

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**Белгородский государственный технологический университет
им. В.Г. Шухова**

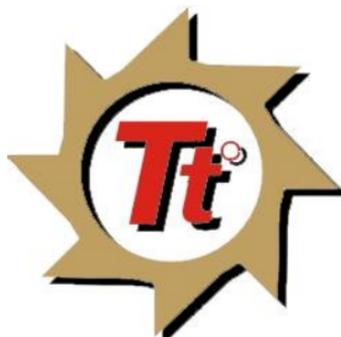
Б.М. Гришко

П.А. Трубаев

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА

Часть 1

Основы термодинамики



Учебное пособие

**Белгород
2009**

УДК 536.7
ББК 31.31
Г 85

Рецензенты

Беседин П. В., д-р техн. наук., проф., БГТУ им. В.Г. Шухова

Дедков А.П., ОАО «Белгородэнергоремонт»

Гришко Б.М.

Г 85 Теоретические основы теплотехники. Часть 1. Техническая термодинамика: Учеб. пособие / Б.М. Гришко, П.А. Трубаев. – Белгород: Изд-во БГТУ им. В.Г. Шухова, 2009. – 138 с.

Рассмотрены основные понятия и законы термодинамики, термодинамические процессы, свойства идеальных и реальных газов, свойства водяного пара и влажного воздуха, положения о теплоемкости, процессы течения и дросселирования.

Издание содержит примеры решения задач и контрольные вопросы.

Ил. 45. Табл. 5. Библиогр.: 10 назв.

УДК 536.7
ББК 31.31

© Б.М. Гришко, П.А. Трубаев, 2009

© Белгородский государственный
технологический университет
(БГТУ) им. В.Г.Шухова, 2009

Предисловие

В учебном пособии излагается содержание первого раздела дисциплины «Теоретические основы теплотехники».

Термодинамика – наука о превращении энергии – является теоретической базой теплоэнергетики. Она относится к фундаментальным наукам, ее содержание приняло законченный облик уже к началу XX века. Классическая (феноменологическая) термодинамика изучает законы взаимного превращений различных видов энергии. Техническая термодинамика рассматривает взаимопревращение теплоты и работы.

Название «термодинамика» определяет не учение о движении теплоты (как на первый взгляд вытекает из ее названия), а науку о «движущих силах», возникающих при тепловых процессах. Первое сочинение по термодинамике, написанное в 1824 году французским физиком и инженером Сади Карно, называлось «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу». Теоремы Карно, определяющие наибольший коэффициент полезного действия тепловых машин, позволили впоследствии сформулировать один из основных законов термодинамики – второе начало. В 40-х годах XIX века в результате исследований немецкого врача и физика Р. Майера и английского физика Дж. Джоуля был установлен механический эквивалент теплоты и на этой основе открыт закон сохранения и превращения энергии, называемый в термодинамике ее первым началом.

В виде оформленной научной системы, исходящей из работ Карно и закона сохранения и превращения энергии, термодинамика появилась в 50-х годах XIX века в трудах немецкого физика Р. Клаузиуса и английского физика У. Томсона (лорда Кельвина). Они дали современные формулировки второго начала термодинамики и ввели важнейшие понятия – энтропии и абсолютной температуры. Основным методом исследования термодинамики XIX века был *метод круговых процессов*.

Большое значение для термодинамики имели появившиеся в конце XIX века работы американского физика-теоретика Дж. У. Гиббса, в которых был создан новый метод термодинамических исследований (*метод термодинамических потенциалов*), установлены общие условия термодинамического равновесия, развита теория фаз и капиллярности. В 1906 г. на основе многочисленных исследований свойств тел при температурах близких к 0К, был установлен новый закон природы – третье начало термодинамики, согласно которому при температурах, стремящихся к 0К, равновесные изотермические процессы проходят без изменения энтропии. Это закон позволяет определить численные значения энтропии, имеющей большое значение в термодинамических расчетах.

Основываясь на трех началах, термодинамика исследует свойства реальных систем, состоящих из большого числа частиц, и превращения энергии в них. Все способы получения энергии заключаются в её превращении из первичной (например внутренней энергии топлива, геотермальной или ядерной энергии, энергии электромагнитного поля) в форму, используемую людьми (электрическую, механическую и тепловую) и в полезную работу. С помощью термодинамики можно производить анализ процессов этих превращений, определять направления протекания физических и химических процессов, оценивать энергетическую эффективность процессов и аппаратов.

На основе теоретической базы термодинамики разрабатываются методы ее применения к практическим задачам, прежде всего к тепловым машинам (устройствам для передачи теплоты от теплоотдатчика к теплоприемнику с использованием постоянного количества рабочего тела, подвергающегося преобразованиям в цикле). Из практических применений термодинамики хочется отметить введенное профессором из Лионского университета Ж. Гюи и словацким инженером и ученым-теплотехником А. Стодолой понятие работоспособности теплоты, которой югославский ученый З. Рант дал название «эксергия». Эксергия – это полезная работа, которую можно получить из системы с учетом параметров окружающей среды. Энергия в реальных (необратимых процессах) сохраняется неизменной, энтропия всегда возрастает, а эксергия – убывает. Это показывает, что любое преобразование энергии ведет к ухудшению ее работоспособности.

Термодинамический метода исследования имеет следующие особенности.

1. Термодинамика использует дедуктивный метод, то есть переход от общего к частному. Как отмечалось выше, в основе термодинамики лежат три закона (начала), установленные опытным путем: первый является законом сохранения и превращения энергии; второй устанавливает качественную направленность процессов; третий. Практические задачи решаются с помощью соотношений, полученных их уравнений этих законов путем математического преобразования.

2. Термодинамика рассматривает макроскопические системы, то есть состоящие из большого числа частиц. Получит закономерности для микроструктур термодинамика не позволяет.

3. Термодинамика рассматривает равновесные системы, то есть имеющие одинаковые и не изменяющиеся во времени параметры в любой точке системы. Процессы в термодинамике представляются как непрерывная последовательность равновесных состояний системы (так называемые квазистатические процессы).

Согласно государственному образовательному стандарту направления «Теплоэнергетика» в раздел «Термодинамика» дисциплины «Теоретические основы теплотехники» входят следующие вопросы: первый закон термодинамики; второй закон термодинамики; реальные газы; водяной пар; термодинамические свойства реальных газов; p , π - диаграмма; таблицы термодинамических свойств веществ; истечения из сопел; дросселирование; циклы паротурбинных установок; тепловой и энергетический балансы паротурбинной установки; газовые циклы; схемы, циклы и термический КПД двигателей и холодильных установок; эксергетический анализ циклов; основы химической термодинамики; основы термодинамики необратимых процессов.

В первой части учебного пособия рассмотрены основные понятия и определения термодинамики, законы идеального и реального газов, понятие о теплоемкости, первый и второй законы термодинамики, основные термодинамические процессы идеальных газов, фазовые переходы, свойств водяного пара и влажного воздуха, процессы течения и дросселирования.

Каждая глава учебного пособия сопровождается контрольными вопросами и примерами решения задач. При подготовке учебного пособия использованы работы [1, 2].

1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

1.1. ПРЕДМЕТ И МЕТОД ТЕРМОДИНАМИКИ

Термодинамика – наука, занимающаяся изучением законов взаимного преобразования различных видов энергии. В её основу положены уравнение состояния и три экспериментальных закона: **первый закон** (первое начало термодинамики), определяющий закон сохранения и превращения энергии; **второй закон** (второе начало термодинамики), описывающий протекание естественных явлений в природе; **третий закон** (третье начало термодинамики) утверждающий, что абсолютный нуль температуры недостижим.

Термодинамика вскрывает глубокие связи между свойствами вещества. Например, по теплоёмкости вещества можно вычислить плотность вещества и наоборот.

В термодинамике для исследования процессов используются два метода: метод круговых процессов (метод циклов); метод характеристических функций и геометрических построений.

Первый метод используется в технической термодинамике. Он позволяет обосновать второй закон термодинамики, приводит к понятию абсолютной температуры и энтропии для идеального газа, помогает доказать недостижимость абсолютного нуля температур.

Второй метод разработан Гиббсом и широко используется в химической термодинамике.

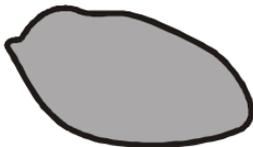
1.2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Объектом изучения термодинамики являются различные термодинамические системы.

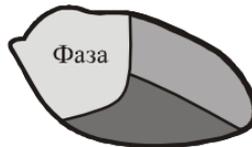
Термодинамическая система – это тело, способное обмениваться с другими телами энергией и веществом.

Термодинамическая система, между любыми частями которой нет поверхностей раздела, называется **гомогенной**.

Термодинамическая система, состоящая из отдельных частей, разграниченных поверхностями раздела, называется **гетерогенной**. Однородная часть гетерогенной системы называется **фазой**.



Гомогенная система



Гетерогенная система

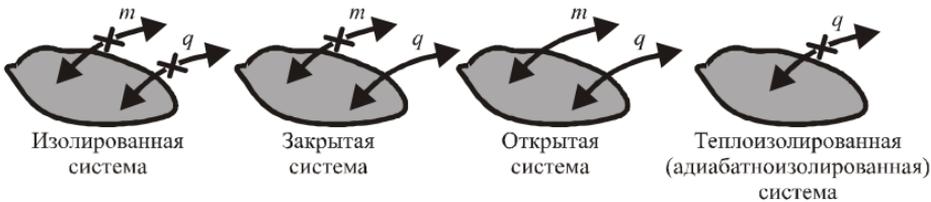
В зависимости от условий взаимодействия с другими системами различают изолированную, замкнутую, открытую и адиабатно изолированную термодинамические системы.

Термодинамическая система, которая не может обмениваться энергией и веществом с другими системами, называется *изолированной*.

Термодинамическая система называется *замкнутой*, если она не может обмениваться веществом с другими системами.

Термодинамические системы, которые могут обмениваться веществом и энергией с другими системами, называются *открытыми*.

Термодинамическая система, которая не может обмениваться теплотой с другими системами, называется *теплоизолированной* или *адиабатно изолированной*.



Совокупность физических свойств системы в рассматриваемых условиях называют термодинамическим состоянием системы.

Различают равновесное (стационарное) и неравновесное (нестационарное) состояния термодинамической системы.

Равновесным состоянием термодинамической системы называется такое состояние, которое характеризуется при постоянных внешних условиях неизменностью параметров во времени и отсутствием в системе потоков. Состояние термодинамической системы, при котором во всех её частях температура одинакова, называют **термическим равновесным состоянием**.

Изолированная термодинамическая система независимо от своего начального состояния с течением времени всегда приходит в состояние равновесия, из которого самопроизвольно выйти она не может (это основной постулат термодинамики – нулевое начало).

Состояние термодинамической системы, при котором значения параметров во всех частях ее остаются неизменными во времени благодаря внешнему воздействию потоков вещества, энергии, импульса, заряда и т. п., называется **стационарным**. Если значения параметров изменяются во времени, то состояние термодинамической системы называется **нестационарным**.

Любое изменение в термодинамической системе, связанное с изменением хотя бы одного из её параметров, называется **термодинамическим процессом**.

Различают равновесные и неравновесные процессы. **Равновесным процессом** называется термодинамический процесс, представляющий собой непрерывную последовательность состояний. Все части такой системы имеют одинаковые температуру и давление. **Неравновесным процессом** называется термодинамический процесс, представляющий собой последовательность состояний, среди которых не все являются равновесными. В неравновесном процессе различные части системы имеют разные температуры, давления, плотности, концентрации.

Термодинамический процесс, происходящий при постоянной температуре системы, называется **изотермическим**.

Термодинамический процесс, происходящий при постоянном давлении в системе, называется **изобарным**.

Термодинамический процесс, происходящий при постоянном объёме системы, называется **изохорным**.

Термодинамический процесс, в котором система не обменивается теплотой с окружающей средой, называется **адиабатным**

| | | |
|--------------------|---|------------------------|
| $T = \text{const}$ | → | изотермический процесс |
| $p = \text{const}$ | → | изобарный процесс |
| $v = \text{const}$ | → | изохорный процесс |
| $q = \text{const}$ | → | адиабатный процесс |

Преобразование теплоты в механическую работу или наоборот осуществляется в термодинамическом процессе посредством какого-либо упругого тела, называемого **рабочим**. Оно может быть в твердом, жидком или газообразном агрегатных состояниях.

1.3. ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ

Для того чтобы определить состояние рассматриваемого вещества, вводятся удобные характеристики состояния вещества – так называемые **параметры состояния**.

Свойства вещества могут быть интенсивными и экстенсивными. Интенсивными называются свойства, не зависящие от количества вещества в системе (температура, давление и др.). Свойства, зависящие от количества вещества, называются экстенсивными. Пример экстенсивных свойств – объем, который изменяется пропорционально количеству вещества.

Удельные, то есть отнесенные к единице вещества, экстенсивные свойства приобретают смысл интенсивных свойств. Интенсивные свойства, определяющие состояние тела или группы тел (термодинамической системы) называют *термодинамическими параметрами состояния* тела (системы).

Наиболее распространенными параметрами состояния являются абсолютная температура, абсолютное давление и удельный объем (или плотность) тела.

Температура характеризует тепловое состояние тела. С точки зрения молекулярно-кинетической теории температура есть мера интенсивности теплового движения молекул. Для идеального газа температура определяется из уравнения:

$$T = \frac{3}{2k} \frac{mw^2}{2}. \quad (1.1)$$

Температура T , определяемая таким образом, называется **абсолютной**. Другое определение – температура, отсчитываемая от абсолютного нуля, называется **абсолютной**, а шкала температур называется шкалой Кельвина.

Температуры тел определяют направление возможного самопроизвольного перехода тепла между этими телами. Измерение температуры производится с помощью термометров, которые должны быть отградуированы в соответствии с твердо установленной температурной шкалой. В основу приборов, измеряющих температуру, положено явление зависимости от температуры какого-либо свойства вещества (например, теплового расширения, электрического сопротивления, электродвижущей силы, теплового излучения и др.) и по величине изменения этих свойств судят об изменении температуры.

Численный отсчет температуры производится по шкале температур. За основную единицу измерения температуры принимают градус, имеющий разную величину в различных температурных шкалах. Шкала температур устанавливается путем деления разности показаний термометра в двух произвольно выбранных постоянных температурных точках, называемых реперными, на некоторое число равных частей – градусов. Так как выбор постоянных температурных точек и цены деления шкалы является произвольным, имеется ряд шкал температуры.

В настоящее время наряду со шкалой Кельвина применяются температурные шкалы Цельсия, Фаренгейта, Реомюра, Ренкина.

Историческая справка. Первый современный термометр, основанный на опорных точках, был описан в 1724 г. голландцем Д. Фаренгейтом. Температуру таяния смеси из льда, поваренной соли и нашатырного спирта, имитирующую самую низкую зимнюю температуру, он принял за 0°F. В качестве второй точки им использована температура

таяния льда. Между этими точками Фаренгейт разделил шкалу на 32 деления. Дополнительно тарировку термометров он проверял по температуре человеческого тела (98°F) и кипения воды (212°F). Температурная шкала Фаренгейта используется в Англии и США.

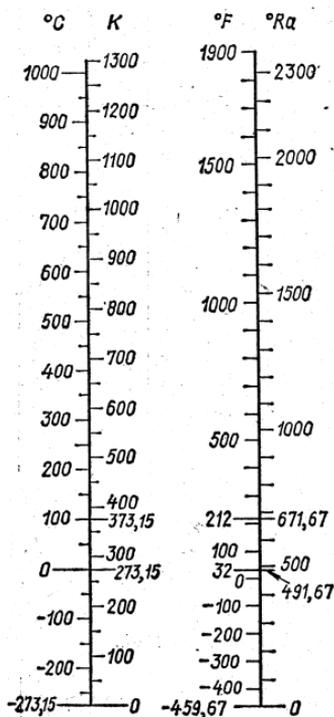
Шкала Реомюра, употреблявшаяся во Франции с 1740 г., построена на точках заморзания (0°R) и кипения (80°R) воды. Эта шкала была принята в дореволюционной России и заменена на шкалу Цельсия в 30-х годах XX века.

В шкале Цельсия, предложенной 1742 г. шведским физиком, за опорные точки приняты температуры таяния льда и кипения воды при нормальном атмосферном давлении. Между этими точками шкала разбита на 100 градусов.

Термодинамическая температурная шкала, предложенная лордом Кельвином (У. Томсоном) в 1848 г., в качестве абсолютного нуля принимает наименьшую возможную термодинамическую температуру, называемую абсолютным нулем. Цена деления в шкале Кельвина равна делению шкалы Цельсия. В США пользуются термодинамической температурной шкалой шотландца У. Дж. Ранкина (предложена в середине XIX века), в которой отчет начинается от абсолютного нуля, а единица деления равна шкале Фаренгейта.

С 1954 г. термодинамическая температурная шкала (шкала Кельвина) определяется одной реперной точкой – тройной точкой воды, определяемой более точно, чем точка плавления льда, которой установлена температура $273,16\text{ K}$ ($0,01^{\circ}\text{C}$).

В табл. 1.1 и на рис. 1.1 приведены соотношения между различными температурными шкалами, пользуясь которыми можно пересчитать температуру тела из одной температурной шкалы в другую.



| Шкала | Абсолютный ноль | Заморзание воды | Кипение воды |
|------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| Кельвина | 0K | 273,15K | 373,15K |
| Цельсия | $-273,15^{\circ}\text{C}$ | 0°C | 100°C |
| Фаренгейта | -459°F | 32°F | 212°F |
| Ранкина | 0°Ra | $491,67^{\circ}\text{Ra}$ | $671,67^{\circ}\text{Ra}$ |

Рис. 1.1. Соотношения между температурными шкалами

Соотношения между температурными шкалами

| Наименование шкалы | Кельвина T, K | Цельсия $t, ^\circ C$ | Ранкина $T, ^\circ Ra$ | Фаренгейта $t, ^\circ F$ |
|------------------------|-------------------------|--------------------------|---------------------------|-----------------------------|
| Кельвина, K | – | $t + 273,15$ | $5/9 T$ | $(t - 32)/1,8 + 273,15$ |
| Цельсия, $^\circ C$ | $T - 273,15$ | – | $5/9 T - 273,15$ | $(t - 32)/1,8$ |
| Ранкина, $^\circ Ra$ | $1,8 T$ | $1,8 (t + 273,15)$ | – | $t + 459,67$ |
| Фаренгейта, $^\circ F$ | $1,8 (T - 273,15) + 32$ | $1,8 t + 32$ | $T - 459,67$ | – |

Наиболее употребительной является международная стоградусная температурная шкала (шкала Цельсия). В термодинамике используется универсальная шкала температур – шкала Кельвина, которая установлена на основе второго закона термодинамики. Абсолютная температура, определённая по универсальной шкале температур Кельвина, является параметром состояния термодинамической системы, так как не зависит от свойств термодинамического вещества.

