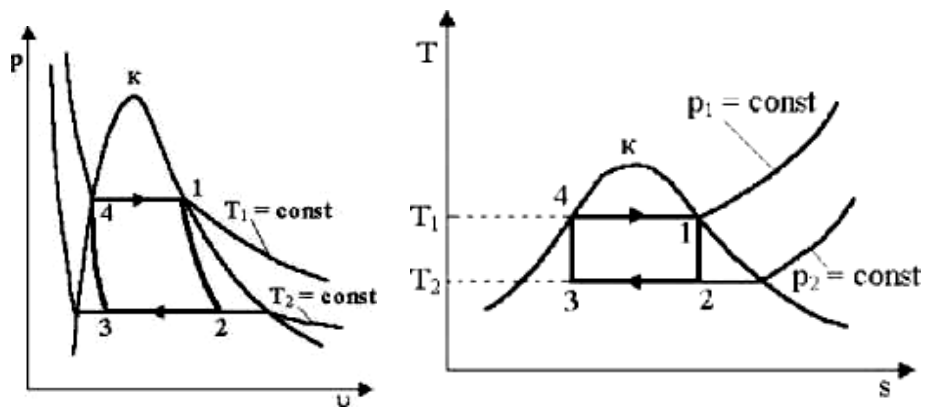


Рисунок 11.5 – Цикл Карно на влажном паре

Подвод теплоты q_1 к пару осуществляется по изобаре-изотерме 4–1, процесс расширения в паровой турбине – по адиабате 1–2, отвод теплоты в конденсаторе – по изобаре-изотерме 2–3, сжатие пара в компрессоре – по адиабате 3–4. Отвод теплоты в конденсаторе должен осуществляться до тех пор, пока влажный пар не достигнет состояния, определяемого следующим условием: при сжатии по адиабате от состояния 3 с давлением p_2 до давления p_1 конечное состояние рабочего тела не должно оказаться за пределами области насыщения.

Термический к.п.д. обратимого цикла Карно, осуществляемого во влажном паре, определяется уравнением (6.2) и (6.7):

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

При практическом осуществлении рассмотренного цикла возникают ряд проблем: имеются необратимые потери в адиабатических процессах расширения и сжатия; влажный пар (капли воды) отрицательно воздействует на лопатки турбины (разрушает их); компрессор требует значительных затрат на сжатие влажного пара (необходим громоздкий компрессор).

Часть перечисленных недостатков может быть устранена, если отвод теплоты от влажного пара в конденсаторе производить до тех пор, пока весь пар полностью не сконденсируется. В этом случае сжатие от давле-

ния p_2 до давления p_1 подлежит не влажный пар малой плотности (большим удельным объемом), а вода. В связи с малым удельным объемом воды и пренебрежимо малой сжимаемостью (по сравнению с влажным паром) для ее перемещения из конденсатора 4 в котел 1 (рисунок 11.4) с одновременным повышением давления применяются не компрессор 5, а насос, компактное, простое и экономичное (потребляющее мало энергии по сравнению с компрессором) устройство.

Такой цикл в 50-х гг. XIX в. был предложен шотландским инженером Ренкиным, который впоследствии был назван его именем. Для увеличения термического КПД цикла Ренкина применяют перегрев пара в пароперегревателе.

На рис.11.6 приведена схема установки работающая с перегревом пара и цикл Ренкина с перегретым паром в $T - s$ диаграмме.

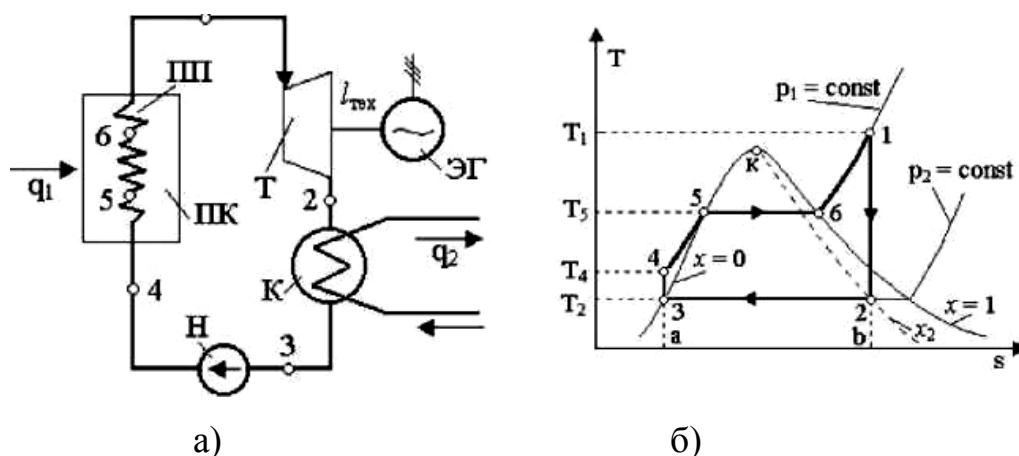


Рисунок 11.6 – Схема паросиловой установки (а) и цикл Ренкина на перегретом паре (б)

Теплота q_1 к рабочему телу в паровом котле (ПК) (рисунок 11.6а) подводится при $p_1 = \text{const}$ в процессах 4–5 (подогрев воды до температуры кипения), 5–6 (парообразование), 6–1 (перегрев пара) (рисунок 11.6б). Перегрев пара происходит в пароперегревателе (ПП). Перегретый пар поступает в паровую турбину (Т) и расширяется там по адиабате 1–2 до давления p_2 , совершая техническую работу $l_{\text{тех}}$, которая передается на

электрический генератор (ЭГ). Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор (К), где конденсируется по изобарно-изотермическому процессу 2–3, отдавая теплоту конденсации q_2 холодному источнику (охлаждающей воде). Конденсат забирается насосом (Н) и подается в паровой котел, повышая давление воды до p_1 практически при постоянном удельном объеме 3–4 (несжимаемая жидкость). Затрачиваемая на привод насоса мощность ничтожна по сравнению с мощностью турбины. Подогрев воды в изобарном процессе 4–5 осуществляется в экономайзере. Таким образом, цикл замыкается. Начальные и конечные точки процесса на рисунке 11.6б, располагаются на соответствующих участках схемы паросиловой установки (рисунок 11.6а).