Другой важный параметр состояния – *абсолютное давление*, представляющее собой силу, действующую по нормали к поверхности тела и отнесенную к единице площади этой поверхности.

Единицей давления в СИ является паскаль – давление вызываемое силой 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью 1 м² ($Pa = N/m^2$).

Абсолютное давление p_a отсчитывается от нуля (абсолютного вакуума). Для удобства в технике используют также избыточное или манометрическое давление $p_{изб}$ и разрежение или вакуум p_p . Эти виды давления равны отклонению измеряемого давления от барометрического (атмосферного) давления p_b (рис. 1.2).

Давление p_b , создаваемое атмосферным воздухом, называется **барометрическим** или **атмосферным**.

Избыточным, или **манометрическим**, **давлением** называется давление сверх атмосферного, то есть избыточное давление – это разность между абсолютным и барометрическим давлениями:

$$p_{изб} = p_a - p_b. \quad (1.2)$$

Избыточное давление не определяет состояния вещества и не является параметром состояния, поскольку зависит от состояния окружающей среды.

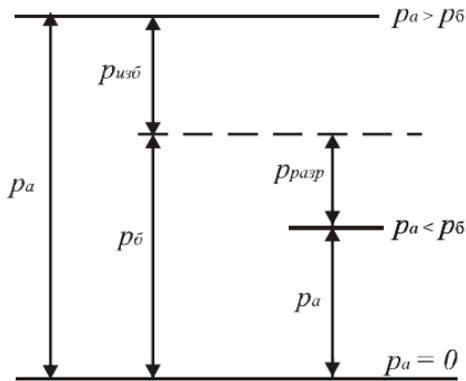


Рис. 1.2. К измерению давления

Разрежением, или вакуумом называется разность между атмосферным и абсолютным давлением той среды, где измеряется давление. Вакуум показывает, насколько давление газа меньше давления окружающей среды:

$$p_p = p_b - p_a. \quad (1.3)$$

Термин вакуум обычно применяют для давлений, значительно ниже атмосферного.

В термодинамических уравнениях всегда используют значения абсолютного давления, так как только оно является параметром, характеризующим состояние термодинамической системы.

Атмосферное давление – величина переменная, поэтому в технике применяется **нормальное атмосферное давление**, $p_0 = 101325$ Па (760 мм рт. ст.).

В технике и промышленности часто используются единицы измерения давления, отличные от системы СИ.

На практике часто измеряют давление высотой столба h какой-либо жидкости (воды, ртути, спирта и др.). Связь между высотой столба жидкости и давлением определяется уравнением гидростатики

$$p = \rho gh, \text{ или } h = \frac{p}{\rho g}, \quad (1.4)$$

где ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения.

Перевод единиц в этом случае следующий:

$$1 \text{ м вод. ст.} = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1 = 9,81 \cdot 10^3 \text{ Па,}$$

$$1 \text{ мм вод. ст.} = 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,001 = 9,81 \text{ Па,}$$

$$1 \text{ мм рт. ст.} = 13600 \cdot 9,81 \cdot 0,001 = 133,3 \text{ Па,}$$

$$1 \text{ Па} = 1,02 \cdot 10^{-4} \text{ м вод. ст.,}$$

$$1 \text{ Па} = 0,102 \text{ мм вод. ст.,}$$

$$1 \text{ Па} = 0,0075 \text{ мм рт. ст.}$$

Техническая атмосфера, кгс/см², показывает массу тела в килограммах, производящего давление на 1 см² поверхности. Для перевода в систему СИ достаточно перевести размерность силы из килограмма в ньютоны и площади из 1/см² в 1/м², таким образом,

$$\begin{aligned} 1 \text{ кгс/см}^2 &= 9,81 \cdot 10^4 \text{ Па}, \\ 1 \text{ Па} &= 1,02 \cdot 10^{-3} \text{ кгс/см}^2. \end{aligned}$$

Высоту столба жидкости можно перевести в кгс/см², используя в качестве промежуточной единицы Паскаль:

$$\begin{aligned} 1 \text{ м вод. ст.} &= \frac{9,81 \cdot 10^3}{9,81 \cdot 10^4} = 0,1 \text{ кгс/см}^2, \\ 1 \text{ кгс/см}^2 &= 10 \text{ м вод. ст.} \end{aligned}$$

Для перевода высоты столба разных жидкостей используется соотношение, получаемые из выражения (1.4):

$$h_2 = h_1 \frac{r_1}{r_2}. \quad (1.5)$$

Перевод единиц давления представлен в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Перевод единиц давления

| Размерность | Па | кгс/см ² | м вод. ст. | мм вод. ст. | мм рт. ст. |
|---------------------|--------|----------------------|----------------------|-----------------------------|------------|
| Па | — | $1,02 \cdot 10^{-5}$ | $1,02 \cdot 10^{-4}$ | 0,102 (9,81 ⁻¹) | 0,0075 |
| кгс/см ² | 98 100 | — | 10 | 10 000 | 735,3 |
| м вод. ст. | 9 810 | 0,1 | — | 1000 | 73,53 |
| мм вод. ст. | 9,81 | 10^{-4} | 0,001 | — | 0,07353 |
| мм рт. ст. | 133,3 | 0,00136 | 0,0136 | 13,6 | — |

Пример: 1 мм рт. ст. = 133,3 Па; 7 мм рт. ст. = 7 · 133,3 = 933,1 Па.

Удельный объем вещества представляет собой объем, занимаемый единицей массы вещества. Удельный объем v связан с массой m и его объемом V следующим соотношением:

$$v = \frac{V}{m}. \quad (1.6)$$

Удельный объем вещества измеряется в м³/кг.

Плотность – величина обратная удельного объема:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1}{v}. \quad (1.7)$$

Она измеряется в кг/м³.

При отсутствии внешних воздействий на систему состояние чистого вещества однозначно определено, если заданы два интенсивных параметра. Любой другой параметр является однозначной функцией двух заданных параметров. Удельный объем данного вещества однозначно определяется величиной давления p и температуры T :

$$v = f(p, T). \quad (1.8)$$

Температура вещества однозначно определена соотношением

$$T = f(p, v), \quad (1.9)$$

а давление – соотношением

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

Таким образом, любые три параметра состояния (например, p , v , T) чистого вещества однозначно связаны между собой.

ЗАДАЧИ

1. В сосуде объемом $1,2 \text{ м}^3$ находится $1,2 \text{ кг}$ кислорода. Определить удельный объем и плотность кислорода при указанных условиях.

2. Определить абсолютное давление в паровом котле, если манометр показывает $0,4 \text{ МПа}$, а атмосферное давление равно 740 мм. рт. ст.

3. Разрежение в газоходе парового котла, измеряемое тягомером, равно 20 мм. вод. ст. Определить абсолютное давление газов, если показание барометра 745 мм. рт. ст. , и выразить его в МПа .

4. Какая высота ртутного столба соответствует 90 кПа ?

5. Какая высота водяного столба соответствует 98 Па ?

6. Определить абсолютное давление в конденсаторе паровой турбины, если показание присоединенного к нему ртутного вакуумметра равно 700 мм. рт. ст. , а показание барометра 740 мм. рт. ст. , при температуре 0°C .

7. В газгольдер объемом 100 м^3 подается газ по трубопроводу диаметром 100 мм со скоростью 5 м/с . Удельный объем газа – $0,6 \text{ м}^3/\text{кг}$. За какое время наполнится газгольдер, если плотность газа, заполнившего газгольдер, равна $1,4 \text{ кг/м}^3$?

8. Для предупреждения испарения ртути, пары которой оказывают вредное действие на человеческий организм, обычно при пользовании ртутными манометрами над уровнем ртути наливают слой воды. Определить абсолютное давление в сосуде, если разность столбов ртути в U-образном манометре составляет 500 мм при температуре 0°C , а высо-

та столба воды над ртутью равна 200 мм. Показание барометра 740 мм. рт. ст. при температуре 0°C.

9. Переведите 2 кгс/см^2 в МПа; в мм вод. ст.; в мм рт. ст.

10. Какая температура таяния льда и температура кипения воды по шкале Фаренгейта?

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что называется термодинамической системой?
2. Какая термодинамическая система называется изолированной?
3. Что называется равновесным состоянием термодинамической системы?
4. Что называют термодинамическими параметрами состояния системы?
5. Что называют абсолютным давлением?
6. Что называется термодинамическим процессом?
7. Какие процессы называют равновесными, а какие – неравновесными?
8. Что называют рабочим телом?
9. Какая термодинамическая система называется гомогенной, а какая – гетерогенной?
10. Что называется абсолютной температурой?
11. Какое число независимых параметров определяет состояние рабочего тела? Почему?
12. Какое давление можно определить по манометру?
13. Какое давление показывает вакуумметр?
14. Какие шкалы температур можно использовать при проведении термодинамических расчетов?

2. ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ. ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

2.1. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

В 1662 г. Р. Бойлем, а в 1676 г. независимо от него Э. Мариоттом было показано, что при постоянной температуре произведение давления газа на его объем постоянно, то есть в изотермическом процессе расширения или сжатия газа

$$pv = \text{const.} \quad (2.1)$$

Это соотношение носит название **закона Бойля-Мариотта**.

В 1802 г. Ж. Гей-Люссак установил, что если давление газа в процессе его нагрева поддерживать неизменным (осуществлять изобарный процесс), то объем газа при нагреве будет увеличиваться с ростом температуры, причем эта зависимость оказывается линейной и имеет вид

$$V = V_0(1 + \alpha t). \quad (2.2)$$

Это соотношение называется **законом Гей-Люссака**. Здесь V_0 - объем газа при температуре 0°C ; V - объем газа при температуре t , $^\circ\text{C}$; α - температурный коэффициент объемного расширения газа.

Для любого состояния газа с параметрами p , v , T , подчиняющегося указанным двум законам, можно установить, что

$$\frac{pv}{T} = \text{const.} \quad (2.3)$$

Постоянная величина в уравнении не зависит от состояния газа. Она зависит только от свойств газа и является индивидуальной для каждого газа (так называемая газовая постоянная). Обозначая газовую постоянную через R , запишем уравнение в следующем виде:

$$pv = RT, \quad (2.4)$$

или

$$p = \rho RT. \quad (2.5)$$

Уравнение (2.4), однозначно связывающее между собой параметры p , v , T газа, называется **уравнением Клапейрона**, также оно называется **термическим уравнением состояния идеальных газов** или **характеристическим уравнением**.

Газ, строго подчиняющийся уравнению (2.5), называется **идеальным**, а уравнение (2.5) называют **уравнением состояния идеального газа**.

Представление об идеальном газе основано на том, что:

- идеальный газ строго подчиняется уравнению Клапейрона (основное определение идеального газа);
- идеальный газ является предельным состоянием реального газа при $p \rightarrow 0$;
- молекулы идеального газа рассматриваются как материальные точки, взаимодействие которых между собой ограничено соударениями.

2.2. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ УДЕЛЬНОЙ ГАЗОВОЙ ПОСТОЯННОЙ. УНИВЕРСАЛЬНАЯ ГАЗОВАЯ ПОСТОЯННАЯ

Характеристики ряда газов представлены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Свойства газов

| Газ | Молекулярная масса μ , г/моль | Плотность при нормальных условиях ρ , кг/м ³ | Газовая постоянная R , Дж/(кг·К) | Молярный объем при нормальных условиях V_{μ}^* , м ³ /кмоль |
|--------------------------------|-----------------------------------|--|------------------------------------|--|
| Азот N ₂ | 28,0134 | 1,251 | 296,8 | 22,40 |
| Аммиак N ₃ N | 17,0304 | 0,771 | 488,4 | 22,09 |
| Аргон Ar | 39,94 | 1,783 | 208,2 | 22,39 |
| Водород H ₂ | 2,0158 | 0,0899 | 4124,0 | 22,42 |
| Воздух | 28,964 | 1,293 | 287,1 | 22,4 |
| Гелий He | 4,00260 | 0,179 | 2078,0 | 22,42 |
| Кислород O ₂ | 31,9988 | 1,429 | 260,0 | 22,4 |
| Метан CH ₄ | 16,0426 | 0,717 | 517,8 | 22,37 |
| Оксид углерода CO | 28,0104 | 1,250 | 296,7 | 22,40 |
| Углекислый газ CO ₂ | 44,0098 | 1,977 | 188,8 | 22,26 |
| Хлор Cl ₂ | 70,906 | 3,22 | 117,2 | 22,02 |

* Для идеального газа 22,40 м³/кмоль

Если в цилиндре нагревать газ при постоянном давлении от температуры T_1 до температуры T_2 , то объем его v_1 увеличится до объема v_2 . При этом газ выполнит работу l и поднимет поршень на высоту h .

Уравнения для двух состояний рабочего тела:

$$p_1 v_1 = RT_1 ; \quad (2.6)$$

$$p_2 v_2 = RT_2 . \quad (2.7)$$

Вычитая уравнения получаем

$$p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1), \quad (2.8)$$

Отсюда

$$R = \frac{p(v_2 - v_1)}{T_2 - T_1}. \quad (2.9)$$

Так как $l = p(v_2 - v_1)$, имеем

$$R = \frac{l}{T_2 - T_1}. \quad (2.10)$$

Следовательно, удельная газовая постоянная есть работа, совершаемая 1 кг газа в процессе при постоянном давлении и изменении температуры на один градус.

Газовая постоянная, отнесенная к одному молю, для всех газов имеет одно и тоже значение. Эту величину называют универсальной газовой постоянной R_μ (или μR)

$$R_\mu = \mu R = 8,3142 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}) = 8314,2 \text{ Дж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}).$$

Зная молярную масса газа и универсальную газовую постоянную, можно найти газовую постоянную для газа R :

$$R = \frac{R_\mu}{\mu} = \frac{8314,2}{\mu}.$$

2.3. ПОНЯТИЕ О СМЕСЯХ. СМЕСИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

В термодинамике часто используется понятие чистого вещества и смеси. **Чистым веществом** называется вещество, все молекулы которого одинаковы. Чистые вещества, составляющие смесь, называются компонентами. Смесь, состоящая из нескольких чистых веществ, называется **раствором**. Частными случаями смесей (растворов) являются смеси различных газов – так называемые газовые смеси. Большой интерес представляет рассмотрение газовой смеси, каждый из компонентов которой может рассматриваться как идеальный газ.

Основным законом, определяющим поведение газовой смеси, является **закон Дальтона**, который гласит, что каждый отдельный газ ведет себя в газовой смеси так, как будто он один (при температуре смеси) занимает весь этот объем смеси. Каждый отдельный газ, входящий в газовую смесь, имеет такое давление, какое он имел бы, если бы он один занимал весь объем газовой смеси. Это давление является **парци-**

альным давлением данного газа и обозначается для каждого газа соответственно $p_1, p_2, p_3, \dots, p_n$.

Закон Дальтона может быть представлен и в следующей формулировке – сумма парциальных давлений идеальных газов, входящих в газовую смесь, равна полному давлению газовой смеси, то есть

$$p_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n p_i. \quad (2.11)$$

Состав газовой смеси определяется количеством каждого из газов, входящих в смесь, и может быть задан массовыми или объемными долями.

Массовая доля определяется отношением массы отдельного газа, входящего в состав смеси, к массе всей смеси:

$$m_i = \frac{M_i}{M}. \quad (2.12)$$

где M_i – масса отдельного газа и M – масса всей смеси.

Объемной долей газа называют отношение объема каждого компонента, входящего в смесь, к объему всей газовой смеси при условии, что объем каждого компонента газовой смеси отнесен к давлению и температуре смеси (приведенный объем):

$$r_i = \frac{V_i}{V}. \quad (2.13)$$

где V_i – приведенный объем компонентов газов, входящих в смесь; V – общий объем газовой смеси.

Для перевода массовых долей в объемные доли пользуются формулой

$$r_i = \frac{\frac{m_i}{\mu_i}}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}}. \quad (2.14)$$

Объемные доли переводят в массовые по формуле

$$m_i = \frac{r_i \mu_i}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i}. \quad (2.15)$$

Плотность газовой смеси определяют из выражения

$$\rho_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i}}, \quad (2.16)$$

или, если известен объемный состав газовой смеси, по формуле

$$\rho_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i . \quad (2.17)$$

Значение так называемой кажущейся молекулярной массы газовой смеси

$$\mu_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i , \quad (2.18)$$

или через массовый состав газовой смеси

$$\mu_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\mu_i}} . \quad (2.19)$$

Газовую постоянную смеси газов $R_{\text{см}}$ можно выразить через газовые постоянные отдельных компонентов, входящих в газовую смесь

$$R_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n m_i R_i , \quad (2.20)$$

или через кажущуюся молекулярную массу газовой смеси

$$R_{\text{см}} = \frac{8314}{\mu_{\text{см}}} = \frac{8314}{\sum_{i=1}^n r_i \mu_i} . \quad (2.21)$$

Парциальные давления определяются, если известны объемные доли отдельных компонентов, входящих в смесь:

$$p_i = p r_i , \quad (2.22)$$

где p_i - парциальное давление любого газа, входящего в газовую смесь; p - общее давление газовой смеси.

Если известны массовые доли газовой смеси, то парциальное давление любого газа, входящего в смесь,

$$p_i = m_i \frac{R_i}{R_{\text{см}}} p . \quad (2.23)$$

ЗАДАЧИ

1. Определить плотность азота при давлении $p = 0,15$ МПа и температуре $t = 20^\circ\text{C}$.

2. Определить удельный объем кислорода при давлении $p = 0,25$ МПа и температуре $t = 220^\circ\text{C}$.

3. Определить массу двуокиси углерода находящегося в сосуде объемом 2 м^3 при температуре $t = 80^\circ\text{C}$.

4. Дымовые газы, образовавшиеся в топке парового котла, охлаждаются от 1250 до 200°C . Во сколько раз уменьшается их объем, если давление газов в начале и в конце газоходов одинаково?

5. В воздухоподогреватель парового котла подается вентилятором $110000 \text{ м}^3/\text{ч}$ воздуха при температуре $t = 27^\circ\text{C}$. Определить объемный расход воздуха на выходе из воздухоподогревателя, если он нагревается до $t = 427^\circ\text{C}$ при постоянном давлении.

6. Какой объем занимает 2 кг азота при температуре $t = 70^\circ\text{C}$ и давлении $p = 0,2 \text{ МПа}$?

Решение

Из характеристического уравнения для 1 кг газа имеем

$$v = \frac{RT}{p} = \frac{8314(273 + 70)}{28,016 \cdot 0,2 \cdot 10^6} = 0,509 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

7. Определить массу кислорода, содержащегося в баллоне емкостью 80 литров, если давление кислорода по манометру равно $1,2 \text{ МПа}$, а показание барометра 740 мм рт ст при температуре 0°C .

8. Баллон с кислородом емкостью 40 литров находится под давлением 5 МПа при температуре 17°C . После израсходования части кислорода давление понизилось до $3,2 \text{ МПа}$, а температура упала до 7°C . Определить массу израсходованного кислорода.

Решение

Из характеристического уравнения можно определить массу газа при заданных параметрах

$$M = \frac{pV}{RT}.$$

Следовательно, до расходования кислорода масса его составляла

$$M_1 = \frac{5 \cdot 10^6 \cdot 0,04}{259,8 \cdot 290} = 2,655 \text{ кг},$$

а после расходования

$$M_2 = \frac{3,2 \cdot 10^6 \cdot 0,04}{259,8 \cdot 280} = 1,760 \text{ кг}.$$

Таким образом, расход кислорода составляет

$$2,655 - 1,760 = 0,895 \text{ кг}.$$

9. Для автогенной сварки использован баллон кислорода емкостью 100 литров. Найти массу кислорода, если его давление $p = 10$ МПа, а температура $t = 12^\circ\text{C}$.

10. Определить диаметр воздуховода для подачи 7000 кг/ч воздуха при абсолютном давлении 1,1 МПа, если температура этого воздуха 17°C . Скорость воздуха в газоходе 5 м/с.

11. Объемный состав газообразного топлива следующий: $\text{CH}_4 = 85\%$; $\text{CO} = 10\%$; $\text{H}_2 = 5\%$. Определить среднюю молекулярную массу и газовую постоянную смеси.

12. Объемный состав продуктов сгорания $\text{CO}_2 = 9\%$; $\text{O}_2 = 5\%$; $\text{N}_2 = 84\%$. Определить плотность и удельный объем при температуре $t = 200^\circ\text{C}$.

13. Генераторный газ имеет следующий объемный состав: $\text{H}_2 = 7\%$; $\text{CH}_4 = 2,0\%$; $\text{CO} = 27,6\%$; $\text{CO}_2 = 4,8$; $\text{N}_2 = 58,6\%$. Определить массовые доли, кажущуюся молекулярную массу, газовую постоянную, плотность и парциальные давления при температуре $t = 27^\circ\text{C}$ и давлении $p = 0,1$ МПа.

14. Атмосферный воздух имеет следующий массовый состав:

$$m_{\text{O}_2} = 23,2\%; \quad m_{\text{N}_2} = 76,8\% .$$

Определить объемный состав воздуха, его газовую постоянную, кажущуюся молекулярную массу.

Решение

Из уравнения (2,15) определяем объемный состав воздуха

$$r_{\text{O}_2} = \frac{\frac{m_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}}}{\frac{m_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}} + \frac{m_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}} = \frac{\frac{23,2}{32}}{\frac{23,2}{32} + \frac{76,8}{28,02}} = 0,21;$$

$$r_{\text{N}_2} = \frac{\frac{m_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}}{\frac{m_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}} + \frac{m_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}} = \frac{\frac{76,8}{28,02}}{\frac{23,2}{32} + \frac{76,8}{28,02}} = 0,79 .$$

Газовую постоянную находим по уравнению (2,20)

$$R_{\text{см}} = \sum_{i=1}^n m_i R_i = m_{\text{O}_2} R_{\text{O}_2} + m_{\text{N}_2} R_{\text{N}_2} = 0,232 \cdot 260 + 0,768 \cdot 295 = 287 \text{ Дж}/(\text{кг К}).$$

Кажущуюся молекулярную массу определяем из уравнения (2.21)

$$\mu_{\text{см}} = \frac{8314}{R_{\text{см}}} = \frac{8314}{287} = 28,9 .$$

15. Газовая смесь имеет следующий массовый состав: $\text{CO}_2 = 14\%$; $\text{O}_2 = 6\%$; $\text{N}_2 = 80\%$. До какого давления нужно сжать эту смесь, находящуюся при нормальных условиях, чтобы её плотность стала $1,75 \text{ кг/м}^3$?

16. Плотность воздуха при нормальных условиях равна $1,293 \text{ кг/м}^3$. Определить удельный объем воздуха при этих условиях. Как изменится плотность и удельный объем воздуха, если температура увеличится на 40°C ?

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какой газ называют идеальным?
2. Какие известны уравнения состояния идеального газа?
3. Какой физический смысл удельной газовой постоянной?
4. В чем различие между удельной газовой постоянной и универсальной газовой постоянной?
5. Как определяют газовую постоянную смеси идеальных газов, заданную массовыми долями?
6. Как определяют газовую постоянную смеси идеальных газов, заданную объемными долями?
7. Что такое кажущаяся молекулярная масса? Как получить значение так называемой кажущейся молекулярной массы газовой смеси?
8. Как перевести массовые доли газовой смеси в объемные?
9. Как перевести объемные доли газовой смеси в массовые?
10. Как определяется плотность газовой смеси заданная объемными и массовыми долями?
11. Дайте определение парциального давления.
12. Какой закон устанавливает связь между давлением газовой смеси и парциальными давлениями её отдельных компонентов?

3. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ

3.1. ПОНЯТИЕ О ТЕПЛОЕМКОСТИ

Теплоемкостью тела называется количество теплоты, необходимое для нагрева тела на один градус.

Различают: массовую, мольную и объемную теплоемкости. **Массовой теплоемкостью** c_m называется количество тепла, необходимое для изменения температуры единицы массы вещества на 1°C .

Мольной теплоемкостью c_μ называется теплоемкость, отнесенная к одному молю (или киломолю) вещества.

Объемной теплоемкостью называется теплоемкость, отнесенная к единице объема вещества (обычно 1 м^3).

Теплоемкость единицы количества вещества называют **удельной теплоемкостью**. Из приведенного определения теплоемкости следует, что

$$c = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1}, \quad (3.1)$$

где t_1 – начальная температура; t_2 – конечная температура; q_{1-2} – теплота, подведенная к единице количества вещества в процессе нагрева от температуры t_1 до температуры t_2 . Теплоемкость определяемая по выше приведенной формуле, называется **средней теплоемкостью** в интервале температур $t_1 - t_2$.

В зависимости от характера процесса подвода тепла, которое необходимо подвести к телу для того, чтобы повысить его температуру на 1 градус, количество тепла будет различным. Учитывая, что система участвует в бесчисленном множестве процессов, сопровождающихся теплообменом, величина теплоемкости для одного и того же тела может иметь различные значения. В общем случае значение теплоемкости c лежит в интервале от $-\infty$ до $+\infty$, то есть она может быть любой положительной или отрицательной величиной.

Теплоемкость не является постоянной величиной, а зависит от температуры.

Истинную теплоемкость определяют как производную от количества тепла, подводимого к телу в процессе его нагрева, по температуре этого тела:

$$c = \frac{dq}{dt}, \quad (3.2)$$

откуда

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c dt . \quad (3.3)$$

Выражение (3.3) определяет удельную теплоту, сообщенную телу или отведенную от него. Для определения количества теплоты q по данному выражению необходимо знать зависимость $c = f(t)$.

3.2. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ ИСТИННОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ

Теплоемкость реальных газов зависит как от температуры, так и от давления, то есть $c = f(p, t)$. Поэтому истинные теплоемкости реальных газов удобно выразить в виде суммы двух слагаемых:

$$c = c_0 + \Delta c . \quad (3.4)$$

Первое слагаемое представляет собой теплоемкость рассматриваемого газа в условиях, когда он становится близким к идеальному ($p \rightarrow 0$) или ($v \rightarrow \infty$). При этом c_0 зависит только от температуры. Второе слагаемое определяет зависимость теплоемкости от давления или удельного объема и связано с изменением потенциальной составляющей внутренней энергии реального газа. Для реальных газов, имеющих невысокое давление (значительно ниже критического), и имеющих высокую температуру, превышающую критическую, зависимость теплоемкости от давления оказывается пренебрежимо маленькой величиной. Для таких состояний газа $c \approx c_0$. В практике тепловых расчетов широкое применение получила следующая приближенная зависимость истинной теплоемкости от температуры:

$$c = a + bt + dt^2 + et^3 , \quad (3.5)$$

где b, d, e – постоянные коэффициенты, которые зависят от природы рабочего тела и определяются на основании экспериментальных данных; a – экспериментальное значение истинной теплоемкости при температуре 0°C .

Для менее точных расчетов зависимость между истинной теплоемкостью и температурой выражают уравнением второй степени:

$$c = a + bt + dt^2 . \quad (3.6)$$

Для двухатомных газов часто ограничиваются первыми двумя членами уравнения:

$$c = a + bt . \quad (3.7)$$

На рис. 3.1 показаны линейная (1) и нелинейная (2) зависимости теплоемкости от температуры, полученные по уравнениям (3.7) и (3.6).

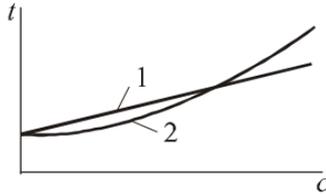


Рис 3.1. Зависимость теплоемкости от температуры:

1 – по уравнению $c = a + bt$; 2– по уравнению $c = a + bt + ct^2$

3.3. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЛЯ СРЕДНЕЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ

Зная зависимость массовой истинной теплоемкости c_m от температуры, нетрудно определить **среднюю теплоемкость** в данном интервале температур

$$c_m = \frac{\int_{t_1}^{t_2} c dt}{t_2 - t_1}. \quad (3.8)$$

Если $t_1 = 0$, то средняя теплоемкость процесса определяется из выражения

$$c_m = \frac{q}{t} = \frac{1}{t} \int_0^t c dt, \quad (3.9)$$

где t – конечная температура процесса.

Если истинная теплоемкость линейно зависит от температуры, то

$$c_m = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} (a + bt) dt = a + \frac{b}{2}(t_2 + t_1) = a + bt_{cp}. \quad (3.10)$$

Если зависимость теплоемкости от температуры нелинейная, то

$$c_m = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} (a + bt + dt^2) dt = a + bT_{cp} + \frac{1}{3}d(t_2^2 + t_1 t_2 + t_1^2), \quad (3.11)$$

где $t_{cp} = 0,5(t_1 + t_2)$; $T_{cp} = 273,15 + t_{cp}$.

В интервале температур от 0 до t уравнения приобретают вид

$$c_m = a + \frac{bt}{2}; \quad (3.12)$$

$$c_m = a + \frac{b}{2}t + \frac{d}{3}(t_2^2 + t_2) \quad (3.13)$$

Средняя теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2 определяется соотношением

$$c_m = \frac{c_{m_2}t_2 - c_{m_1}t_1}{t_2 - t_1}. \quad (3.14)$$

3.4. ИЗОБАРНАЯ И ИЗОХОРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ

Наиболее часто на практике используются теплоемкости изобарного ($p = const$) и изохорного ($V = const$) процессов; эти теплоемкости называются **изобарной** и **изохорной теплоемкостями**. Они обозначаются соответственно c_p и c_v . Массовые и объемные теплоемкости некоторых газов приведены в табл. 3.1 и на рис. 3.2.

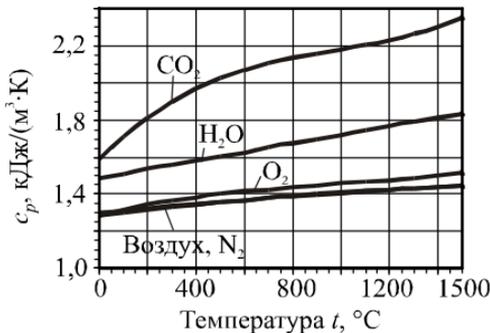


Рис. 3.2. Средняя на интервале $0...t$ объемная теплоемкость некоторых газов

Между теплоемкостями c_p и c_v существует зависимость

$$c_p - c_v = \left[p + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \right] \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad (3.15)$$

Таблица 3.1.

Теплоемкость газов при постоянном давлении c_p, c'_p
и постоянном объеме c_v, c'_v

| Массовая теплоемкость, кДж/(кг·К) | | | | | | | | |
|--|--------------|--------|--------------|--------|---------------|--------|--------|--------|
| $t, ^\circ\text{C}$ | O_2 | | N_2 | | CO_2 | | Воздух | |
| | c_p | c_v | c_p | c_v | c_p | c_v | c_p | c_v |
| 0 | 0,9148 | 0,6548 | 1,0392 | 0,7423 | 0,8148 | 0,6259 | 1,0036 | 0,7164 |
| 100 | 0,9232 | 0,6632 | 1,0404 | 0,7427 | 0,8658 | 0,6770 | 1,0061 | 0,7193 |
| 200 | 0,9353 | 0,6753 | 1,0434 | 0,7465 | 0,9102 | 0,7214 | 1,0115 | 0,7243 |
| 300 | 0,9500 | 0,6900 | 1,0488 | 0,7519 | 0,9487 | 0,7599 | 1,0191 | 0,7319 |
| 400 | 0,9651 | 0,7051 | 1,0567 | 0,7599 | 0,9826 | 0,7938 | 1,0283 | 0,7415 |
| 500 | 0,9793 | 0,7193 | 1,0660 | 0,7691 | 1,0128 | 0,8240 | 1,0387 | 0,7519 |
| 600 | 0,9927 | 0,7327 | 1,0760 | 0,7792 | 1,0396 | 0,8508 | 1,0496 | 0,7624 |
| 700 | 1,0048 | 0,7448 | 1,0869 | 0,7900 | 1,0639 | 0,8746 | 1,0605 | 0,7733 |
| 800 | 1,0157 | 0,7557 | 1,0974 | 0,8005 | 1,0852 | 0,8964 | 1,0710 | 0,7842 |
| 900 | 1,0258 | 0,7658 | 1,1078 | 0,8110 | 1,1045 | 0,9157 | 1,0815 | 0,7942 |
| 1000 | 1,0350 | 0,7750 | 1,1179 | 0,8210 | 1,1225 | 0,9332 | 1,0907 | 0,8039 |
| 1100 | 1,0434 | 0,7834 | 1,1271 | 0,8302 | 1,1384 | 0,9496 | 1,0999 | 0,8127 |
| 1200 | 1,0509 | 0,7913 | 1,1359 | 0,8395 | 1,1530 | 0,9638 | 1,1082 | 0,8215 |
| 1300 | 1,0580 | 0,7984 | 1,1447 | 0,8478 | 1,1660 | 0,9772 | 1,1166 | 0,8294 |
| 1400 | 1,0647 | 0,8051 | 1,1526 | 0,8558 | 1,1782 | 0,9893 | 1,1242 | 0,8369 |
| 1500 | 1,0714 | 0,8114 | 1,1602 | 0,8633 | 1,1895 | 1,0006 | 1,1313 | 0,8441 |
| Объемная теплоемкость, кДж/(м ³ ·К) | | | | | | | | |
| $t, ^\circ\text{C}$ | O_2 | | N_2 | | CO_2 | | Воздух | |
| | c'_p | c'_v | c'_p | c'_v | c'_p | c'_v | c'_p | c'_v |
| 0 | 1,3059 | 0,9349 | 1,2987 | 0,9278 | 1,5998 | 1,2288 | 1,2971 | 0,9261 |
| 100 | 1,3176 | 0,9466 | 1,3004 | 0,9295 | 1,7003 | 1,3293 | 1,3004 | 0,9295 |
| 200 | 1,3352 | 0,9642 | 1,3038 | 0,9328 | 1,7373 | 1,4164 | 1,3071 | 0,9362 |
| 300 | 1,3561 | 0,9852 | 1,3109 | 0,9399 | 1,8627 | 1,4918 | 1,3172 | 0,9462 |
| 400 | 1,3775 | 1,0065 | 1,3205 | 0,9496 | 1,9297 | 1,5587 | 1,3289 | 0,9579 |
| 500 | 1,3980 | 1,0270 | 1,3322 | 0,9613 | 1,9887 | 1,6178 | 1,3427 | 0,9718 |
| 600 | 1,4168 | 1,0459 | 1,3452 | 0,9743 | 2,0411 | 1,6701 | 1,3565 | 0,9856 |
| 700 | 1,4344 | 1,0634 | 1,3586 | 0,9877 | 2,0884 | 1,7174 | 1,3708 | 0,9998 |
| 800 | 1,4499 | 1,0789 | 1,3716 | 1,0006 | 2,1311 | 1,7601 | 1,3842 | 1,0312 |
| 900 | 1,4645 | 1,0936 | 1,3845 | 1,0136 | 2,1692 | 1,7982 | 1,3976 | 1,0262 |
| 1000 | 1,4775 | 1,1066 | 1,3971 | 1,0178 | 2,2035 | 1,8326 | 1,4097 | 1,0387 |
| 1100 | 1,4892 | 1,1183 | 1,4089 | 1,0379 | 2,2349 | 1,8640 | 1,4214 | 1,0505 |
| 1200 | 1,5005 | 1,1296 | 1,4202 | 1,0492 | 2,2638 | 1,8929 | 1,4327 | 1,0618 |
| 1300 | 1,5106 | 1,1396 | 1,4306 | 1,0597 | 2,2898 | 1,9188 | 1,4432 | 1,0722 |
| 1400 | 1,5202 | 1,1493 | 1,4407 | 1,0697 | 2,3136 | 1,9427 | 1,4528 | 1,0819 |
| 1500 | 1,5294 | 1,1585 | 1,4499 | 1,0789 | 2,3354 | 1,9644 | 1,4620 | 1,0911 |

Для идеального газа

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0, \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p}. \quad (3.16)$$

Подставляя эти значения в уравнение (3.15), получаем

$$c_p - c_v = R. \quad (3.17)$$

Уравнение (3.17) называется **уравнением Майера**.

Для реальных газов теплоемкость зависит от давления и температуры, поэтому

$$c_p - c_v > R. \quad (3.18)$$

ЗАДАЧИ

1. Вычислить среднюю теплоемкость c_{pm} для воздуха при постоянном давлении в пределах $200 - 800^\circ\text{C}$, считая зависимость теплоемкости от температуры нелинейной.

Решение

По уравнению (3.14)

$$(c_{pm})_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{pm2}t_2 - c_{pm1}t_1}{t_2 - t_1}.$$

Пользуясь таблицей (3.1), получим для воздуха

$$(c_{pm})_0^{800} = 1,0710 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$$

$$(c_{pm})_0^{200} = 1,0115 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)},$$

отсюда средняя теплоемкость c_{pm} для воздуха при постоянном давлении в пределах $200 - 800^\circ\text{C}$

$$c_{pm} = \frac{1,0710 \cdot 800 - 1,0115 \cdot 200}{800 - 200} = 1,091 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}.$$

2. Вычислить среднюю массовую теплоемкость c_{pm} для кислорода при постоянном давлении в пределах температур от 350 до 1000°C , считая зависимость теплоемкости от температуры: а) нелинейной; б) линейной.