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в цикле q_1 , эквивалентно площади (рисунок 11.6б) а-4-5-6-1-b-a. Теплота, отводимая в цикле q_2 , эквивалентна площади а-3-2-b-a, а работа цикла – площади 3-4-5-6-1-2-3.

Поскольку процессы подвода и отвода теплоты в цикле Ренкина осуществляются по изобарам, а в изобарном процессе количество подведенной (отведенной) теплоты равно разности энтальпий рабочего тела в начале и конце процесса, то можно написать:

$$q_1 = h_1 - h_4 \quad \text{и} \quad q_2 = h_2 - h_3, \quad (11.5)$$

где h_1 – энтальпия перегретого пара на выходе из котла (при давлении p_1 и температуре T_1);

h_4 – энтальпия воды на входе в котел, т.е. на выходе из насоса (при давлении p_1 и температуре T_4);

h_2 – энтальпия влажного пара на выходе из турбины, т.е. на входе в конденсатор (при давлении p_2 и степени сухости x_2);

h_3 – энтальпия воды на выходе из конденсатора, т. е. на входе насоса (она равна энтальпии воды на линии насыщения $h_3 = h_2$ при температуре насыщения T_2 , однозначно определяемой давлением p_2).

С учетом соотношений (11.5) из общего уравнения для термического к.п.д. цикла (6.2) применительно к обратимому циклу Ренкина получим:

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_4) - (h_2 - h_3)}{h_1 - h_4} \quad (11.6)$$

Уравнение можно записать в виде:

$$\eta_t = \frac{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)}{h_1 - h_4} \quad (11.7)$$

Разность $h_1 - h_2$ представляет собой располагаемый перепад энтальпии, превращаемый в кинетическую энергию потока (располагаемую работу) и затем в работу в турбине. Разность энтальпий ($h_4 - h_3$) – это техническая работа насоса. Таким образом, производимую работу в цикле можно рассматривать как разность работы, полученной в турбине, и работы, затрачиваемой на привод насоса.

При невысоких давлениях работой питательного насоса можно пренебречь (т.е. $h_4 \approx h_3$), тогда уравнение (11.7) будет:

$$\eta_t = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_3} \quad (11.8)$$

Уравнения (11.7) или (11.8) позволяют с помощью $h-s$ диаграммы или таблиц термодинамических свойств воды и водяного пара определить термический КПД обратимого цикла Ренкина по значениям начальных параметров пара (т.е. параметров пара на входе в турбину) при p_1 и T_1 и давлении пара в конденсаторе p_2 .

12 Циклы холодильных установок

Искусственное охлаждение широко применяется в различных отраслях производства, например для хранения пищевых продуктов, замораживания фруктов, при кондиционировании воздуха, сублимационной сушке веществ, в процессах кристаллизации, разделения газов и пр.

Холодильными установками называются устройства, предназ-

наченные для понижения температуры тела ниже температуры окружающей среды и непрерывного поддержания заданной низкой температуры. Рабочим телом холодильной установки, отбирающим теплоту из окружающей среды, являются холодильные агенты (хладоагенты), в качестве которых используют аммиак, фреоны, гелий и др.

Получение низких температур в холодильных установках происходит по циклу, в котором отбор теплоты от источника с низкой температурой и перенос ее к источнику с более высокой температурой, сопровождается компенсирующим процессом – подводом энергии (механической, тепловой и др.).

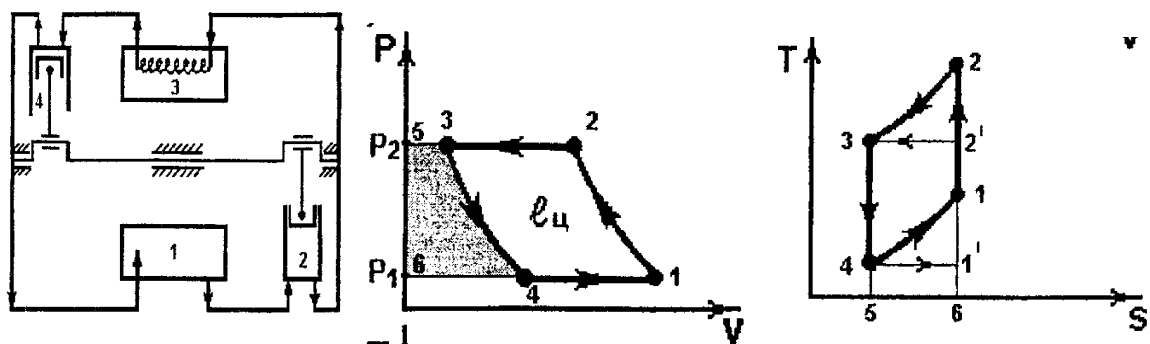
Наиболее экономичным по затратам энергии является обратный цикл Карно. Циклы реальных холодильных установок в той или иной мере приближаются к величине его холодильного коэффициента, характеризующего эффективность работы цикла.

По виду применяемых хладоагентов холодильные установки делят на *газовые* (в том числе *воздушные*), в которых хладоагентом служит газ, например воздух, и *паровые*, в которых в качестве хладоагента используются пары различных низкокипящих веществ. Преимуществом паровых холодильных установок является то, что подвод и отвод теплоты, осуществляются в изотермических условиях.

Паровые холодильные установки бывают *парокомпрессорные*, *абсорбционные* и *пароэжекторные*.