Решение

а) По уравнению (3.14)

$$(c_{pm})_{t_1}^{t_2} = \frac{c_{pm2}t_2 - c_{pm1}t_1}{t_2 - t_1}.$$

Пользуясь таблицей (3.1), получим для кислорода

$$(c_{pm})_0^{350} = 0,9576 \text{ кДж/(кг·К)}; (c_{pm})_0^{1000} = 1,0350 \text{ кДж/(кг·К)},$$

отсюда

$$c_{pm} = \frac{1,035 \cdot 1000 - 0,9576 \cdot 350}{1000 - 350} = 1,077 \text{ кДж/(кг·К)};$$

б) Пользуясь таблицей (3.1) и уравнением (3.12) найдем

$$c_{pm} = 0,9127 + 0,00012724(350 + 1000) = 1,085 \text{ кДж/(кг·К)}.$$

3. Газовая смесь имеет следующий состав по объему: $\text{CO}_2=9\%$, $\text{O}_2=5\%$, $\text{N}_2=84\%$. Определить для данной смеси среднюю массовую теплоемкость c_{pm} в интервале температур от $t_1 = 200^\circ\text{C}$ до $t_2 = 400^\circ\text{C}$.

4. В регенеративном подогревателе газовой турбины воздух нагревается от 100°C до 600°C . Найти количество теплоты, сообщенной воздуху в единицу времени, если расход его составляет 720 кг/ч . Зависимость теплоемкости от температуры принять нелинейной.

5. Для использования теплоты газов, уходящих из паровых котлов, в газоходах последних устанавливают воздухоподогреватели. Воздух нагревается в воздухоподогревателе от 25 до 200°C , а продукты сгорания при этом охлаждаются от 300 до 150°C . Объемный состав продуктов сгорания : $\text{CO}_2=9\%$, $\text{O}_2=5\%$, $\text{N}_2=76\%$, $\text{H}_2\text{O}=10\%$. Принять, что вся теплота, отдаваемая газами, воспринимается воздухом и процесс теплопередачи происходит при постоянном давлении. Определить расход воздуха, если известно, что расход газов при нормальных условиях – $70000 \text{ м}^3/\text{ч}$.

6. Воздух охлаждается от 1000 до 100°C в процессе с постоянным давлением. Какое количество теплоты теряет 1 кг воздуха? Теплоемкость воздуха принять постоянной.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое теплоемкость? Какие существуют теплоемкости?
2. В чем разница между средней и истинной теплоемкостями?
3. В чем физический смысл уравнения Майера?
4. Какая размерность объемной и массовой теплоемкости?
5. Как определяется средняя теплоемкость от t_1 до t_2 ?

4. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

4.1. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ И ПРЕВРАЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Закон сохранения и превращения энергии – фундаментальный закон природы, носящий всеобщий характер. Он утверждает: энергия не исчезает и не возникает вновь, а лишь переходит из одного вида в другой в различных физических и химических процессах. Это означает, что для любой изолированной термодинамической системы, которая не обменивается с окружающей средой ни теплотой, ни работой, ни веществом, количество энергии, заключенное в ней, сохраняется постоянным.

Закон сохранения энергии был давно известен в механике применительно к механической энергии. После того как работами Джоуля и других ученых был установлен принцип эквивалентности теплоты и работы, закон сохранения был распространен и на другие виды энергии и в соответствии с его содержанием стал называться законом **сохранения и превращения** энергии.

В настоящее время известны различные виды энергии: энергия теплового движения микрочастиц, составляющих тело; кинетическая энергия всего тела в целом; энергия гравитационного поля; энергия электрического поля; энергия магнитного поля; энергия электромагнитного излучения; внутриядерная энергия и др. Закон сохранения и превращения энергии устанавливает однозначную связь между всеми видами энергии в процессе их взаимопревращений.

Закон сохранения и превращения энергии носит также название **первого закона термодинамики**.

4.2. ВНУТРЕННЯЯ ЭНЕРГИЯ СИСТЕМЫ

Любая термодинамическая система имеет определенный запас энергии. В общем случае полный запас энергии системы можно представить в виде суммы

$$E = E_k + E_n + U_0, \quad (4.1)$$

где E_k – кинетическая энергия движения системы; E_n – потенциальная энергия рабочего тела системы; U_0 – внутренняя энергия. Величины E_k и E_n определяются по законам механики. Например, для потока жидкости (газа) плотностью ρ , находящегося на высоте h и движущегося со скоростью w , кинетическая и потенциальная энергии имеют вид:

$$E_k = \frac{w^2}{2}\rho; \quad E_n = \rho gh.$$

В термодинамике рассматриваются системы, для которых отсутствует внешнее поле сил ($E_{\text{п}} = 0$), и имеющих настолько медленное движение, что внешней кинетической энергией можно пренебречь ($E_{\text{к}} = 0$). В этом случае полная энергия системы $E = U$.

Внутренняя энергия системы есть сумма всех видов энергии движения и взаимодействия частиц, составляющих систему:

$$U = U_{\text{к}} + U_{\text{п}} + U_0, \quad (4.2)$$

где $U_{\text{к}}$ – внутренняя кинетическая энергия теплового движения молекул; $U_{\text{п}}$ – внутренняя потенциальная энергия взаимодействия молекул; U_0 – нулевая энергия (внутренняя энергия при температуре абсолютного нуля).

В термодинамике рассматриваются не абсолютные значения внутренней энергии, а ее относительные изменения, происходящие в различных процессах. Учитывая это, U_0 можно рассматривать как нулевой уровень, и условно считать $U_0 = 0$.

В общем случае внутренняя энергия зависит от температуры и объема, то есть

$$U = f(V, T). \quad (4.3)$$

В идеальном газе силы взаимодействия между молекулами отсутствуют и потенциальная энергия равна нулю. Поэтому внутренняя энергия идеального газа состоит только из кинетической энергии движения молекул и определяется температурой – $U = f(T)$.

Изменение внутренней энергии термодинамической системы не зависит от характера процесса (рис 4.1) и полностью определяется ее начальным и конечным состояниями:

$$U_2 - U_1 = f_2(p_2 v_2 T_2) - f_1(p_1 v_1 T_1),$$

то есть во всех термодинамических процессах 1–а–2, 1–б–2, 1–с–2, представленных на рис. 4.1, изменение внутренней энергии будет одно и то же.

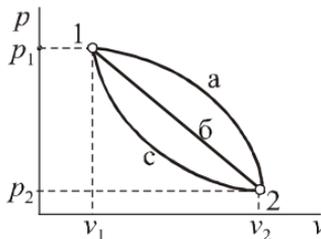


Рис. 4.1 Различные изменения состояния газа в процессе 1-2

Для кругового процесса, в котором начальное и конечное состояния совпадают, изменение внутренней энергии равно нулю:

$$\oint du = 0. \quad (4.4)$$

Из математического анализа известно, что если значение криволинейного интеграла не зависит от пути интегрирования, а определяется лишь начальной и конечной точками интегрирования, то подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции, то есть внутренняя энергия является функцией состояния термодинамической системы.

Для термодинамической системы, состояние которой определяется двумя независимыми параметрами p, v ; p, T или T, v выражения для du имеют вид

$$du(p, v) = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_p dv; \quad (4.5)$$

$$du(p, T) = \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_p dT; \quad (4.6)$$

$$du(T, v) = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv. \quad (4.7)$$

4.3. РАБОТА И ТЕПЛОТА – ФОРМЫ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ

Передача энергии между термодинамическими системами осуществляется двумя способами.

Первый способ заключается в передаче энергии в форме работы. Для осуществления этого способа рабочее тело должно обязательно либо изменить свой объем, либо переместиться в пространстве под воздействием внешних силовых факторов. Наиболее общим видом работы является механическая работа.

При втором способе энергия передается в форме теплоты. Сам процесс передачи энергии называется теплообменом. Теплота может передаваться от одного (более нагретого) тела к другому (менее нагретому) телу, либо непосредственным контактом между телами (теплопроводностью, конвекцией), либо на расстоянии (лучистым переносом энергии). Количество тепловой энергии, которое передается от одного тела к другому, называется **количеством теплоты** или просто **теплотой**.

Работа L и теплота Q имеют размерность энергии. Однако они не являются ни энергией, ни одним из ее видов. Работа и теплота – это лишь различные формы передачи энергии от одного тела к другому. Работа L и теплота Q отличаются от нуля только в протекающем термодинамическом процессе. Если процесса нет, то работа L и теплота Q равны нулю. Поэтому нельзя говорить о запасе работы и теплоты в рабочем теле, а можно утверждать, что ему сообщена или от него отведена определенная теплота или определенная работа. Различие между теплотой и работой состоит в том, что они являются двумя принципиально различными способами передачи энергии от одного тела к другому. В общем случае оба эти способа передачи энергии могут реализоваться одновременно.

В 1842 г. немецкий ученый Р. Майер показал эквивалентность теплоты и механической работы и приближенно определил численное значение механического эквивалента теплоты. Он показал, что между количеством теплоты Q и количеством механической работы L существует не зависящее от характера процесса превращения соотношение: $Q = AL$, где A – тепловой эквивалент механической работы.

В 1843 г. английский ученый Д. Джоуль провел опыты, экспериментально подтверждающие эквивалентность теплоты и механической работы, и нашел точное значение эквивалента. Если теплота измеряется в ккал, а работа в кГ·м, то тепловой эквивалент механической работы $A = 1/427$ ккал/кГ·м. Если работа и теплота измеряются в одинаковых единицах, то эквивалент равен единице.

Элементарное количество теплоты dQ , подведенное к термодинамической системе при изменении ее температуры на dT , определяется из выражения

$$dQ = mc dT, \quad (4.8)$$

где m – масса рабочего тела; c – теплоемкость рабочего тела.

Полная теплота процесса определяется интегрированием уравнения

$$Q = m \int_{T_1}^{T_2} c dT. \quad (4.9)$$

Отнеся теплоту к единице массы рабочего тела, получим

$$dq = \frac{dQ}{m} = cdT. \quad (4.10)$$

При этом необходимо знать функциональную зависимость $c = f(T)$. Теплота, подведенная к системе, считается положительной, а отведенная – отрицательной.

4.4. РАБОТА ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ОБЪЕМА РАБОЧЕГО ТЕЛА

Из различных форм передачи энергии (тепловой, электрической, магнитной, химической, механической и др.) наибольшее значение в технической термодинамике имеет работа, связанная с изменением объема рабочего тела.

В общем случае элементарная работа равна произведению силы на бесконечно малое перемещение точки по направлению этой силы

$$dL = Fdx, \quad (4.11)$$

где F – обобщенная сила, x – обобщенная координата.

В зависимости от характера процесса выражения для dL различны.

Рассмотрим работу системы, совершаемую при изменении объема рабочего тела (схема приведена на рис.4.2).

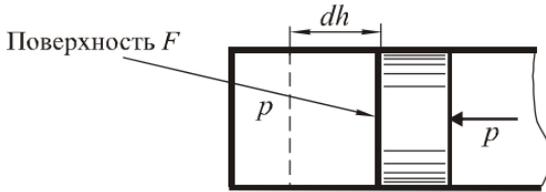


Рис. 4.2 К определению работы совершаемой газом под поршнем

Работа, совершаемая газом под поршнем, при перемещении поршня на расстояние dh , составляет

$$dL = pFdh. \quad (4.12)$$

Произведение $Fdh = dV$ – элементарное уменьшение объема газа. Произведенная над газом работа при перемещении поршня

$$dL = pdV. \quad (4.13)$$

Работу газа при конечном изменении объема можно получить, если проинтегрировать уравнение (4.13):

$$L = \int_{V_1}^{V_2} pdV. \quad (4.14)$$

В формуле (4.14) давление p и объем V величины переменные, поэтому интегрирование, а следовательно, и определение работы L возможны только тогда, когда известна функциональная зависимость между давлением и объемом. Работа L , направленная против сил внешнего

давления и связанная с увеличением объема системы, называется **работой расширения**. Работа расширения совершается над окружающей средой. При расширении работа системы положительна, то есть система сама совершает работу. При сжатии работа системы отрицательна, так как на ее сжатие затрачивается энергия извне. Величину работы расширения системы, определяемую уравнением (4.14), удобно подсчитывать с помощью p, v - диаграммы. Рассмотрим изображение в этой диаграмме процесса изменения объема системы (рис. 4.3).

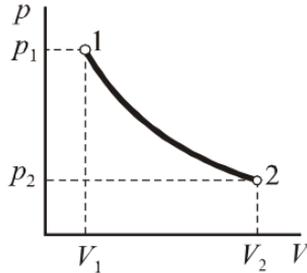


Рис. 4.3. p, V - диаграмма термодинамического процесса

Объем системы изменяется от V_1 до V_2 . Состояния, которые проходит система в процессе изменения объема, располагаются на кривой процесса между точками 1 и 2. Величина работы расширения системы равна площади под кривой процесса 1-2 (площадь 1-2- V_2 - V_1 -1).

Важно подчеркнуть, что величина работы расширения системы от состояния V_1 до состояния с объемом V_2 зависит не только от параметров этих состояний, но и от того, по какому пути осуществляется процесс расширения.

4.5. РАСПОЛАГАЕМАЯ РАБОТА

Работа, совершаемая потоком движущегося газа за счет изменения кинетической энергии газа, называется **располагаемой работой**. Эта работа обозначается L_p (Дж) и l_p (Дж/кг). Элементарная располагаемая работа равна

$$dl_p = -vdp \quad (4.15)$$

Для термодинамического процесса 1-2 располагаемая работа 1 кг рабочего тела равна

$$l_{p1-2} = - \int_{p_1}^{p_2} vdp = \int_{p_1}^{p_2} vdp. \quad (4.16)$$

Располагаемая работа изображается в p, v - диаграмме площадью, ограниченной линией процесса, осью ординат и крайними абсциссами процесса (рис. 4.4).

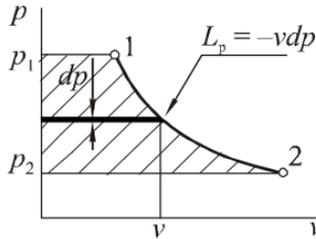


Рис. 4.4. К определению располагаемой работы

Знак располагаемой работы зависит от знака dp . В процессе расширения (например 1–2 на рис. 4.4) $dp < 0$ и $l_p > 0$, а в процессе сжатия (например 2–1 на рис. 4.4) $dp > 0$ и $l_p < 0$. Располагаемая работа, так же как и работа изменения объема, является характеристикой процесса, то есть зависит от характера процесса.

4.6. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики является математическим выражением количественной стороны закона сохранения и превращения энергии в применении к термодинамическим системам.

Рассмотрим две системы: А и В (рис. 4.4). Предположим, что система А взаимодействует с системой В только в тепловом отношении. Пусть температура системы А выше температуры системы В ($T_A > T_B$), тогда разность температур $T_A - T_B$ приведет к передаче теплоты от системы А к системе В.

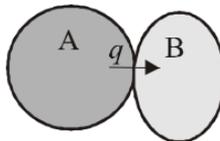


Рис. 4.4 .К выводу первого закона термодинамики

Подводимая к системе В теплота ΔQ расходуется на изменение внутренней энергии ΔU и на совершение всех видов работы, то есть

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta L. \quad (4.17)$$

Если затрачивается бесконечно малое количество теплоты, при этом совершается бесконечно малая работа и будет бесконечно малым изменение внутренней энергии, то уравнение можно записать в виде

$$dQ = dU + dL. \quad (4.18)$$

Для одного килограмма рабочего тела уравнение записывается в виде

$$dq = du + dl \quad (4.19)$$

или

$$dq = du + pdv, \quad (4.20)$$

если единственным видом работы является работа расширения.

Уравнения (4.18)–(4.20) являются математическим выражением первого закона термодинамики.

Для кругового процесса выражение первого закона термодинамики в интегральной форме запишется как

$$\oint dQ = \oint dU + \oint dL. \quad (4.21)$$

В круговом процессе изменение внутренней энергии равно нулю, то есть

$$\oint dU = 0. \quad (4.22)$$

Следовательно, все количество теплоты, подведенное к термодинамической системе или отведенное от нее в таком процессе, полностью расходуется на совершение системой внешней работы

$$\oint dQ = \oint dL, \quad (4.23)$$

то есть в круговом термодинамическом процессе теплота и работа взаимопревращаются в эквивалентных количествах. Если бы оказалось, что

$$\oint dQ < \oint dL, \quad (4.24)$$

то можно было бы осуществить вечный двигатель первого рода – двигатель, который совершал бы работу без затраты энергии.

Таким образом, первый закон термодинамики, указывая на эквивалентность между теплотой и работой, свидетельствует о невозможности создания такой машины, которая производила бы работу, не затрачивая ни какой энергии.

Из первого закона термодинамики вытекает несколько важных формулировок.

1. Энергия не возникает и не уничтожается.
2. Вечный двигатель первого рода невозможен (то есть нельзя создать машину, производящую больше энергии, чем потребляющую).
3. Энергия изолированной системы – величина постоянная.
4. Все виды энергии могут взаимно превращаться в строго равных между собой количествах.
5. Теплота и механическая работа – формы передачи энергии от одних тел к другим, то есть относятся к процессам.

4.7. ЭНТАЛЬПИЯ

Если в уравнении первого закона термодинамики представленного в виде

$$dU = dQ - pdV \quad (4.25)$$

к правой части прибавить и отнять произведение Vdp , то ему можно придать следующий вид:

$$d(U + pV) = dQ + Vdp. \quad (4.26)$$

В полученном соотношении содержится сумма

$$I = U + pV, \quad (4.27)$$

которая была введена в практику тепловых расчетов Дж. У. Гиббсом. По предложению нидерландского физика и химика, нобелевского лауреата Х. Камерлинг-Оннеса ее назвали **энтальпией**. **Удельной энтальпией** называют величину, равную отношению энтальпии тела к его массе:

$$i = \frac{I}{m} = u + pv. \quad (4.28)$$

Единицей энтальпии в СИ является джоуль (Дж), единицей удельной энтальпии – Дж/кг. Иногда в технических расчетах применяют единицу теплоты системы МКГСС – калория:

$$1 \text{ кал} = 4,186 \text{ Дж.}$$

Во многих книгах энтальпия обозначается символом H , а удельная энтальпия – символом h .