12.1 Воздушные холодильные установки

В воздушных холодильных установках в качестве рабочего тела используется воздух, передача теплоты от «холодного» источника «горячему» осуществляется за счет затраты работы. Схема воздушной холодильной установки (ВХУ) и процессы цикла приведены на рисунке 1



1 – холодильная камера; 2 – компрессор; 3 – теплообменник; 4 – расширительный цилиндр (детандер)

Рисунок 12.1 – Схема воздушной холодильной установки
и ее цикл в $p-v$ и $T-s$ диаграммах

Холодный воздух сжимается (процесс 1–2) в компрессоре 2 с повышением температуры до T_2 от давления p_1 до давления p_2 . При этом температура $T_2 > T_3$ – температуры «горячего» источника нагреваемой среды. В теплообменнике 3 при изобарном процессе 2–3 происходит отвод теплоты q_1 от воздуха к «горячему» источнику (окружающая среда). В детандере 4 происходит адиабатное расширение воздуха (процесс 3–4) с уменьшением температуры $T_4 < T_1$ – температуры «холодного» источника охлаждаемой среды.

Далее происходит изобарный подвод теплоты от «холодного» источника (подвод холодного воздуха) в холодильную камеру 1.

На $p-v$ диаграмме (рисунок 12.1) площадь ограниченная линиями 1-2-5-6-1 соответствует работе сжатия воздуха в компрессоре, а площадь ограниченная линиями 3-4-6-5-3 – работе расширения воздуха в детандере. Площадь внутри цикла соответствует работе затрачиваемой за один цикл холодильной установки.

На $T-s$ диаграмме площадь 5-4-1-6-5 соответствует *хладопроизводительности* ВХУ, то есть количеству подводимого тепла q_2 получаемому рабочим телом (воздухом) от «холодного» источника. Площадь внутри цикла соответствует разности отводимой и подводимой теплоты к рабочему телу (воздуху) $q_1 - q_2$

Холодильный коэффициент установки ВХА находится по формуле (6.4):

$$\xi_{ВХУ} = \frac{q_2}{l_{ц}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} \quad (12.1)$$

С учетом математического описания соответствующих процессов цикла в разделе 5, имеем:

$$\xi_{ВХУ} = \frac{c_p(T_1 - T_4)}{c_p(T_2 - T_3) - c_p(T_1 - T_4)} = \frac{1}{\frac{(T_2 - T_3)}{(T_1 - T_4)} - 1} \quad (12.2)$$

Для адиабатного процесса 1 – 2 и 3 – 4 согласно (5.29) можем записать:

$$T_2 / T_1 = (p_2 / p_1)^{\frac{k-1}{k}} \quad \text{и} \quad T_4 / T_3 = (p_4 / p_3)^{\frac{k-1}{k}}$$

Учитывая, что $p_2 = p_1$, а $p_4 = p_1$, будем иметь:

$$T_2 / T_1 = T_3 / T_4 \quad \text{и поэтому} \quad T_2 / T_1 = (T_2 - T_3) / (T_1 - T_4)$$

Тогда холодильный коэффициент установки ВХУ, исходя из (12.2) находится по формуле:

$$\xi_{ВХУ} = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} \quad (12.3)$$

Недостатком воздушных холодильных установок являются их большие габариты.

12.2 Парокомпрессорные холодильные установки (ПХУ)

В парокомпрессорных установках рабочим телом являются пары различных хладагентов. Параметры часто используемых хладагентов приведены в таблице 12.1.

Принципиальная схема парокомпрессорной холодильной установки, работающей по «влажному ходу» и цикл парокомпрессорной установки на T - s диаграмме представлены на рисунке 12.2.

Таблица 12.1 – Физические параметры хладагентов

Хладагент	Температура кипения при давлении 0,1 МПа	Критическая температура, °С	Температура замерзания, °С
Аммиак	-33,7	132,4	-77,7
Углекислый газ	-78,9	31,35	-56,6
Фреон-12	-30,6	111,5	-155,0
Фреон-142	-10,1	137,0	-130,8

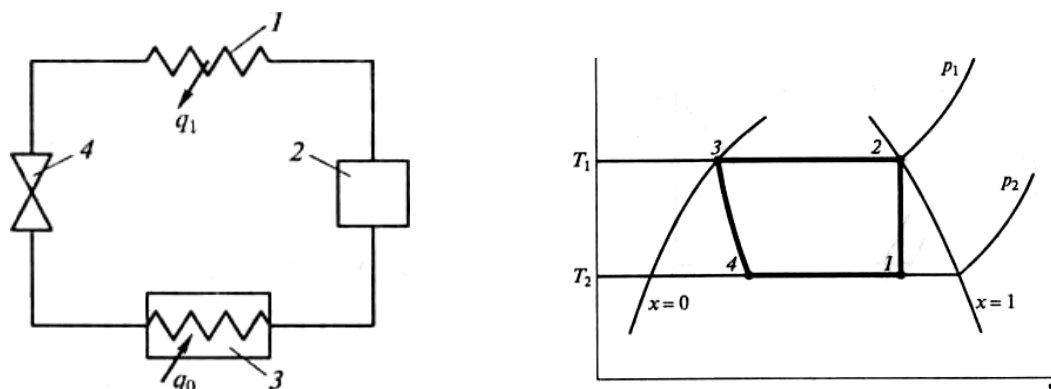


Рисунок 12.2 – Принципиальная схема и цикл на **T-s** диаграмме парокомпрессорной холодильной установки по «влажному ходу»

Влажный пар хладагента с высокой степенью сухости сжимается в компрессоре **2** от давления **p₂** до давления **p₁**. Влажность пара при сжатии уменьшается и в конце сжатия пар становится сухим насыщенным.

Из компрессора пар поступает в конденсатор **1**, где конденсируется при постоянных давлении **p₁** и температуре **T₁**. Конденсат направляется в дроссельный (редукционный) вентиль **4**, давление и температура жидкости снижаются до значений **p₂** и **T₂**. При снижении давления и температуры жидкость превращается во влажный насыщенный пар с небольшой степенью сухости. Этот пар поступает в испаритель **3**, где при постоянном давлении **p₂** и постоянной температуре **T₂** идет испарение жидкости за счет теплоты, отбираемой хладагентом от охлаждаемых тел. В процессе парообразования степень сухости пара возрастает. Процесс сжатия пара рассматривается как обратимый адиабатный процесс, который на **T-s** диаграмме изображается линией 1–2 (рисунок 12.2). Изобарно-

изотермический процесс конденсации пара изображен линией 2–3. При конденсации пара теплота, отводимая от хладагента, передается окружающей среде или другому охлаждающему агенту, например воде.

На **T-s** диаграмме процесс дросселирования показан линией 3–4 при **h=const**. Необратимые процессы не могут быть изображены в диаграммах состояния, поэтому линия 3–4 является условной. Изобарно-изотермический процесс парообразования на **T-s** диаграмме изображается линией 4–1.

Давление в испарителе **p₂** выбирается таким, чтобы соответствующая этому давлению температура насыщения хладагента была несколько ниже температуры охлаждаемых тел.

Холодильный коэффициент установки находится по формуле:

$$\xi_t = \frac{q_2}{l_k} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1}, \quad (12.4)$$

где **h₁, h₂, h₄** – энтальпии в характерных точках цикла;

q₂ (q₀) – удельная холодопроизводительность установки, кДж/кг;

l_к – удельная работа компрессора.

Для изобарного процесса

$$q_2 = q_0 = h_1 - h_4 \quad (12.5)$$

Удельная работа компенсирует перенос энергии с низшего на высший температурный уровень.

Для адиабатного процесса сжатия

$$l_k = h_2 - h_1 \quad (12.6)$$

Удельная теплота, выделяемая в конденсаторе

$$q_1 = q_0 + l_k = (h_1 - h_4) + (h_2 - h_1) = h_2 - h_4 \quad (12.5)$$

поскольку в процессе дросселирования **h₃ = h₄**, то **q₁ = h₂ – h₃**.

Холодопроизводительность установки **Q₀**, кВт, рассчитывается из уравнения:

$$Q_0 = q_0 m, \quad (12.6)$$

где m – расход хладагента, кг/с.

Теоретическая мощность компрессора $L(N)$, кВт, находится по уравнению:

$$L = l m, \quad (12.7)$$

где l – удельная работа сжатия, кДж/кг.

Тепловая нагрузка конденсатора определяется по формуле

$$Q_1 = q_1 m = (h_2 - h_3) m, \quad (12.8)$$

где q_1 – удельная тепловая нагрузка конденсатора;

h_2, h_3 – энтальпия хладагента до и после конденсации соответственно.

Холодильный коэффициент ξ зависит от природы хладагента и температур процессов испарения (T_2) и конденсации (T_1). Нижняя температура цикла T_2 задается в зависимости от назначения холодильной установки и соответствующей температуры охлаждаемого объекта, которая колеблется в пределах от 0 до -120 °С. Температура T_2 должна быть меньше указанных величин не менее чем на 10 °С. Желательно, чтобы при этом давлении p_2 было близким к атмосферному для того, чтобы не усложнять установку.

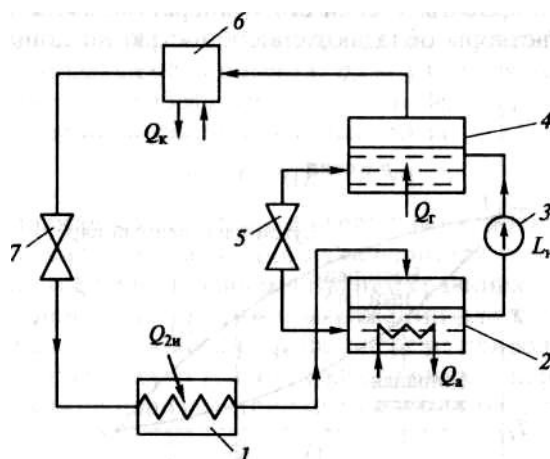
Верхняя температура цикла T_1 , должна быть на $5... 10$ °С выше, чем температура окружающей среды или температура охлаждающей воды. Чем меньше разница между T_1 и T_2 , тем выше величина холодильного коэффициента ξ .

12.3 Абсорбционная холодильная установка (АХУ)

В абсорбционной холодильной установке в качестве рабочего тела используется бинарный раствор, состоящий из полностью растворимых один в другом веществ, например воды и аммиака. Эти вещества имеют различные температуры кипения при одинаковом давлении. Вещество с более низкой температурой кипения является холодильным агентом, а вещество

с более высокой температурой кипения – абсорбентом (поглотителем). Температура кипения раствора зависит от природы жидкостей, составляющих раствор, их концентрации и давления, при котором находится раствор.

Рассмотрим работу абсорбционной холодильной установки (рисунке 12.3).