Для идеального газа

$$i = u + pv = u + RT. \quad (4.29)$$

Из этого уравнения видно, что поскольку внутренняя энергия идеального газа является функцией одной температуры, то и его энтальпия

также зависит только от его температуры. Так как входящие в сумму параметры u, p, v являются параметрами (функциями) состояния, то и сама энтальпия i , будет также параметром (функцией) состояния системы. Следовательно, di есть полный дифференциал. Полные дифференциалы энтальпии имеют вид

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_v dp + \left(\frac{\partial i}{\partial v} \right)_p dv; \quad (4.30)$$

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial v} \right)_T dv + \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_v dT; \quad (4.31)$$

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp + \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p dT. \quad (4.32)$$

Уравнение (4.26) с учетом выражения (4.27) может быть записано в виде:

$$dq = di - vdp. \quad (4.33)$$

С учетом выражения (3.2) можно записать

$$di = c_p dT + \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T dp. \quad (4.34)$$

Если давление не меняется, то

$$dq_p = di, \quad (4.35)$$

и теплота, подводимая к системе в изобарном процессе расходуется только на изменение энтальпии системы, то есть

$$di = c_p dT. \quad (4.36)$$

Выражение (4.32) является одним из производных из закона Джоуля, устанавливающего, что внутренняя энергия идеального газа не зависит от давления, а только от температуры.

Энтальпия i является аддитивной величиной, то есть энтальпия сложной системы равна сумме энтальпий ее независимых частей

$$i = \sum_{k=1}^n i_k. \quad (4.37)$$

В термодинамике внутренняя энергия, энтальпия, теплоемкость называются калорическими свойствами вещества, а удельный объем, давление, температура – термическими свойствами.

Начало отсчета энтальпии связано с началом отсчета внутренней энергии, в которой $U = 0$. В этой точке $i = pv$. Для идеального газа энтальпию принимают равной нулю при температуре 0°C .

ЗАДАЧИ

1. Найти часовый расход топлива, который необходим для работы паровой турбины мощностью 100 МВт, если теплота сгорания топлива $Q_{\text{н}} = 34 \text{ МДж/м}^3$ и известно, что на превращение тепловой энергии в механическую используется только 35% теплоты сожженного топлива.

2. Мощность турбогенератора 25 МВт, к. п. д. генератора 0,97. Какое количество воздуха нужно пропустить через генератор для его охлаждения, если конечная температура воздуха не должна превышать 50°C ? Температура в машинном отделении равна 20°C ; среднюю температуру воздуха c_p принять равной $1,0 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$.

3. Сосуд, содержащий 6 литров воды при температуре 12°C , имеет электронагреватель мощностью 1 кВт. Определить, сколько времени потребуется, чтобы вода нагрелась до температуры кипения 100°C . Потерями теплоты сосуда в окружающую среду пренебречь.

4. В котельной электростанции за 24 ч работы сожжено 288 т каменного угля с теплотой сгорания $Q_{\text{н}} = 7000 \text{ ккал/кг}$. Найти количество выработанной электроэнергии и среднюю мощность станции за указанный период работы, если к. п. д. процесса преобразования тепловой энергии в электрическую составляет 25%.

5. Найти изменение внутренней энергии 1 кг воздуха при охлаждении его от температуры 300°C до температуры 100°C .

6. Определить изменение внутренней энергии 5 м^3 воздуха при нормальном давлении, если температура его понижается от $t_1 = 300^{\circ}\text{C}$ до температуры $t_2 = 100^{\circ}\text{C}$. Учесть зависимость теплоемкости от температуры.

7. В калориметр, содержащий 1,2 кг воды при температуре 20°C , опустили стальной образец массой 0,8 кг, нагретый до 200°C . Найти теплоемкость стали, если температура воды повысилась на $12,5^{\circ}\text{C}$. Массой калориметра пренебречь.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое внутренняя энергия?
2. Как зависит изменение внутренней энергии термодинамического процесса от характера процесса?
3. Чему равно изменение внутренней энергии для кругового процесса?
4. Работа и теплота являются энергией или одним из ее видов?
5. Что такое тепловой эквивалент механической работы?
6. В каком случае теплота считается положительной, а в каком - отрицательной?
7. Что называется работой расширения?
8. Зависит ли работа расширения от пути осуществления процесса?
9. Что называется располагаемой работой и как она определяется на p, v - диаграмме?
10. Является ли располагаемая работа характеристикой процесса и что это означает?
11. Что называется энтальпией рабочего тела?
12. При каких условиях энтальпию идеального газа принимают равной нулю?
13. От каких параметров зависит энтальпия идеального газа?
14. От каких параметров зависит изменение внутренней энергии идеального газа?
15. Как перевести 1 кал в Дж и наоборот.

5. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

5.1. ПРОЦЕСС ПРИ ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ (ИЗОХОРНЫЙ)

При изохорном процессе выполняется условие постоянного объема $dv = 0$ или $v = \text{const}$. Уравнение изохорного процесса следует из термического уравнения состояния идеальных газов (2.5) при $v = \text{const}$

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = \text{const} \quad \text{или} \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.1)$$

Из этого уравнения видно, что в процессе при $v = \text{const}$ давление газа пропорционально абсолютной температуре. При подводе теплоты давление увеличивается, при отводе – уменьшается.

В p, v -диаграмме (рис. 5.1) изохора 1–2 – это вертикальная прямая, параллельная оси p . В процессе 1–2 теплота подводится к газу, давление повышается, а следовательно, увеличивается температура. В обратном процессе 2–1 теплота от газа отводится, в результате чего уменьшается внутренняя энергия газа и понижается его температура. Таким образом в процессе 1–2 происходит нагревание газа, а в процессе 2–1 – его охлаждение.

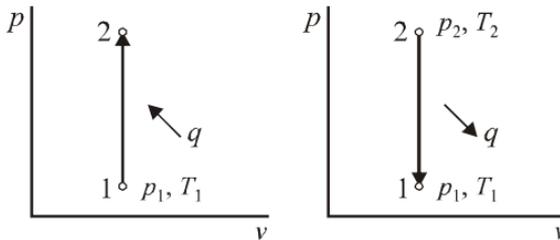


Рис. 5.1. Изохорный процесс идеального газа

В изохорном процессе, при $c_v = \text{const}$, изменение внутренней энергии газа u определяется по формуле

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v (T_2 - T_1). \quad (5.2)$$

Проинтегрировав выражение $q_v = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT$, получим

$$q_v = c_v (T_2 - T_1). \quad (5.3)$$

Так как в процессах при $v = \text{const}$ газ не совершает работы ($dl = 0$), то уравнение первого закона термодинамики для изохорного процесса примет вид:

$$dq_v = du = c_v dT . \quad (5.4)$$

Из уравнения (5.4) видно, что в процессе при $v = \text{const}$ вся теплота, подводимая к рабочему телу, расходуется на увеличение внутренней энергии, то есть на повышение температуры газа. При охлаждении газа его внутренняя энергия уменьшается на величину отводимой теплоты.

Располагаемая удельная работа изохорного процесса

$$l_0 = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -v \int_{p_1}^{p_2} dp = v(p_1 - p_2) . \quad (5.5)$$

Доля теплоты, расходуемая на изменение внутренней энергии, равна

$$\phi = \frac{\Delta u}{q_v} = 1, \quad (5.6)$$

а доля теплоты, расходуемая на совершение работы

$$\psi = \frac{l}{q} = 0. \quad (5.7)$$

5.2. ПРОЦЕСС ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ (ИЗОБАРНЫЙ)

При изобарном процессе выполняется условие $p = \text{const}$, $dp = 0$.

Уравнение изобарного процесса можно получить из уравнения состояния идеального газа (2.5) при $p = \text{const}$. В этом случае

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = \text{const}$$

или

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} . \quad (5.8)$$

Из уравнения видно, что в процессе при $p = \text{const}$ объем газа пропорционален его температуре, то есть при расширении газа при $p = \text{const}$ температура газа, а следовательно, и его внутренняя энергия увеличиваются, а при сжатии – уменьшаются.

На рис. 5.2. приведена изобара в p, v -диаграмме, в которой процессы при $p = \text{const}$ изображаются прямыми, параллельными оси v .

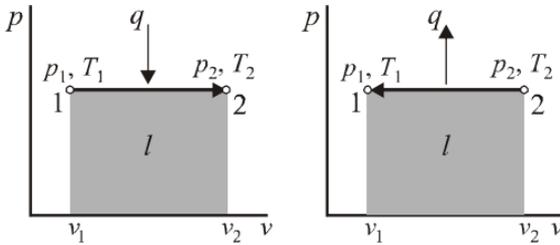


Рис. 5.2. Изобарный процесс идеального газа

Площадь прямоугольника $v_1-1-2-v_2$ определяет величину работы газа l . Работа газа в изобарном процессе определяется интегрированием

выражения $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ при $p = \text{const}$. Тогда получим

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1). \quad (5.9)$$

Поскольку $pv_1 = RT_1$ и $pv_2 = RT_2$ то, подставив эти выражения в уравнение (5.9), получим

$$l = R(T_2 - T_1), \quad (5.10)$$

то есть работа газа в изобарном процессе положительная только в том случае, если температура газа увеличивается.

В процессе 1–2 к газу подводится теплота, так как удельный объем увеличивается, а следовательно, увеличивается температура. В обратном процессе 2–1 теплота от газа отводится, в результате уменьшается внутренняя энергия и понижается его температура, то есть процесс 1–2 – нагревание газа; а процесс 2–1 – его охлаждение.

Располагаемая работа в изобарном процессе равна нулю.

Изменение внутренней энергии определяется по формуле

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT = c_v(T_2 - T_1). \quad (5.11)$$

Количество теплоты, сообщенное газу при нагревании (или отдаваемое при охлаждении), может быть вычислено по формуле при условии, что $c_p = \text{const}$:

$$q = \int_1^2 c_p dT = c_p(T_2 - T_1) = i_2 - i_1. \quad (5.12)$$

Из выражения видно, что теплота, подведенная к рабочему телу в изобарном процессе, идет на увеличение его энтальпии, то есть в изобарном процессе dq_p является полным дифференциалом.

Уравнение первого закона термодинамики при изобарном процессе имеет вид

$$dq = du + pdv \quad \text{или} \quad dq = c_v dT + pdv. \quad (5.13)$$

Доля теплоты, расходуемая на изменение внутренней энергии в процессе при $p = \text{const}$,

$$\phi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v(T_2 - T_1)}{c_p(T_2 - T_1)} = \frac{1}{k}. \quad (5.14)$$

Доля теплоты, расходуемая на выполнение работы в процессе при $p = \text{const}$

$$\psi = \frac{l}{q} = 1 - \phi = 1 - \frac{1}{k}. \quad (5.15)$$

5.3. ПРОЦЕСС ПРИ ПОСТОЯННОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ (ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ)

Из уравнения состояния идеального газа (2.5) при $T = \text{const}$ получим

$$pv = RT = \text{const} \quad (5.16)$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}. \quad (5.17)$$

Следовательно, в процессе при постоянной температуре давление газа обратно пропорционально объему, так что при изотермическом расширении давление газа падает, а при сжатии – возрастает.

На рис. 5.3 приведен изотермический процесс в p, v -диаграмме, который представляет собой равностороннюю гиперболу. Чем выше температура T , тем выше в p, v -диаграмме располагается изотерма.

При $T = \text{const}$ изменение $dT = 0$, и, следовательно, изменение внутренней энергии и энтальпии равно нулю:

$$du = c_v dT = 0, \quad (5.18)$$

$$di = c_p dT = 0, \quad (5.19)$$

тогда $u = \text{const}$ и $i = \text{const}$.

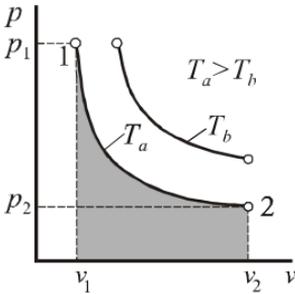


Рис. 5.3. Изотермы идеального газа

Таким образом, изотермический процесс идеального газа одновременно является процессом при постоянной внутренней энергии $u = \text{const}$ и при постоянной энтальпии $i = \text{const}$.

Уравнение первого закона термодинамики для изотермического процесса при $T = \text{const}$ имеет вид $dq_T = dl$. Из этого выражения видно, что вся сообщаемая газу теплота в изотермическом процессе расходуется на работу расширения.

В обратном процессе – процессе сжатия от газа отводится теплота, равная внешней работе сжатия, что обеспечивает постоянство температуры газа в процессе.

Удельная работа в изотермическом процессе

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Теплота, сообщаемая газу в процессе 1-2,

$$\begin{aligned} q_{1-2} = l &= \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{RT}{v} = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = \\ &= p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \end{aligned}$$

На рис. 5.3 площадь $v_1-1-2-v_2$ под кривой 1-2 дает в данном случае как величину работы газа l , так и величину сообщаемой газу теплоты q .

В изотермическом процессе для идеального газа располагаемая работа l_0 равна работе процесса l .

Для изотермического процесса, у которого подвод (или отвод) тепла к системе не приводит к изменению температуры системы, теплоемкость является бесконечно большой величиной

$$c_t = \pm\infty, \quad (5.20)$$

где знак плюс соответствует подводу тепла к системе, знак минус – отводу тепла от системы. Следовательно, определить количество теплоты, подведенное к рабочему телу при изотермическом процессе, с помощью удельной теплоемкости невозможно.

5.4. ПРОЦЕСС БЕЗ ТЕПЛООБМЕНА С ВНЕШНЕЙ СРЕДОЙ (АДИАБАТНЫЙ)

При адиабатном процессе рабочее тело предполагается изолированным от окружающей среды идеальной тепловой изоляцией. Обмен энергией между рабочим телом и окружающей средой происходит в форме работы, а обмена энергии в форме теплоты нет. Уравнение первого закона термодинамики для адиабатного процесса имеет вид

$$dq = -dl . \quad (5.21)$$

Из этого уравнения видно, что работа адиабатного процесса расширения совершается вследствие уменьшения внутренней энергии газа и, следовательно, температура газа уменьшается.

Работа адиабатного сжатия полностью идет на увеличение внутренней энергии газа, то есть на повышение его температуры. На рис. 5.4 площадь под адиабатой дает в данном случае как величину работы газа l , так и величину изменения внутренней энергии газа $l = \Delta u = u_1 - u_2$.

Из первого закона термодинамики при $dq = 0$ имеем

$$c_v dT + p dv = 0 . \quad (5.22)$$

Подставив в это уравнение $c_v = R/(k-1)$, получим

$$RdT + (k-1)p dv = 0 . \quad (5.23)$$

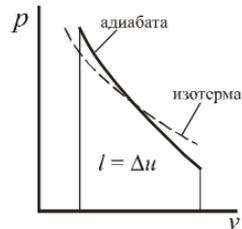


Рис. 5.4. Адиабата идеального газа

Дифференцируя характеристическое уравнение при переменных p, v, T , имеем

$$RdT = p dv + v dp \quad (5.24)$$

Из последних двух уравнений находим $k p dv + v dp = 0$, или

$$\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} = 0 . \quad (5.25)$$

Интегрируя уравнение (5.25) при $k = \text{const}$ получим:

$$\ln p + k \ln v = \text{const} , \quad (5.26)$$

откуда

$$p v^k = \text{const} . \quad (5.27)$$

Уравнение является уравнением адиабаты при $k = c_p / c_v = \text{const}$. Последнее называется также **уравнением адиабаты Пуассона**.

Показатель k (показатель адиабаты) является функцией температуры и незначительно уменьшается с ее увеличением. Принимая теплоемкость постоянной величиной, можно получить: для одноатомных газов $k = 1,67$; для двухатомных $k = 1,4$; для трехатомных газов $k = 1,29$.

При $k = \text{const}$, для вычисления работы адиабатного процесса можно записать несколько формул

$$l = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) \quad \text{или} \quad l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (5.28)$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right], \quad (5.29)$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{RT_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (5.30)$$

Располагаемая работа в адиабатном процессе вычисляется по формуле:

$$l_0 = kl. \quad (5.31)$$

5.5. ПОЛИТРОПНЫЙ ПРОЦЕСС

Политропный процесс – любой произвольный процесс изменения состояния рабочего тела, протекающий при постоянной теплоемкости $c = \text{const}$. Из уравнения первого закона термодинамики

$$cdT = c_v dT + pdv \quad (5.32)$$

следует, что если c и $c_v = \text{const}$, то величина работы политропного процесса остается постоянной. Условие $c = \text{const}$ означает, что количественное распределение теплоты между внутренней энергией и работой процесса в политропном процессе остается неизменным. Доля теплоты, расходуемая на изменение удельной внутренней энергии рабочего тела,

$$\varphi = \frac{du}{dq} = \frac{c_v dT}{cdT} = \frac{c_v}{c} = \text{const}. \quad (5.33)$$

То, что $\phi = \text{const}$, является главной особенностью политропного процесса.

Доля теплоты, расходуемая на работу изменения объема,

$$\psi = 1 - \frac{du}{dq} = 1 - \phi. \quad (5.33)$$

Уравнение политропного процесса можно получить из уравнений первого закона термодинамики для идеального газа:

$$dq = c_v dT + p dv, \quad (5.34)$$

$$dq = c_p dT - v dp. \quad (5.35)$$

Уравнения первого закона термодинамики для политропного процесса имеют следующий вид:

$$cdT = c_v dT + p dv, \quad (5.36)$$

$$cdT = c_p dT - v dp. \quad (5.37)$$

Отсюда

$$(c - c_v) dT = p dv; \quad (5.38)$$

$$(c - c_p) dT = -v dp. \quad (5.39)$$

Из уравнений (5.38) и (5.39) находим

$$\frac{c - c_p}{c - c_v} \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}. \quad (5.40)$$

Величину n называют показателем политропы

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}. \quad (5.41)$$

Уравнение политропы в дифференциальной форме:

$$n \frac{dv}{v} = - \frac{dp}{p}. \quad (5.42)$$

Интегрируя это выражение при $n = \text{const}$, получим

$$pv^n = \text{const}. \quad (5.43)$$

Уравнение (5.43) является уравнением политропы в p, v -диаграмме. Показатель политропы является постоянным для конкретного процесса.

Численное значение показателя политропы может изменяться от $-\infty$ до $+\infty$. Величина показателя n является характеристикой процесса. Политропный процесс является обобщающим. Основные процессы – изобарный, изохорный, изотермический и адиабатный – являются частными случаями политропного процесса, причем каждому из них соответствует свое значение показателя $n = \text{const}$.

Поскольку уравнения политропы и адиабаты одинаковы по форме и отличаются только величиной показателя n , то, все соотношения между параметрами газа и выражения для определения величины удельной работы политропного процесса могут быть представлены формулами, аналогичными адиабатному процессу, но вместо показателя k необходимо везде подставить n :

$$l = \frac{1}{n-1}(p_1v_1 - p_2v_2) \quad \text{или} \quad l = \frac{p_1v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad (5.44)$$

$$l = \frac{p_1v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right], \quad (5.45)$$

$$l = \frac{p_1v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (5.46)$$

Теплота, сообщаемая газу в политропном процессе, определяется по формуле

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c dT = \int_{T_1}^{T_2} c_v \frac{n-k}{n-1} dT = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (5.47)$$

В политропном процессе теплота, подведенная к газу, идет на изменение его внутренней энергии и выполнение внешней работы.