1 – испаритель; 2 – абсорбер; 3 – насос; 4 – генератор аммиачного пара;
5,7 – дроссельные вентили; 6 – конденсатор

Рисунок 12.3 – Абсорбционная холодильная установка

Сухой насыщенный пар аммиака при температуре T_2 из испарителя **1** поступает в абсорбер **2**, туда также подается раствор, имеющий незначительную концентрацию аммиака в воде, при температуре T_1 . Раствор служит абсорбентом для паров аммиака. Для снижения температуры абсорбции отводится теплота Q_a . Полученный раствор с большим содержанием аммиака насосом **3** подается в генератор аммиачного пара **4**. За счет теплоты Q_g подводимой от внешнего источника, раствор в генераторе закипает. Поскольку аммиак имеет более низкую температуру кипения, чем вода, то он закипает первым. Из раствора выделяется почти чистый аммиачный пар, имеющий температуру T_1 и давление p_1 . После выделения аммиака его концентрация в растворе снижается. Обедненный раствор дросселируется в вентиле **5** и подается в абсорбер. Температура раствора в процессе дросселирования изменяется мало. Пары аммиака из генератора **4** идут в

конденсатор **6** и при подаче охлаждающей воды, отводящей теплоту, конденсируются при давлении p_1 и температуре T_1 . С этими параметрами жидкий аммиак подается в дроссельный вентиль **7**, где его давление и температура снижаются соответственно до p_2 и T_2 . В испарителе **1** за счет теплоты $Q_{2н}$ происходит испарение аммиака. Абсорбционный узел установки состоит из абсорбера **2**, генератора **4** аммиачного пара, насоса **3** и дроссельного вентиля **5**. Абсорбционный узел служит для повышения давления хладагента от величины p_2 (давления в испарителе) до давления в конденсаторе p_1 .

Коэффициент теплоиспользования абсорбционной холодильной установки находится по уравнению

$$\xi = \frac{q_0}{q_1 + l_n} = \frac{q_2}{q_1}, \quad (12.9)$$

где q_0 – удельная теплота, отводимая от охлаждаемого объекта;

q_1 – удельная теплота, подводимая в генераторе аммиачного пара;

l_n – работа насоса ($l_n = 0$).

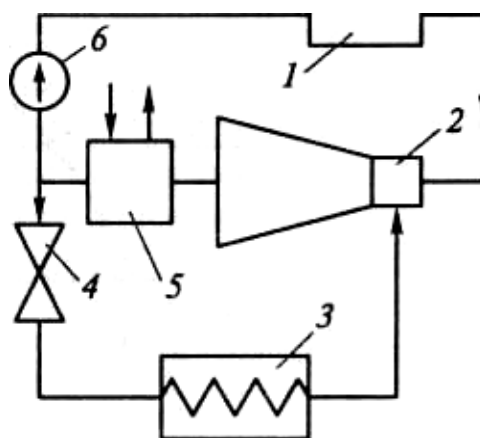
12.4 Пароэжекторные холодильные установки (ПЭХУ)

Пароэжекторные установки применяют для получения температур 3... 10 °С, поэтому холодильным агентом может служить вода.

При температуре воды, близкой к 0 °С, давление в испарителе приближается к $p = 0,6 \cdot 10^{-3}$ МПа. При таком низком давлении водяной пар имеет малую плотность ($\rho'' = 0,0048$ кг/м³) и большой удельный объем ($v'' = 206,3$ м³/кг). Для сжатия пара с такой плотностью компрессор должен быть больших размеров, поэтому замена компрессора паровым эжектором делает холодильную установку компактной.

В пароэжекторной установке компенсирующей энергией, повышающей давление и температуру хладагента, является не механическая энергия компрессора, а тепловая энергия, расходуемая в паровом котле при сжигании топлива.

Принципиальная схема пароежекторной холодильной установки приведена на рисунке 12.4.



1 – паровой котел; 2 – эжектор; 3 – испаритель; 4 – дроссельный вентиль; 5 – конденсатор; 6 – насос

Рисунок 12.4 – Схема пароежекторной холодильной установки

В паровом котле **1** пароежекторной установки образуются пары хладагента с давлением p_k и температурой T_k . Рабочий пар подается в паровой эжектор **2**, проходит через сопло, повышая кинетическую энергию и уменьшая потенциальную энергию давления. Образующийся в камере эжектора вакуум способствует подсасыванию паров хладагента из испарителя **3**. Рабочий пар и пар из испарителя перемещаются в диффузор эжектора, в котором при торможении потока кинетическая энергия преобразуется в потенциальную энергию давления. После этого смесь паров поступает в конденсатор **5** и конденсируется за счет отвода теплоты охлаждающей водой. Конденсат разделяется на две части: большая часть направляется в дроссельный вентиль **4**, где дросселируется с образованием влажного насыщенного пара с небольшой степенью сухости ($x \approx 0,1$); меньшая часть конденсата насосом **6** подается в паровой котел. После дроссельного вентиля влажный насыщенный пар хладагента поступает в испаритель **3** и при постоянных давлении и температуре переходит в сухой насыщенный пар.

Параметры работы парозжекторной установки следующие: температура испарения $t_2 = 3... 10\text{ }^{\circ}\text{C}$, при этом давление насыщенных паров составляет соответственно $0,7... 1,2\text{ кПа}$; температура конденсации $t_1 = 30...40^{\circ}\text{C}$, давление насыщенных паров от $4,2$ до $7,4\text{ кПа}$; давление в паровом котле $p_k = 0,3... 1,0\text{ МПа}$, температура в паровом котле около 180°C .

Приложение 1

Соотношение между различными единицами измерения давления

Единица	Па	бар	атм (физ)	кгс/см ²	мм рт. ст.	мм вод. ст.
1 Па (Н/м ²)	1	10 ⁻⁵	0,98692·10 ⁻⁵	1,02·10 ⁻⁵	7,5024·10 ⁻³	0,102
1 бар	10 ⁵	1	0,98692	1,02	7,5024·10 ²	1,02·10 ⁴
1 атм (физ)	101325	1,01325	1	1,03323	760	1,03323·10 ⁴
1 кгс/см ²	9,8067·10 ⁴	0,98067	0,96784·10 ⁴	1	735	104
1 мм рт. ст.	133	1,33·10 ⁻³	1,31579·10 ⁻³	1,36·10 ³	1	13,6
1 мм вод. ст	9,8067	9,8067·10 ⁻⁵	0,96784·10 ⁻⁴	10 ⁻⁴	7,35·10 ⁻²	1

Приложение 2

Соотношение между единицами работы и теплоты

Единица	Дж	эрг	кгс·м	ккал	кВт·ч
1 Дж	1	10 ⁷	0,101972	2,38846·10 ⁻⁴	2,7778·10 ⁻⁷
1 эрг	10 ⁻⁷	1	10,1972·10 ⁻⁹	23,8846·10 ⁻¹²	27,778·10 ⁻¹⁵
1 кгс·м	9,80665	98,0665·10 ⁶	1	2,34228·10 ⁻³	2,72407·10 ⁻⁶
1 ккал	4186,8	41,868·10 ⁹	426,935	1	1,163·10 ⁻³
1 кВт·ч	3,6·10 ⁶	36·10 ¹²	367,098	859,845	1

Приложение 3

Физические свойства сухого воздуха (p = 0,101 МПа)

T, К	t, °C	ρ, кг/м ³	c _p кДж/(кг·К)	λ·10 ² , Вт/(м·К)	μ·10 ⁶ , Па·с	ν·10 ⁶ , м ² /с	Pr
263	-10	1,342	1,009	2,361	16,7	12,43	0,712
273	0	1,293	1,005	2,442	17,2	13,28	0,707
283	10	1,247	1,005	2,512	17,7	14,16	0,705
293	20	1,205	1,005	2,593	18,1	15,06	0,703
303	30	1,165	1,005	2,675	18,6	16,00	0,701
313	40	1,128	1,005	2,756	19,1	16,96	0,699
323	50	1,093	1,005	2,826	19,6	17,95	0,698
333	60	1,060	1,005	2,896	20,1	18,97	0,696
343	70	1,029	1,009	2,966	20,6	20,02	0,694
353	80	1,000	1,009	2,047	21,1	21,09	0,692
363	90	0,972	1,009	3,128	21,5	22,10	0,690
373	100	0,946	1,009	3,210	21,9	23,13	0,688
473	200	0,746	1,026	3,931	26,0	40,61	0,680
573	300	0,615	1,047	4,606	29,7	48,33	0,674

Приложение 4

Свойства газов при $t = 20^{\circ}\text{C}$ и $p = 0,1 \text{ МПа}$

Вещество	Формула	Молярная масса М, кг/кмоль	c_p , кДж/(кг·К)	ρ , кг/м ³
Аммиак	NH_3	17	2,22	0,77
Бензол	C_6H_6	78,1	1,25	-
Водяной пар	H_2O	18	1,97	0,73
Этан	C_2H_6	30,1	1,73	1,36
Сухой воздух	-	29	1	1,19

Приложение 5

Средние массовые теплоемкости газов при постоянном давлении, кДж/(кг·К)

$t, ^{\circ}\text{C}$	O_2	N_2	CO	CO_2	H_2O	SO_2	Сухой воздух
0	0,915	1,030	1,039	0,814	1,859	0,607	1,003
100	0,923	1,031	1,041	0,865	1,872	0,636	1,006
200	0,935	1,034	1,046	0,910	1,893	0,662	1,011
300	0,950	1,040	1,053	0,948	1,919	0,687	1,019
400	0,965	1,047	1,063	0,982	1,917	0,708	1,028
500	0,979	1,056	1,074	1,012	1,977	0,724	1,038
600	0,992	1,066	1,086	1,039	2,009	0,737	1,049
700	1,004	1,077	1,097	1,063	2,041	0,754	1,060
800	1,015	1,088	1,109	1,085	2,075	0,762	1,071
900	1,025	1,098	1,120	1,104	2,109	0,775	1,081
1000	1,035	1,107	1,130	1,122	2,143	0,783	1,090

Приложение 6

Истинные теплоемкости некоторых газов, кДж/(кг·К)

Темпера- тура, °C	Воздух			Водяной пар			Азот			Кислород		
	c_p	c_v	$k = c_p/c_v$	c_p	c_v	$k = c_p/c_v$	c_p	c_v	$k = c_p/c_v$	c_p	c_v	$k = c_p/c_v$
-50	1,0019	0,7147	1,4020	—	—	—	1,0387	0,7419	1,4000	0,9102	0,6502	1,4000
0	1,0032	0,7159	1,4010	1,8606	1,3992	1,3300	1,0387	0,7419	1,4000	0,9136	0,6536	1,3980
50	1,0057	0,7184	1,3990	1,8711	1,4097	1,3270	1,0400	0,7432	1,3990	0,9215	0,6615	1,3930
100	1,0098	0,7226	1,3970	1,8899	1,4285	1,3230	1,0421	0,7444	1,3990	0,9328	0,6728	1,3860
200	1,0241	0,7369	1,3890	1,9393	1,4779	1,3120	1,0517	0,7549	1,3930	0,9630	0,7030	1,3700
300	1,0446	0,7574	1,3790	2,0000	1,5386	1,3000	1,0693	0,7725	1,3840	0,9948	0,7348	1,3540
400	1,0680	0,7808	1,3680	2,0649	1,6035	1,2870	1,0911	0,7942	1,3740	1,0237	0,7637	1,3400
500	1,0919	0,8047	1,3570	2,1328	1,6714	1,2760	1,1158	0,8189	1,3620	1,0480	0,7880	1,3300
1000	1,1844	0,8972	1,3200	2,4794	2,0180	1,2290	1,2154	0,9186	1,3230	1,1225	0,8625	1,3030
1500	1,2347	0,9475	1,3030	2,7495	2,2881	1,2020	1,2694	0,9726	1,3060	1,1627	0,9027	1,2880

Приложение 7

Энтальпия h , кДж/кг, энтропия s , кДж/(кг·К), внутренняя энергия u , кДж/кг, некоторых газов