Изменение энтальпии рабочего тела в политропном процессе при $c_p = \text{const}$ в интервале температур от T_1 до T_2 определяется по формуле

$$i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1) \quad (5.48)$$

Чтобы определить значение конкретного газового процесса, необходимо располагать экспериментальными данными для этого процесса, при этом удобнее всего использовать кривую процесса в p, v -диаграмме. Логарифмируя уравнение политропы

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n \quad (5.49)$$

получаем:

$$n = \frac{\lg p_1 - \lg p_2}{\lg v_2 - \lg v_1} \quad (5.50)$$

Нанеся кривую процесса на логарифмическую p, v - диаграмму (рис.5.5), где эта кривая спрямляется, легко можно найти величину n для данной кривой процесса.

Бесчисленное множество политропных процессов можно подразделить на три группы (рис. 5.6).

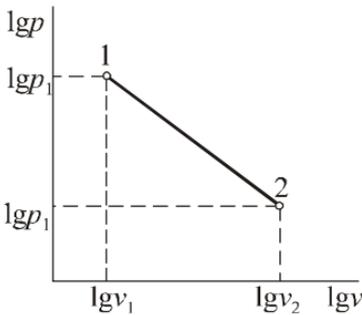


Рис. 5.5. К определению показателя политропы n

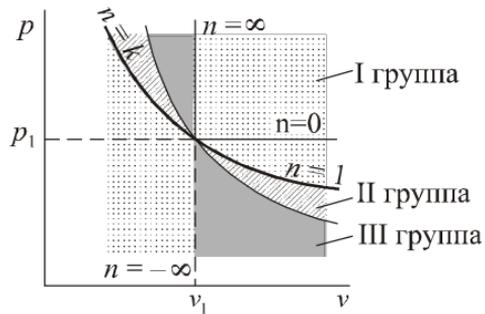


Рис. 5.6. Расположение политроп в p, v - диаграмме

Для группы I ($-\infty < n < 1$) характерно то, что в процессах расширения теплота расходуется как на изменение внутренней энергии рабочего тела, так и на совершение внешней работы; в процессах сжатия, наоборот, теплота выделяется во внешнюю среду как за счет уменьшения внутренней энергии, так и благодаря затрате работы внешних сил.

Теплоемкость газа в процессах этой группы является положительной величиной.

Процессы группы II ($1 < n < k$) отличаются тем, что работа расширения в них производится как за счет подвода теплоты, так и за счет внутренней энергии; в процессах сжатия затраченная работа превращается частично в теплоту, отводимую во внешнюю среду, и частично в увеличение внутренней энергии рабочего тела.

Теплоемкость газа в процессах этой группы является отрицательной величиной.

В процессах III ($k < n < +\infty$) при расширении внутренняя энергия расходуется на совершение работы и отводимую в окружающую среду теплоту, при сжатии процессы протекают с подводом теплоты и увеличением внутренней энергии.

ЗАДАЧИ

1. Газ при давлении $p_1 = 0,5$ МПа и температуре $t_1 = 27^\circ\text{C}$ нагревается при постоянном объеме до температуры $t_2 = 327^\circ\text{C}$. Найти конечное давление газа.

2. В закрытом сосуде заключен газ при давлении $p_1 = 2,5$ МПа и температуре $t_1 = 270^\circ\text{C}$. Чему будет равно конечное давление p_1 , если температура снизится до $t_1 = 25^\circ\text{C}$?

3. Сосуд емкостью 100 литров содержит воздух при давлении 0,8 МПа и температуре 30°C . Определить количество теплоты, которое необходимо сообщить воздуху, чтобы повысить его давление при постоянном объеме до 1,6 МПа. Принять зависимость теплоемкости от температуры нелинейной.

Решение

Из соотношения параметров изохорного процесса

$$T_2 = T_1 \frac{p_2}{p_1} = 303 \frac{1,6}{0,8} = 606\text{K}.$$

По уравнению $q_v = c_{vm2}t_2 - c_{vm1}t_1$, пользуясь таблицей 3.1, находим теплоемкости воздуха и рассчитываем количество подводимой теплоты в изохорном процессе:

$$q_v = 0,7351 \cdot 333 - 0,7173 \cdot 30 = 223,2 \text{ кДж/кг}.$$

Массу воздуха в резервуаре, определяем из уравнения

$$M = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{0,8 \cdot 10^6 \cdot 0,1}{287 \cdot 303} = 0,92 \text{ кг},$$

а сообщенное количество теплоты воздуху

$$Q_v = 0,92 \cdot 223,2 = 205,3 \text{ кДж}.$$

4. Определить количество теплоты, необходимое для нагревания 5000 м^3 воздуха при постоянном давлении $p = 0,2$ МПа от температуры $t_1 = 50^\circ\text{C}$ до $t_2 = 500^\circ\text{C}$. Зависимость теплоемкости от температуры считать нелинейной.

5. В цилиндре находится воздух при давлении $p = 0,5$ МПа и температуре 400°C . От воздуха отнимается теплота при постоянном давлении таким образом, что в конце процесса устанавливается температура

$t_2 = 0^\circ\text{C}$ Объем цилиндра, в котором находится воздух, равен 400 литров. Определить количество отнятой теплоты, конечный объем, изменение внутренней энергии и совершенную работу сжатия. Зависимость теплоемкости от температуры считать нелинейной.

Решение

Количество отнятой теплоты определяем по формуле

$$Q_p = V_n c'_{pm} (t_2 - t_1).$$

Объем воздуха при нормальных условиях определяем из выражения

$$V_n = \frac{pVT_n}{p_n T} = \frac{0,5 \cdot 0,4 \cdot 273}{0,1013 \cdot 673} = 0,8 \text{ м}^3.$$

По табл. 3.1 находим

$$c'_{pm} = 1,3289 \text{ кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}).$$

Следовательно,

$$Q_p = 0,8 \cdot 1,3289 \cdot (0 - 400) = -425 \text{ кДж}.$$

Это же количество теплоты можно вычислить не только по объему воздуха, но и по его массе:

$$Q_p = Mc_{pm} (t_2 - t_1).$$

Массу воздуха определяем из характеристического уравнения

$$M = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{0,5 \cdot 10^6 \cdot 0,4}{287 \cdot 673} = 1,035 \text{ кг}.$$

По табл. 3.1 находим

$$c_{pm} = 1,0283 \text{ кДж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Следовательно,

$$Q_p = 1,035 \cdot 1,0283 \cdot (0 - 400) = -425 \text{ кДж}.$$

Конечный объем получим из уравнения

$$V_2 = V_1 \frac{T_2}{T_1} = 0,4 \frac{273}{673} = 0,1622 \text{ м}^3.$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = V_n c'_{vm} (t_2 - t_1).$$

По табл. 3.1 находим

$$c'_{vm} = 0,9579 \text{ кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}).$$

Следовательно,

$$\Delta U = 0,8 \cdot 0,9579 \cdot (0 - 400) = -306,5 \text{ кДж}.$$

Работа, затраченная на сжатие

$$L = p(V_2 - V_1) = 0,5 \cdot 10^6 \cdot (0,1622 - 0,4) = -118,9 \text{ кДж}.$$

6. Воздух объемом 10 м^3 с начальной температурой $t_1 = 15^\circ\text{C}$ расширяется при постоянном давлении до 15 м^3 вследствие сообщения газу 4185 кДж теплоты. Определить конечную температуру, давление газа в процессе и работу расширения.

7. Отходящие газы котельной установки проходят через воздухоподогреватель. Начальная температура отходящих газов $t_{r1} = 300^\circ\text{C}$, конечная температура отходящих газов $t_{r2} = 150^\circ\text{C}$; Расход отходящих газов, поступающих в воздухоподогреватель $G_r = 2000 \text{ кг/ч}$. Температура воздуха на входе в воздухоподогреватель $t_{в1} = 15^\circ\text{C}$, а его расход равен $G_{в} = 1800 \text{ кг/ч}$. Определить температуру воздуха на выходе из воздухоподогревателя $t_{в2}$, если потери теплоты в воздухоподогревателе составляют 5%. Средние теплоемкости для отходящих газов из котла и воздуха принять соответственно равными $1,0468$ и $1,0049 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$.

8. Воздух в количестве 5 кг при давлении $p = 0,5 \text{ МПа}$ и температуре 30°C расширяется изотермически до пятикратного объема. Определить работу, совершаемую газом, конечное давление и количество теплоты, сообщаемой газу.

9. Воздух при давлении $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$ и температуре $t_1 = 27^\circ\text{C}$ сжимается в компрессоре до давления $p_2 = 2,5 \text{ МПа}$. Определить величину работы затраченной на сжатие 10 кг воздуха, если сжатие изотермическое.

10. 10 кг воздуха при давлении $p_1 = 0,15 \text{ МПа}$ и температуре $t_1 = 27^\circ\text{C}$ сжимается изотермически, при этом объем уменьшается в два раза. Определить начальные и конечные параметры, количество теплоты, работу и изменение внутренней энергии.

11. Как будут относиться между собой значения работы изотермического сжатия, вычисленные для равной массы различных газов, при прочих одинаковых условиях?

Решение

Значения работы изотермического сжатия для 1 кг различных газов при одинаковых условиях выражаются следующими уравнениями:

$$l_1 = R_1 T \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad l_2 = R_2 T \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad l_3 = R_3 T \ln \frac{p_2}{p_1} \text{ и т. д.,}$$

поэтому

$$l_1 : l_2 : l_3 = R_1 : R_2 : R_3,$$

то есть, работа изотермического сжатия пропорциональна газовой постоянной.

12. Воздух 1 кг массой при начальном давлении $p_1 = 0,1 \text{ МПа}$ и температуре $t_1 = 30^\circ\text{C}$ адиабатно сжимается до конечного давления $p_2 = 1 \text{ МПа}$. Определить конечный объем, конечную температуру и затраченную работу.

Решение

Из соотношения параметров в адиабатном процессе:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}},$$

определяем конечную температуру

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 303 \cdot 10^{\frac{0,4}{1,4}} = 585 \text{ K}; \quad t_2 = 312^\circ\text{C}.$$

Затраченная работа определяется по уравнению (5.28), представленному в виде

$$l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{0,287}{0,4} (303 - 585) = -202 \text{ кДж/кг}.$$

Конечный объем определяется из уравнения состояния

$$v_2 = \frac{RT_2}{p_2} = \frac{287 \cdot 585}{1 \cdot 10^6} = 0,168 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

13. Воздух массой 10 кг при начальном давлении $p_1 = 0,1$ МПа и температуре $t_1 = 27^\circ\text{C}$ адиабатно сжимается до конечного давления $p_2 = 0,6$ МПа. Найти работу сжатия, конечный объем и конечную температуру воздуха.

14. Воздух массой 1 кг, занимающий объем $v_1 = 0,0887 \text{ м}^3/\text{кг}$ при начальном давлении $p_1 = 1$ МПа, расширяется до десятикратного объема. Определить конечное давление и работу, совершенную воздухом в изотермическом и адиабатном процессах.

15. Воздух при температуре 127°C изотермически сжимается так, что объем его становится равным 0,25 начального, а затем расширяется по адиабате до начального давления. Найти температуру воздуха в конце адиабатного расширения. Представить процесс расширения и сжатия в p, v -диаграмме.

16. Воздух при температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$ должен охлаждаться посредством адиабатного расширения до температуры $t_2 = -50^\circ\text{C}$. Конечное давление воздуха при этом составило 0,1 МПа. Определить начальное давление воздуха и удельную работу расширения.

17. Воздух массой 1 кг при начальном давлении $p_1 = 0,5$ МПа и температуре $t_1 = 111^\circ\text{C}$ расширяется политропно до давления $p_2 = 0,1$ МПа. Определить конечное состояние воздуха, изменение внутренней энергии, количество подведенной теплоты и полученную работу, если показатель политропы $n = 1,2$.

Решение

Определяем начальный объем воздуха из уравнения состояния:

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 384}{0,5 \cdot 10^6} = 0,22 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Конечный объем воздуха находим из уравнения

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} = 0,22 \cdot 5^{1,2} = 0,84 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Конечную температуру получаем из характеристического уравнения

$$T_2 = \frac{p_2 v_2}{R} = \frac{0,1 \cdot 10^6 \cdot 0,84}{287} = 293 \text{ К}.$$

Величину работы находим из уравнения

$$l = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{0,287}{0,2} (384 - 293) = 130,6 \text{ кДж/кг}$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = c_v (T_2 - T_1) = 0,722 (293 - 384) = -65,7 \text{ кДж/кг}.$$

Количество теплоты, сообщенной воздуху:

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) = 0,722 \frac{1,2-1,4}{1,2-1} (20 - 111) = 65,7 \text{ кДж/кг}$$

В этом процессе расширения, при показателе политропы $n = 1,2$, внешняя работа совершается за счет подведенной теплоты и уменьшения внутренней энергии. То есть

$$l = q - \Delta u = 65,7 - (-65,7) = 131,4 \text{ кДж/кг}.$$

Этот же результат получен выше другим путем.

18. Воздух в количестве 1 кг при температуре $t_1 = 120^\circ\text{C}$ политропно расширяется от давления $p_1 = 1,2$ МПа до давления $p_2 = 0,2$ МПа, причем объем его увеличивается в 4 раза. Определить показатель политропы, начальный и конечный объемы, конечную температуру и работу расширения.

19. Воздух массой 1,5 кг при температуре 18°C сжимают политропно от давления $p_1 = 0,09$ МПа до давления $p_2 = 1$ МПа, температура при этом повышается до $t_2 = 125^\circ\text{C}$. Определить показатель политропы, конечный объем, затраченную работу и количество отведенной теплоты.

Решение

Конечный и начальный объемы находим из характеристического уравнения

$$V_2 = \frac{MRT_2}{p_2} = \frac{1,5 \cdot 287 \cdot 398}{1 \cdot 10^6} = 0,171 \text{ м}^3.$$

$$V_1 = \frac{MRT_1}{p_1} = \frac{1,5 \cdot 287 \cdot 291}{9 \cdot 10^4} = 1,392 \text{ м}^3.$$

Показатель политропы можно определить по уравнению

$$n = \frac{\lg \frac{p_1}{p_2}}{\lg \frac{V_2}{V_1}} = \frac{\lg \frac{0,09}{1}}{\lg \frac{0,171}{1,392}} = 1,1484$$

Затраченная работа

$$L = \frac{MR}{n-1} (t_1 - t_2) = \frac{1,5 \cdot 287}{1,1484 - 1} (18 - 125) = -310,4 \text{ кДж}.$$

Количество отведенной теплоты

$$Q = Mc_v \frac{n-k}{n-1} (t_2 - t_1) = 1,5 \cdot 0,722 \frac{1,148 - 1,4}{1,148 - 1} (125 - 18) = -197,3 \text{ кДж}$$

20. При политропном сжатии 1 кг воздуха до объема $V_2 = 0,1V_1$ температура поднялась от 10 до 100°C . Начальное давление $p_1 = 0,1$ МПа. Определить показатель политропы, конечные параметры воздуха, работу сжатия и количество отведенной теплоты.

21. Воздух в компрессоре сжимается по политропе ($n = 1,29$) от давления $p_1 = 0,09$ МПа до давления $p_2 = 1$ МПа, начальная температура воздуха 10°C . После сжатия воздух проходит через холодильник, охлаждаемый водой, начальная температура которой 12°C , а конечная $t_2 = 20^\circ\text{C}$. Определить часовой расход охлаждающей воды, если производительность компрессора $G_b = 1500$ кг/ч при нормальных физических условиях, а воздух в холодильнике изобарно охлаждается до 35°C .

22. В воздушном двигателе воздух в количестве 1 кг при температуре $t_1 = 327^\circ\text{C}$ расширяется от давления $p_1 = 1,1$ МПа до давления $p_2 = 0,1$ МПа. Расширение может произойти изотермически, адиабатно и политропно с показателем политропы $n = 1,3$. Сравнить работы расширения и определить конечные параметры воздуха по этим трем процессам. Представить процессы на p, v -диаграмме.

23. В процессе политропного расширения воздуху сообщается 90 кДж теплоты. Найти изменение внутренней энергии воздуха и произ-

веденную работу, если объем воздуха увеличился в 10 раз, а давление его уменьшилось в 8 раз.

24. Воздух объемом $0,1 \text{ м}^3$ при температуре $t_1 = 27^\circ\text{C}$ расширяется в цилиндре с подвижным поршнем от давления $p_1 = 1 \text{ МПа}$ до давления $p_2 = 0,1 \text{ МПа}$. Найти конечный объем, конечную температуру, работу, произведенную газом, и подведенную теплоту, если расширение в цилиндре происходит: изотермически; адиабатно; политропно с показателем политропы $n = 1,25$. Представить процессы на p, v -диаграмме.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Изобразите основные термодинамические процессы идеальных газов в процессы в p, v -диаграмме.

2. Как изменяется давление газа в изохорном процессе при подводе и отводе теплоты?

3. Чему равна величина работы газа в изохорном процессе?

4. На что расходуется теплота подводимая в изохорном процессе?

5. Чему равна доля подведенной теплоты идущей на изменение внутренней энергии в изохорном процессе?

6. В каком случае работа газа в изобарном процессе является положительной?

7. Чему равна располагаемая работа в изобарном процессе?

8. Чему равна доля подведенной теплоты идущей на изменение внутренней энергии в изобарном процессе?

9. Как изменяется энтальпия и внутренняя энергия в изотермическом процессе?

10. Чему равна теплоемкость изотермического процесса?

11. За счет чего совершается работа адиабатного расширения и как при этом изменяется температура рабочего тела?

12. Во сколько раз работа адиабатного расширения газа больше располагаемой работы?

13. В политропных процессах какой группы работа расширения газа осуществляется за счет подвода теплоты и уменьшения внутренней энергии?

14. В политропных процессах какой группы теплоемкость газа отрицательная?

6. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

6.1. СУЩНОСТЬ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ

Второй закон термодинамики выводится из опыта и определяет направление естественных (самопроизвольных) процессов, протекающих в природе. Физическая сущность второго закона термодинамики наиболее отчетливо раскрывается в формулировке, данной Больцманом. Он подчеркнул свойство природы стремиться от состояний менее вероятных к состояниям более вероятным. Известно, что наиболее вероятным состоянием термодинамической системы является ее термодинамическое равновесие. Если теплоизолированную термодинамическую систему вывести из состояния равновесия путем создания разности температур между различными телами системы, то за счет самопроизвольных естественных процессов теплообмена эта система придет к состоянию термодинамического равновесия, при котором все тела системы будут иметь одинаковую температуру.