T, °C	Воздух			O ₂			N ₂		
	h	s	u	h	s	u	h	s	u
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
100	100,6	0,3128	71,9	92,3	0,3	66,2	103,2	0,3215	80,8
200	202,3	0,5543	144,8	187,5	0,5	134,9	206,9	0,5681	155,0
300	305,7	0,7524	219,5	285,0	0,7	206,8	312,0	0,7695	230,4
400	411,3	0,9224	296,4	386,0	0,9	281,9	419,1	0,9416	317,8
500	519,6	1,071	375,7	489,4	1,0	359,5	528,4	1,093	387,8
1000	1091,0	1,64	803,7	1035,0	1,5	774,8	1108,0	1,671	818,8
1500	1697,0	2,041	1266,2	1607,0	1,9	1216,8	1725,0	2,077	1286,3

Приложение 8

Теплоемкость водяного пара

t, °C	c_p, кДж/(кг·К)	c_v, кДж/(кг·К)	$k = c_p/c_v$
0	1,86	1,39	1,33
25	1,86	1,40	1,33
50	1,87	1,40	1,32
75	1,87	1,41	1,32
100	1,88	1,42	1,32
125	1,90	1,43	1,32
150	1,91	1,45	1,31
200	1,93	1,47	1,31
300	2,00	1,53	1,30
400	2,06	1,60	1,28
500	2,13	1,67	1,27

Приложение 9

Теплоемкость воды при атмосферном давлении

$t, ^\circ\text{C}$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$c_v, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$c_p - c_v$
0	4,22	4,22	0
10	4,191	4,187	0,004
20	4,183	4,153	0,030
30	4,178	4,102	0,058
40	4,178	4,078	0,1
50	4,183	4,032	0,151
60	4,183	3,982	0,201
70	4,191	3,931	0,260
80	4,195	3,877	0,318
90	4,204	3,823	0,381
100	4,216	3,768	0,448

Приложение 10

Энтальпия воды при температуре 100 °C

$p, \text{МПа}$	$h, \text{кДж/кг}$
0,1	417,51
20	434,0
40	449,2
60	464,4
80	479,7
100	495,1

Приложение 11

Плотность теплоносителей ρ , кг/м³, при $p = 0,1$ МПа

Вещество	Температура t , °C			
	20	40	60	80
Ацетон	791	768	746	719
Бензол	879	858	836	815
Вода	998	992	983	972
Метиловый спирт	792	774	756	736
Толуол	866	847	828	808
Этиловый спирт	789	772	754	735

Приложение 12

Удельная теплота парообразования некоторых веществ, кДж/кг

Вещество	Температура t , °C				
	0	20	60	100	140
Аммиак	1265,4	1 190	-	-	-
Ацетон	565,7	553,1	519,6	473,5	-
Бензол	448,3	435,8	408,5	379,2	346,1
Диэтиловый эфир	387,6	366,6	326,4	282,4	228,4
Метиловый спирт	1198,3	1173,2	1110,4	1013,9	892,6
Толуол	414,8	407,7	388,8	368,7	344,0
Уксусная кислота	-	-	-	406,4	0
Этилацетат	427,4	411,5	385,9	355,7	317,2
Этиловый спирт	921,8	913,4	879,9	812,9	712,3

Контрольные вопросы

(Примерные экзаменационные и дополнительные вопросы)

1 Первый закон термодинамики, термодинамические процессы

- 1) Что изучает теплотехника?
- 2) Что изучает техническая термодинамика?
- 3) Что такое термодинамическая система, какой она бывает?
- 4) Определение термодинамических параметров.
- 5) Какой газ называется идеальным?
- 6) Уравнения состояния.
- 7) Термодинамический процесс, какой он бывает?
- 8) Внутренняя энергия.
- 9) Функции состояния, их свойства.
- 10) Работа расширения. Особенности **p**-, **v**-диаграммы.
- 11) Теплота.
- 12) Газовая смесь; закон Дальтона; концентрация газовой смеси.
- 13) Первый закон термодинамики.
- 14) Теплоемкость газов; c_p и c_v ; средняя и истинная теплоемкости; уравнение Майера.
- 15) Энтальпия.
- 16) Энтропия. Вычисление энтропии; особенности **T**-, **S**-диаграммы.
- 17) Термодинамические процессы, диаграмма процесса, общий подход к исследованию термодинамических процессов.
- 18) Исследование изохорного, изобарного, изотермического, адиабатного, политропного процессов.

2 Второй закон термодинамики

- 1) Второй закон термодинамики.
- 2) Второй закон термодинамики для равновесных и неравновесных процессов.
- 3) Термодинамический цикл.
- 4) Тепловой двигатель.

- 5) Холодильная машина, тепловой насос.
- 6) Термодинамический коэффициент полезного действия, холодильный коэффициент, отопительный коэффициент.
- 7) Цикл Карно.
- 8) Два основных свойства цикла Карно.
- 9) Водяной пар.
- 10) Определения состояний воды и водяного пара.
- 11) Влажный пар; таблицы состояний воды и водяного пара.
- 12) Расчет термодинамических процессов водяного пара.
- 13) Влажный воздух; основные определения.
- 14) h -, s -диаграмма влажного воздуха.
- 15) Методы определения параметров влажного воздуха.
- 16) Расчет процессов с влажным воздухом.

3 Особенности термодинамики открытых систем

- 1) Что такое открытая термодинамическая система?
- 2) Условие непрерывности течения.
- 3) Работа вытеснения.
- 4) Первый закон термодинамики для потока.
- 5) Располагаемая работа.
- 6) Применение первого закона термодинамики к различным типам теплотехнического оборудования.
- 7) Что такое располагаемый теплоперепад?
- 8) Что такое сопла и диффузоры?
- 9) Первый закон термодинамики для сопла и диффузора.
- 11) Скорость истечения газа через сопло.
- 12) Массовый расход газа через сопло.
- 13) Критическая скорость истечения газа из сопла.
- 14) Сопло Лавалья.
- 15) Равновесное и неравновесное истечение пара из сопла.
- 16) Дросселирование.

17) Эффект Джоуля — Томсона. Кривая инверсии.

4 Теплосиловые циклы

1) Цикл Отто.

2) Цикл Дизеля.

3) Цикл Сабатэ-Тринклера.

4) Цикл газотурбинной установки.

5) Теплосиловой паровой цикл. Цикл Карно на влажном паре.

6) Степень сжатия; степень предварительного расширения; степень повышения давления в процессе сжатия.

7) Цикл Ренкина на перегретом паре.

8) Основные методы повышения термического коэффициента полезного действия теплосиловых установок.

9) Холодильные установки. Циклы холодильных установок.

10) Обратимость термодинамических процессов и производство работы.

11) Условия производства работы изолированной термодинамической системы.

12) Понятия полезной работы, максимальной работы и максимальной полезной работы.

13) Максимальная полезная работа теплоты; работоспособность теплоты; энергетическая потеря.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Теплотехника: Учебник для вузов / В. Н. Луканин, М. Г. Шатров, Г. М. Камфер и др.; Под ред. В. Н. Луканина. – М.: Высшая школа, 2003. – 671 с.
- 2 Иванов И. Е., Ерещенко В. Е. Теплотехника: Конспект лекций – МАДИ (ГТУ), 2003. – 111 с.
- 3 Техническая термодинамика и теплотехника: Учебное пособие для вузов / Л. Т. Бахшиева, Б. П. Кодауров, А. А. Захарова, В. С. Салтыкова; под ред. А. А. Захаровой. – 2-е изд., испр. – М.: Академия», 2008. – 272с.
- 4 Савин И. К. Теоретические основы теплотехники (Краткий курс). Ч. I. Техническая термодинамика: Учебное пособие / И. К. Савин. – Петрозаводск: ПетрГУ, 2008. – 116 с.
- 5 Скрыбин В. И. Курс лекций по теплотехнике. – М.: МИФИ, 2001. – 82 с.
- 6 Нащокин В. В. Техническая термодинамика и теплопередача: Учебное пособие для неэнергетических специальностей вузов. – М.: Высшая школа, 1975. – 496 с.

СОДЕРЖАНИЕ

1 Введение. Основные понятия и определения.....	3
1.1 Введение.....	3
1.2 Термодинамическая система.....	5
1.3 Параметры состояния.....	6
1.4 Уравнение состояния и термодинамический процесс.....	9
2 Уравнение состояния идеального газа и смеси идеального газа.....	10
2.1 Универсальное уравнение состояния идеального газа.....	10
2.2 Законы и уравнения для смесей идеальных газов и их харак- теристики.....	11
2.3 Кажущаяся молярная масса и газовая постоянная смеси.....	13
3 Теплёмкость идеального газа и термодинамические функции.....	14
3.1 Теплёмкость идеальных газов и их смесей.....	14
3.2 Истинная и средняя теплёмкость идеальных газов.....	16
3.3 Термодинамические функции.....	18
3.3.1 Функции состояния термодинамической системы.....	18
3.3.2 Функции процесса в термодинамической системе.....	22
4 Основные законы термодинамики.....	24
4.1 Первый закон термодинамики.....	24
4.2 Основные положения второго закона термодинамики.....	27
5 Термодинамические процессы с идеальным газом.....	30
5.1 Основные термодинамические процессы.....	30
5.2 Изохорный процесс.....	31
5.3 Изобарный процесс.....	32
5.4 Изотермический процесс.....	34
5.5 Адиабатный процесс.....	36
5.6 Политропный процесс.....	38
6 Термодинамические циклы и цикл Карно.....	41
6.1 Термодинамические основы циклов (круговые процессы).....	41

6.2 Прямой и обратный цикл Карно.....	44
6.3 Обратный и обратимый цикл Карно.....	47
7 Реальные газы. Водяной пар. Влажный воздух.....	49
7.1 Свойства реальных газов и их уравнения состояния.....	49
7.2 Водяной пар и процессы с паром.....	53
7.3 Характеристика влажного воздуха.....	61
8 Термодинамика газовых потоков.....	64
8.1 Первый закон термодинамики для газового потока.....	64
8.2 Критическое давление и скорость. Сопла и диффузоры.....	66
8.3 Истечение пара из сопла. Дросселирование газов.....	71
9 Циклы двигателей внутреннего сгорания.....	76
9.1 Общие понятия.....	76
9.2 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме.....	77
9.3 Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном давлении.....	79
9.4 Цикл ДВС со смешанным подводом теплоты.....	83
9.5 Влияние различных факторов на показатели циклов.....	85
10 Поршневые компрессоры.....	87
10.1 Общие сведения.....	87
10.2 Одноступенчатый идеальный компрессор.....	88
10.3 Многоступенчатый идеальный компрессор.....	90
10.4 Реальный компрессор.....	93
11 Циклы газотурбинных двигателей и паросиловых установок.....	95
11.1 Циклы газотурбинных двигателей.....	95
11.2 Циклы паросиловых установок.....	100
12 Циклы холодильных установок.....	105
12.1 Воздушные холодильные установки.....	106
12.2 Парокомпрессорные холодильные установки.....	108
12.3 Абсорбционная холодильная установка.....	111
12.4 Пароэжекторные холодильные установки.....	113
Приложения.....	116

Контрольные вопросы.....	122
Список использованных источников.....	125
Содержание.....	126

ДЛЯ СПРАВОК

Еремин Владимир Иванович,
ст. науч. сотр., канд. техн. наук

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ТЕРМОДИНАМИКИ И ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

(Краткий курс)

Часть I. Техническая термодинамика

Учебное пособие

Подписано в печать 25.08.2017г.

Печать цифровая

Тираж 30 экз.

Усл. печ. л. 8,1

Заказ № 1

Формат 210 x 297

Цена договорная

140170 Московская область, г.Бронницы, ул. Красная, д.85