Открытие второго закона термодинамики связано с анализом работы тепловых машин. Впервые сущность этого закона изложил в 1824 г. французский инженер С. Карно. Он указал на возможность превращения теплоты в полезную работу в двигателях лишь при наличии двух источников теплоты: один с более высокой температурой (нагреватель с температурой T_1) и другой с меньшей температурой (холодильник с температурой T_2).

Позднее Р. Клаузиус и В. Томсон (лорд Кельвин) дали наиболее общие формулировки второго закона термодинамики, из которых следует, что:

1. Невозможен процесс, при котором теплота переходила бы самопроизвольно от холодных тел к телам нагретым.

2. Не вся теплота, полученная от теплоотдатчика, может перейти в работу, а только её часть, а часть теплоты должна перейти в теплоприемник.

6.2. ОБРАТИМЫЕ И НЕОБРАТИМЫЕ ПРОЦЕССЫ

При равенстве давлений в системе и окружающей среде изменение объема рабочего тела прекращается, и передача энергии в форме работы отсутствует (в этом случае система находится в механическом равновесии со средой).

Равенство температур рабочего тела и среды обеспечивает термическое равновесие. При этом между системой и окружающей средой не возникает передачи энергии в форме теплоты.

Процессы, при которых система проходит последовательно бесчисленное множество равновесных состояний называются **равновесными** или **квазистатическими**.

Для любой термодинамической системы можно представить два состояния, между которыми будет проходить два процесса: один от первого состояния ко второму и другой, наоборот, от второго к первому.

Первый процесс называют прямым, второй – обратным. Если после прямого процесса 1–2 следует обратный процесс 2–1 и при этом термодинамическая система возвращается в исходное состояние, то такие процессы принято считать обратимыми. При обратимых процессах система в обратном процессе проходит через те же равновесные состояния, что и в прямом процессе. При этом, ни в окружающей среде, ни в самой системе, не возникает никаких остаточных явлений, то есть, обратимый процесс, осуществленный в прямом и обратном направлениях, не производит изменений в окружающей среде.

В случаях, когда обмен энергией между системой и окружающей средой протекает в форме работы, при бесконечно малой разности давлений $\Delta p \cong 0$, процесс является **механически обратимым**.

Если термодинамическая система обменивается с окружающей средой энергией в форме теплоты при бесконечно малой разности температур $\Delta T = 0$, то процесс является **термически обратимым**.

Действительные термодинамические процессы совершаются при конечной разности давлений и температур рабочего тела, окружающей среды и поэтому являются неравновесными. Такие процессы необратимы.

Необратимыми называют процессы, при проведении которых в прямом и затем в обратном направлении система не возвращается в исходное состояние (то есть в ходе процесса в системе происходят изменения, которые отличают ее состояние после проведения обратного процесса от состояния, в котором она находилась до проведения прямого процесса). Все необратимые процессы протекают в направлении достижения в термодинамической системе равновесия, то есть выравнивания в ней давлений, температур, концентраций.

6.3. КРУГОВЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИЛИ ЦИКЛЫ

Круговые термодинамические процессы или циклы осуществляют для непрерывного превращения теплоты в работу, так как разомкнутый процесс для этого непригоден (для повторного получения работы необходимо вернуть рабочее тело в исходное состояние, то есть сжать рабочее тело). Процесс сжатия рабочего тела от давления p_2 до давления

p_1 нужно осуществлять по пути, отличному от пути процесса расширения. В противном случае суммарная работа цикла будет равна нулю. На рис. 6.1 приведены круговые процессы, в которых рабочее тело расширяется по кривой 1–3–2. При этом работа расширения численно равна площади 1–3–2–4–5–1. При осуществлении процесса сжатия по кривой 2–3–1 работа сжатия равна работе расширения и суммарная работа в таком круговом процессе равна нулю.

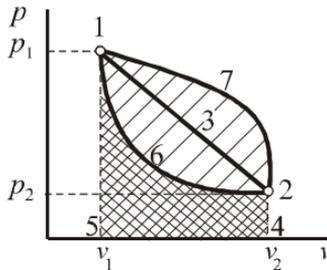


Рис. 6.1. К выбору кругового процесса

При осуществлении процесса сжатия по кривой 2–7–1, расположенной над кривой расширения 1–3–2, суммарная работа такого цикла будет отрицательной. При осуществлении процесса сжатия по кривой 2–6–1, расположенной под кривой расширения 1–3–2, суммарная работа такого цикла будет положительной, так как работа расширения (площадь 1–3–2–4–5–1) больше работы сжатия (площадь 2–6–1–5–4–2). Площадь ограниченная замкнутой кривой 1–3–2–7–1, представляет собой работу цикла. Многократно повторяя такой цикл, можно получить любое количество работы.

Циклы, в которых теплота превращается в положительную работу, называются **прямыми**. Такие циклы в p, v - диаграмме протекают по часовой стрелке. По прямым циклам работают тепловые двигатели.

Цикл, в результате которого получается отрицательная работа, называется **обратным**. В нем работа сжатия больше работы расширения. По обратным циклам работают холодильные машины.

Циклы могут быть обратимыми и необратимыми. **Обратимым термодинамическим циклом** называется цикл, все процессы в котором обратимы. **Необратимым термодинамическим циклом** называется цикл, в котором хотя бы один из составляющих процессов необратим.

6.3. ЦИКЛ КАРНО

В 1824 г. С. Карно впервые рассмотрел обратимый термодинамический цикл, состоящий из двух изотерм и двух адиабат. Цикл Карно в

p, v - диаграмме изображен на рис. 6.2. Процессы 1–2 и 3–4 являются изотермическими, а 2–3 и 4–1 – адиабатными. Начальная температура рабочего тела в цикле принимается равной температуре нагревателя T_1 .

При изотермическом расширении от состояния 1 до состояния 2 рабочее тело получает от нагревателя количество теплоты q_1 при температуре T_1 . На участке 2–3 рабочее тело адиабатно расширяется. При этом температура рабочего тела понижается от T_1 до T_2 , а давление падает от p_2 до p_3 .

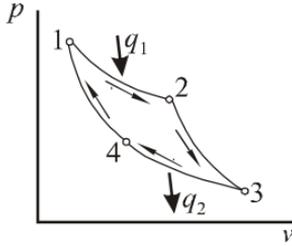


Рис. 6.2. Прямой цикл Карно

При сжатии по изотерме 3–4 от рабочего тела отводится к холодильнику количество теплоты q_2 при температуре T_2 .

Дальнейшее сжатие по адиабате 4–1 приводит к повышению температуры рабочего тела от температуры T_2 до температуры T_1 , а рабочее тело возвращается в первоначальное состояние.

Термический коэффициент полезного действия (КПД) цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}. \quad (6.1)$$

Количество теплоты q_2 и q_1 определим из уравнений

$$q_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad (6.2)$$

$$q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}. \quad (6.3)$$

Подставляя полученные значения q_1 и q_2 в уравнение, находим

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2 \ln \frac{v_3}{v_4}}{T_1 \ln \frac{v_2}{v_1}}. \quad (6.4)$$

Так как в цикле Карно адиабатные процессы 2–3 и 4–1 осуществляются между одними и теми же температурами, то

$$\left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{k-1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \text{и} \quad \left(\frac{v_4}{v_1}\right)^{k-1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (6.5)$$

следовательно,

$$\left(\frac{v_3}{v_2}\right) = \left(\frac{v_4}{v_1}\right) \quad \text{и} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}. \quad (6.6)$$

Тогда термический КПД цикла Карно

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (6.7)$$

Из этого уравнения следует:

1. Термический КПД цикла Карно зависит только от абсолютных температур нагревателя T_1 и холодильника T_2 . Он возрастает с увеличением температуры T_1 и уменьшением T_2 .

2. Термический КПД цикла Карно всегда меньше единицы. Равенство $\eta_t = 1$ возможно только при $T_2 = 0$ или $T_1 = \infty$, что практически невозможно реализовать.

3. Термический КПД цикла Карно при $T_1 = T_2$ равен нулю, таким образом, невозможно превращение теплоты в работу, если все тела системы имеют одинаковую температуру.

4. Термический КПД цикла Карно не зависит от устройства двигателя и физических свойств рабочего тела, а зависит только от абсолютных температур нагревателя T_1 и холодильника T_2 . Это положение известно под названием **теоремы Карно**.

В реальных двигателях цикл Карно не осуществляется из-за значительных трудностей. Он является эталоном при оценке совершенства любых циклов тепловых двигателей.

6.4. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ВТОРОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ. ПОНЯТИЕ ОБ ЭНТРОПИИ

Для обратимого цикла Карно имеем

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (6.8)$$

Откуда

$$\frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}, \quad \text{или} \quad \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = 0. \quad (6.9)$$

Учитывая, что теплота q_1 положительная, а теплота q_2 отрицательная величина, запишем

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \quad (6.10)$$

или

$$\sum \frac{q}{T} = 0. \quad (6.11)$$

Отношение q/T называется **приведенной теплотой**.

Равенство справедливо не только для цикла Карно, но и для любого обратимого цикла. Рассмотрим в p, v - диаграмме произвольный обратимый цикл (рис.6.3).

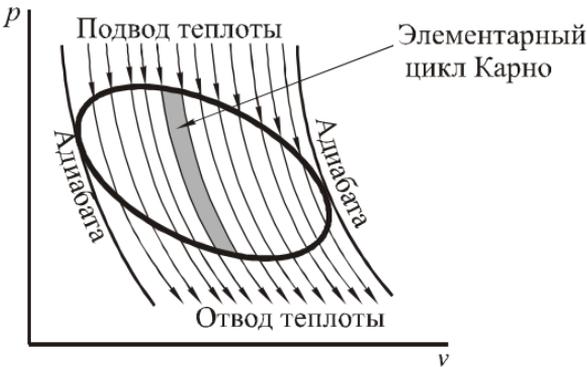


Рис.6.3. Представление произвольного кругового процесса в виде суммы бесконечно малых циклов Карно

Проведем большое количество близко расположенных адиабат, которые разобьют произвольный цикл на бесконечно большое количество элементарных циклов. В пределе элементарные циклы можно считать элементарными циклами Карно, для каждого из которых справедливо соотношение (6.11).

Суммируя эти соотношения для всех элементарных циклов, для рассматриваемого произвольного цикла получим

$$\sum_{i=1}^n \frac{\Delta q_i}{T_i} = 0. \quad (6.12)$$

В пределе для бесконечно большого числа этих элементарных циклов, то есть для произвольного обратимого цикла

$$\lim \sum_{i=1}^n \frac{\Delta q_i}{T_i} = \oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (6.13)$$

Известно, если интеграл по замкнутому контуру равен нулю, то подинтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции состояния. В термодинамике отношение dq/T принято считать полным дифференциалом функции состояния S , называемой **энтропией**, то есть

$$ds = \frac{dq}{T} \text{ или } dq = Tds. \quad (6.14)$$

Уравнение, полученное немецким физиком Р. Клаузиусом в 1834 г., представляет собой математическое выражение второго закона термодинамики для обратимого цикла и называется **первым интегралом Клаузиуса**.

Для произвольной массы системы энтропия обозначается через

$$S = ms.$$

Удельная энтропия s имеет размерность Дж/(кг·К); энтропия для любого количества массы S – размерность Дж/К.

Размерность удельной энтропии совпадает с размерностью теплоемкости. Нуль отсчета энтропии для чистого вещества и для смеси веществ, не вступающих между собой в химическую реакцию, может быть выбран произвольно. При рассмотрении различных термодинамических процессов наибольший интерес представляет изменение энтропии между точками начала и конца процесса, которое не зависит от выбора начала отсчета энтропии.

Понятие энтропии позволяет ввести удобную для анализа циклов тепловых двигателей диаграмму состояний, в которой по абсциссе откладывается энтропия, а по ординате – абсолютная температура (рис. 6.4).

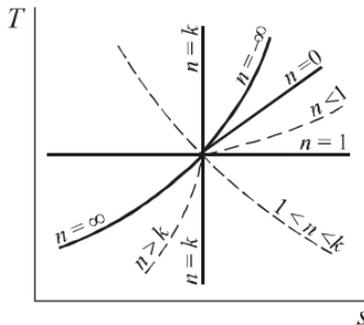


Рис. 6.4. Политропные процессы в T, s – диаграмме

В T, s – диаграмме количество тепла полученного (отданного) системой в процессе, изображается площадью под линией процесса. Работа,

произведенная рабочим телом в цикле, изображается площадью, ограниченной замкнутой кривой. В T, s - диаграмме видно также, на каких участках цикла к рабочему телу подводится тепло и на каких отводится: процессу подвода тепла соответствует увеличение энтропии, а процессу отвода тепла – уменьшение. На рис. 6.4 показано расположение политропных процессов на T, s - диаграмме, выходящих из одной и той же точки, в зависимости от величины показателя n .

Изменение энтропии при постоянной теплоемкости можно определить по уравнениям:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Для политропного процесса:

$$s_2 - s_1 = c \ln \frac{T_2}{T_1},$$

где c – теплоемкость политропного процесса, величину которой можно определить из уравнения (5.41):

$$c = c_v \frac{n - k}{n - 1}.$$

6.5. ЦИКЛ КАРНО В T, S -ДИАГРАММЕ

Цикл Карно состоит из двух изотерм и двух адиабат. Учитывая, что на T, s - диаграмме изотерма изображается горизонтальной линией, а адиабата – вертикальной, цикл Карно на этой диаграмме изобразится прямоугольником 1–2–3–4 (рис. 6.5). Количество теплоты, подведенное к рабочему телу, численно равно площади прямоугольника 1–2– s_2 – s_1 :

$$q_1 = T_1 (s_2 - s_1). \quad (6.15)$$

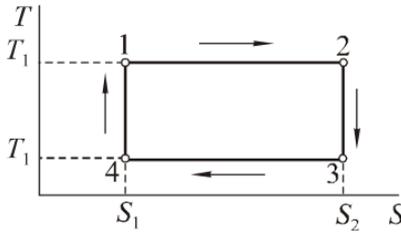


Рис. 6.5. Цикл Карно в T, s -диаграмме

Количество теплоты, отведенное к холодильнику, изображается площадью 3–4– s_1 – s_2 :

$$q_2 = T_2 (s_2 - s_1). \quad (6.16)$$

Теплота, эквивалентная работе цикла, равна площади этого цикла

$$q = l = q_1 - q_2 = (T_1 - T_2)(s_2 - s_1). \quad (6.17)$$

Термический КПД цикла:

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} = \frac{(T_1 - T_2)(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1)} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (6.18)$$

Тепловой баланс для обратного цикла Карно:

$$q_1 = q_2 + l. \quad (6.19)$$

Обратный цикл Карно (рис. 6.6) является идеальным циклом холодильных установок и тепловых насосов. В нем работа подводится извне и позволяет отобрать теплоту от холодного источника и передать ее горячему источнику. В обратном цикле Карно идет процесс 1–4 адиабатного расширения; процесс 4–3 изотермического расширения; процесс 3–2 адиабатного сжатия; процесс 2–1 изотермического сжатия (см. рис. 6.2, 6.5).

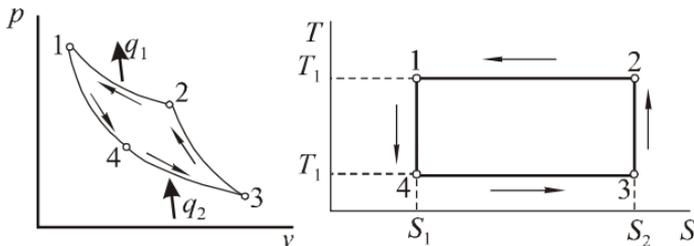


Рис. 6.6. Обратный цикл Карно

Суммарное количество теплоты, полученное горячим источником $q_1 = q_2 + l$, состоит из отобранной теплоты у холодного источника и подведенной работы. Отношение отведенной теплоты к подведенной работе показывает эффективность обратного цикла и называется холодильным коэффициентом ϵ :

$$\epsilon = \frac{q_2}{l} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (6.20)$$

Холодильный коэффициент ϵ обратного цикла Карно зависит от абсолютных температур T_1 и T_2 источников теплоты.

6.6. ИЗМЕНЕНИЕ ЭНТРОПИИ В НЕОБРАТИМЫХ ПРОЦЕССАХ

Для необратимого цикла Карно, как и для любого необратимого цикла, справедливо неравенство:

$$\frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} < 0. \quad (6.21)$$

Уравнение (6.21) можно записать в виде

$$\sum \frac{q}{T} < 0. \quad (6.22)$$

Учитывая, что

$$\lim \sum_{i=1}^n \frac{\Delta q}{T} = \oint \frac{\Delta q}{T}, \quad (6.23)$$

с учетом уравнения (6.22) имеем

$$\oint \frac{\Delta q}{T} < 0. \quad (6.24)$$

Рассмотрим произвольный необратимый цикл, состоящий из двух процессов – необратимого 1–2 и обратимого 2–1 (рис. 6.7).

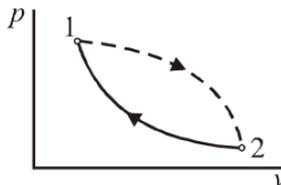


Рис. 6.7. Необратимый цикл:

1–2 – необратимый процесс; 2–1 – обратимый процесс

Для рассматриваемого цикла интеграл Клаузиуса может быть записан в виде суммы двух криволинейных интегралов:

$$\oint \frac{dq}{T} = \oint_{1-2} \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{необр}} + \oint_{2-1} \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{обр}}, \quad (6.25)$$

откуда с учетом (6.24) следует, что

$$\oint_{1-2} \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{необр}} + \oint_{2-1} \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{обр}} < 0. \quad (6.26)$$

Для обратимого процесса 2-1

$$\oint_{2-1} \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{обр}} = \int_2^1 \frac{dq}{T} = s_1 - s_2. \quad (6.27)$$

Подставляя это значение в выше приведенную формулу, получаем для любого необратимого процесса

$$s_2 - s_1 > \oint_{2-1} \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{необр}}, \quad (6.28)$$

откуда в дифференциальной форме

$$ds > \frac{dq}{T}. \quad (6.29)$$

Если необратимый процесс осуществляется в изолированной системе (для которой по определению $dq_{\text{сист}} = 0$), то для такой системы

$$ds_{\text{сист}} > 0 \quad (6.30)$$

то есть, энтропия изолированной системы в результате протекания в ней необратимых процессов возрастает.

Для обратимого процесса из соотношения

$$ds = \frac{dq}{T} \quad (6.31)$$

следует, что если в изолированной системе ($dq_{\text{сист}} = 0$) осуществляется обратимый процесс, то энтропия системы остается постоянной:

$$ds_{\text{сист}} = 0. \quad (6.32)$$

Таким образом, какие бы процессы ни протекали в изолированной системе, ее энтропия не может уменьшаться:

$$ds_{\text{сист}} \geq 0, \quad (6.33)$$

здесь знак равенства соответствует обратимым, а знак неравенства – необратимым процессам.

Отсюда следует важный вывод: **изолированная система, достигшая равновесного состояния, в дальнейшем в этом состоянии и пребывает.** Самопроизвольные процессы продолжаются в изолированной системе до тех пор, пока энтропия системы не достигнет максимума.

Соотношение

$$ds \geq \frac{dq}{T}, \quad (6.34)$$

справедливо и для обратимых (знак равенства) и для необратимых (знак «больше») процессов в любой системе, представляет собой аналитическое выражение второго закона термодинамики.

6.7. ОБЪЕДИНЕННОЕ УРАВНЕНИЕ ПЕРВОГО И ВТОРОГО ЗАКОНОВ ТЕРМОДИНАМИКИ

Уравнение второго закона термодинамики может быть записано следующим образом:

$$Tds \geq dq. \quad (6.35)$$

Уравнение первого закона термодинамики:

$$dq = du + pdv, \quad (6.36)$$

или

$$dq = di - vdp. \quad (6.37)$$

Подставляя значения dq полученные по уравнениям (6.36) и (6.37) в уравнение (6.35) получаем:

$$Tds \geq du + pdv, \quad (6.38)$$

или

$$Tds \geq di - vdp. \quad (6.39)$$

Эти соотношения называются **объединенными уравнениями первого и второго законов термодинамики.**

Для систем, находящихся в равновесном состоянии объединенные уравнения первого и второго законов термодинамики можно написать в виде

$$Tds = du + pdv, \quad (6.40)$$

и

$$Tds = di - vdp. \quad (6.41)$$

ЗАДАЧИ

1. Определить энтропию воздуха при $p = 0,6$ МПа и $t = 200^\circ\text{C}$. (Считать значение энтропии при нормальных условиях равным нулю).

Решение

Подставляя исходные данные и теплоемкость воздуха определенную по таблице 3.1 в уравнение

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

$$s = 1,0115 \ln \frac{473}{273} - 0,287 \ln \frac{6}{1,013} = 0,046 \text{ кДж}/(\text{кг}\cdot\text{К}).$$

2. Определить энтропию 6,5 кг азота при $p = 0,5$ МПа и $t = 300^\circ\text{C}$.

3. Кислород массой 1 кг при температуре $t_1 = 127^\circ\text{C}$ расширяется до пятикратного объема. Температура его при этом падает до $t_2 = 27^\circ\text{C}$. Определить изменение энтропии.

4. Воздух массой 1 кг сжимается от $p_1 = 0,1$ МПа и $t_1 = 30^\circ\text{C}$ до $p_2 = 0,5$ МПа и $t_2 = 100^\circ\text{C}$. Определить изменение энтропии.

5. Воздух объемом 100 м^3 , находящийся в начальном состоянии при нормальных условиях, сжимают до конечной температуры 400°C . Сжатие производится: а) изохорно; б) изобарно; в) адиабатно; д) политропно с показателем политропы $n = 2,6$. Найти энтропию воздуха в конце каждого процесса, считая значение энтропии при нормальных условиях равным нулю.

6. В сосуде объемом 300 литров заключен воздух при давлении $p_1 = 5$ МПа и температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Параметры среды: $p_0 = 0,1$ МПа и $t_0 = 20^\circ\text{C}$. Определить максимальную полезную работу, которую может произвести сжатый воздух, находящийся в сосуде.

Решение

Так как температура воздуха в начальном состоянии равна температуре среды, то максимальная работа, которую может выполнить воздух, может быть получена лишь при условии изотермического расширения воздуха от начального давления $p_1 = 5$ МПа до давления среды $p_0 = 0,1$ МПа. Величина максимальной полезной работы определяется по формуле

$$l_{\text{max(пол)}} = T_0(s_2 - s_1) - p_0(v_2 - v_1)$$

или

$$L_{\text{max(пол)}} = MT_0(s_2 - s_1) - p_0(V_2 - V_1).$$

Определяем массу воздуха, находящегося в сосуде:

$$M = \frac{p_1 V_1}{RT_1} = \frac{5 \cdot 10^6 \cdot 0,3}{287 \cdot 293} = 17,83 \text{ кг.}$$

Объем воздуха после изотермического расширения

$$V_2 = \frac{p_1 V_1}{p_2} = \frac{5 \cdot 0,3}{0,1} = 15 \text{ м}^3.$$

Так как изменение энтропии в изотермическом процессе определяется по формуле:

$$s_2 - s_1 = R \ln \frac{p_1}{p_2},$$

то

$$\begin{aligned} L_{\max(\text{пол})} &= MT_0 R \ln \frac{p_1}{p_2} - p_0 (V_2 - V_1) = \\ &= 17,83 \cdot 293 \cdot 287 \frac{5}{0,1} - 0,1(15 - 0,3) = 4377 \text{ кДж.} \end{aligned}$$

7. В сосуде объемом 400 литров находится углекислота при температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$ и давлении $p_1 = 10$ МПа. Параметры среды: $p_0 = 0,1$ МПа и $t_0 = 20^\circ\text{C}$. Определить максимальную полезную работу, которую может произвести углекислота, находящаяся в сосуде.

8. Определить максимальную полезную работу, которая может быть произведена 1 кг кислорода, если его начальное состояние характеризуется параметрами $p_1 = 0,1$ МПа и $t_1 = 350^\circ\text{C}$, а состояние среды - параметрами $p_0 = 0,1$ МПа и $t_0 = 20^\circ\text{C}$.

9. Торпеда приводится в действие и управляется автоматически, двигаясь на заданной глубине. Для двигателя торпеды используется имеющийся в ней запас сжатого воздуха. Найти максимальную полезную работу, которую может произвести воздушный двигатель торпеды, если объем сжатого воздуха в ней $V_1 = 210$ литров, давление $p_1 = 20$ МПа, а температура воздуха и морской воды $t_0 = 17^\circ\text{C}$. Торпеда отрегулирована на движение под уровнем моря на глубине 5 метров.

10. В процессе политропного расширения воздуха температура его уменьшилась от $t_1 = 30^\circ\text{C}$ до $t_2 = -42^\circ\text{C}$. Начальное давление воздуха $p_1 = 0,5$ МПа, его масса 4 кг. Определить изменение энтропии в этом процессе, если известно, что количество подведенной к воздуху теплоты составляет 178 кДж.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Возможен ли процесс, при котором теплота переходила бы самопроизвольно от холодных тел к телам нагретым?
2. Может ли вся теплота, полученная от теплоотдатчика, перейти в работу?
3. Какие термодинамические процессы называются равновесными?
4. Какие термодинамические процессы называются необратимыми?
5. Какие циклы называются прямыми, а какие – обратными?
6. Термический к.п.д. цикла Карно зависит от устройства двигателя и физических свойств рабочего тела?
7. Что называется приведенной теплотой?
8. Что называется первым интегралом Клаузиуса?
9. По изменению какой функции состояния можно определить подводится или отводится тепло от термодинамической системы?
10. До каких пор протекают самопроизвольные процессы в изолированной системе?
11. Возможно ли увеличение энтропии изолированной термодинамической системы?

7. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ

7.1. ОТЛИЧИЕ РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ ОТ ИДЕАЛЬНОГО

Уравнение состояния идеального газа было получено в предположении, что молекулы являются упругими шариками, движение которых подчиняется законам Ньютона, между ними отсутствуют силы взаимодействия, а объем, занимаемый молекулами, незначителен по сравнению с объемом газа.

В природе идеальных газов не существует. Газы, применяемые в технике, – это реальные газы, состоящие из молекул конечного объема и связанные между собой силами взаимодействия. Поведение реальных газов существенно отличается от идеального, причем с понижением температуры и повышением давления отличие свойств реального газа от идеального увеличивается.

Для характеристики отличия термических свойств реального газа от свойств идеального газа обычно применяют коэффициент сжимаемости

$$z = \frac{pv}{RT}. \quad (7.1)$$

Для идеального газа $pv = RT$, поэтому при любых давлениях и температурах коэффициент сжимаемости идеального газа равен 1. На рис. 7.1 приведена зависимость коэффициента сжимаемости некоторых реальных газов от давления при температуре 0°C .

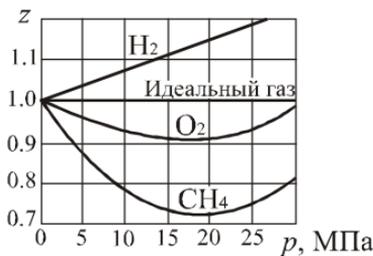


Рис.7.1. Зависимость коэффициента сжимаемости z от давления при $t=0^\circ\text{C}$

Для реальных газов коэффициент сжимаемости z может принимать значения больше и меньше единицы в зависимости от давления и свойств газа. Существуют границы применимости уравнения $pv = RT$ для реальных газов. Анализ расчетных и опытных данных показывает, что уравнение состояния идеального газа достаточно хорошо

описывает поведение реальных газов при высоких температурах и низких давлениях. Для большинства реальных газов, которые используются в технике, уравнение Менделеева-Клапейрона применимо для давлений, не превышающих 10^7 Па (10 МПа).

7.2. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Уравнение состояния реальных газов можно получить либо теоретически - на основе представлений о структуре газа, либо путем обработки экспериментальных зависимостей p , v , T .

В настоящее время предложено более 150 уравнений состояний реальных газов, но ни одно из них не обладает достаточной общностью и точностью.

Наиболее простым и качественно правильно передающим основные закономерности поведения реальных газов является уравнение, предложенное в 1873 г. голландским физиком Я. Ван-дер-Ваальсом:

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

где a и b – постоянные величины, зависящие от природы газа. Постоянная b учитывает уменьшение объема, в котором движутся молекулы реального газа и является тем предельно минимальным объемом, до которого можно сжать 1 кг газа. Разность $v - b$ представляет собой свободный объем, в котором могут двигаться молекулы газа. Отношение a/v^2 – это добавочное давление, обусловленное силами взаимодействия между молекулами реальных газов, эта величина называется внутренним давлением. Для жидкостей внутреннее давление имеет очень большие значения. Так, для воды при $T = 293$ К соотношение $a/v^2 = 10800$ бар, поэтому внешнее давление, под которым находится жидкость, практически не оказывает влияния на его объем. В газах внутреннее давление мало, поэтому внешнее давление легко изменяет его объем.

Для газов при больших плотностях и жидкостей результаты, полученные уравнением Ван-дер-Ваальса, значительно расходятся с экспериментальными данными. Это вызвано тем, что при в уравнении используются следующие допущения:

- не учитываются силы отталкивания, которые возникают при больших давлениях в сильно сжатом веществе;
- не учитываются явления ассоциации и диссоциации молекул;
- величины a и b приняты постоянными, но экспериментальные данные показывают их зависимость от температуры и давления системы.

В настоящее время существует много модификаций уравнения состояния Ван-дер-Ваальса. Все они являются двухпараметрическими уравнениями, так как содержат две константы a и b , которые определяются из экспериментальных данных. Основными из этих уравнений являются: уравнение Бертло:

$$\left(p + \frac{a}{Tv^2}\right)(v-b) = RT, \quad (7.3)$$

уравнение Редлиха-Квонга; уравнение Камерлинг-Оннеса; первое и второе уравнения Дитеричи.

ЗАДАЧИ

1. Определить значения постоянных a и b в уравнении Ван-дер-Ваальса для углекислоты, если критические параметры CO_2 равны: $p_{кр} = 73,83 \cdot 10^5$ Па; $t_{кр} = 31,05^\circ C$.

Ответ: $a = 190,9$; $b = 0,984 \cdot 10^{-3}$.

2. В баллоне объемом $V = 40$ литров находится двуокись углерода при давлении $p = 3,923$ МПа. Определить массу газа в баллоне, если температура газа равна $t = 207^\circ C$. Расчет произвести при помощи уравнений: а) Клапейрона; б) Ван-дер-Ваальса. В случае «б» использовать величины констант a и b , подсчитанные в задаче 1 по значениям $p_{кр}$ и $t_{кр}$.

Методические указания. По уравнению Ван-дер-Ваальса удельный объем определяют графо-аналитическим методом. Принимают несколько значений удельного объема (одно значение определенное по уравнению Клапейрона) и рассчитывают по уравнению Ван-дер-Ваальса величину давления. Строят отрезок изотермы $t = 20^\circ C$ в координатах p, v и по графику находят нужное значение удельного объема.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Чем реальные газы отличаются от идеальных?
2. Что такое коэффициент сжимаемости и для чего его ввели в практику технических расчетов?
3. От каких параметров зависит коэффициент сжимаемости?
4. Чему равен коэффициент сжимаемости идеального газа?
5. При каких условиях можно для реальных газов использовать уравнение Клапейрона – Менделеева?
6. Что учитывают постоянные величины в уравнении Ван-дер-Ваальса?
7. Какой вид принимает уравнение Ван-дер-Ваальса, если постоянные величины a и b в уравнении, зависящие от природы газа, равны нулю?

8. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

8.1. ПОНЯТИЯ О ФАЗАХ И ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

Гомогенной называют такую систему, химический состав и физические свойства которой во всех ее частях одинаковы или изменяются непрерывно (без скачка) от одной точки системы к другой. Гетерогенной называют систему, состоящую из двух и более различных гомогенных областей. Гомогенные области в гетерогенной системе называют фазами. Каждая фаза отделена от соседней поверхностью раздела, при переходе через которую скачкообразно изменяются химический состав или физические свойства вещества.

Гомогенная система и каждая фаза гетерогенной системы могут состоять из одного или нескольких чистых веществ. Гомогенную систему или фазу гетерогенной системы, состоящую из нескольких чистых веществ, называют раствором или смесью.

Вещества могут находиться в следующих агрегатных состояниях:

- твердом (кристаллическом),
- жидком,
- газообразном (парообразном).

В твердом и жидком агрегатном состоянии вещества могут содержать различные фазы. Например в цементном клинкере выделяют следующие фазы: алит, белит и промежуточная фаза (каждая из этих фаз имеет свой минералогический состав). Пример фаз в жидком состоянии – эмульсии, представляющие собой дисперсную систему из двух несмешивающихся жидкостей. Газообразное состояние, как правило, фаз не содержит, так как в ней осуществляется взаимная диффузия компонентов до их полного смешивания.

Фазовым переходом называется переход вещества из одной фазы в другую. При фазовом переходе обычно резко изменяется плотность вещества и происходит поглощение или выделение теплоты.

Переход вещества из одной фазы в другую, происходящий при $T = \text{const}$ и $p = \text{const}$ называется **равновесным фазовым переходом**. Равновесное состояние термодинамической системы, состоящей из двух или большего числа фаз, называется **фазовым равновесием**.

Фазовые переходы между агрегатными состояниями показаны на рис. 8.1. Фазовый переход вещества из твердого состояния в газообразное (парообразное) называется **сублимацией**, а точка фазового перехода называется точкой сублимации. Обратный переход из газообразного состояния в твердое – **десублимацией**. Фазовый переход вещества из



Рис. 8.1. Фазовые переходы между агрегатными состояниями

жидкого состояния в состояние пара называется **парообразованием**, а обратный переход – **конденсацией**. Фазовый переход вещества из кристаллического состояния в жидкое называется **плавлением**, а обратный – **кристаллизацией**.

8.2. ПРАВИЛО ФАЗ ГИББСА

При анализе фазовых равновесий и процессов фазовых переходов важную роль играет так называемое **правило фаз Гиббса**. Оно устанавливает зависимость между числом независимых интенсивных переменных, определяющих состояние термодинамической системы, находящейся в равновесии (степенями свободы системы), числом фаз и числом компонентов системы:

$$\psi = n - r + 2, \quad (8.1)$$

где ψ – число степеней свободы термодинамической системы; n – число компонентов системы; r – число фаз в системе.

Число степеней свободы термодинамической системы показывает, какое число параметров системы, находящейся в состоянии равновесия, можно изменять произвольно, не изменяя при этом числа фаз в системе.

Для однокомпонентной системы, состоящей из одной фазы, находим $\psi = 2$. Это означает, что состояние простых однородных систем определяется двумя независимыми параметрами, то есть, если для такой системы произвольно задать, например, температуру и давление, то все остальные параметры системы будут определены однозначно. С увеличением числа фаз в системе число свободно варьируемых параметров убывает. При числе фаз равном двум, система обладает только одной степенью свободы, то есть один параметр однозначно определяет все остальные параметры при термодинамическом равновесии.

Рассматривая однокомпонентную трехфазную систему, получаем, что число степеней свободы такой системы равно нулю. Это означает, что в однокомпонентной системе три фазы могут находиться в равновесии лишь при вполне определенных термодинамических параметрах – температуре и давлении.

На кривой фазового перехода в p, T - диаграмме (рис. 8.2) состояние, в котором сосуществуют три фазы, изобразится точкой, называемой **тройной точкой**. Для воды тройная точка соответствует температуре $0,01^\circ\text{C}$ и давлению $610,8 \text{ Па}$ (рис. 8.3).

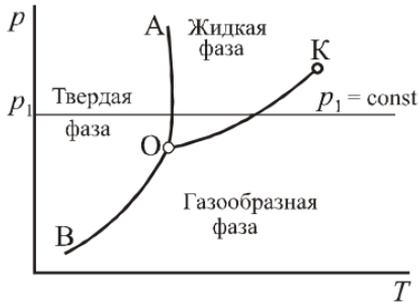


Рис. 8.2. p, T - диаграмма состояния вещества

Располагая p, T - диаграммой вещества, всегда можно выяснить, в каком состоянии – твердом, жидком или газообразном – находится это вещество при каких либо давлении и температуре. Из p, T - диаграммы следует, что кривая $ОВ$ представляет собой кривую сублимации вещества, линия $ОА$ – кривую плавления, а линия $ОК$ – кривую кипения (конденсации). Кривая кипения обычно называется кривой насыщения. Линия насыщения $ОК$ оканчивается в точке $К$, так называемой **критической точке**. Выше критической точки плотность жидкости становится равна плотности перегретого пара и при температурах, выше критической, возможно существование только перегретого пара.

Из этой же диаграммы видно, что при температуре $T > T_{\text{кр}}$ никаким изотермическим сжатием невозможно перевести пар в жидкость.

Из p, T - диаграммы (рис. 8.2) также видно, как изменяется состояние вещества в процессе нагрева при постоянном давлении. Перемещаясь по изобаре $p_1 = \text{const}$ из соответствующей области, твердого состояния вещества, пересекая линию $ОА$ попадаем в область жидкого состояния, а пересекая линию $ОК$ попадаем в область перегретого пара.

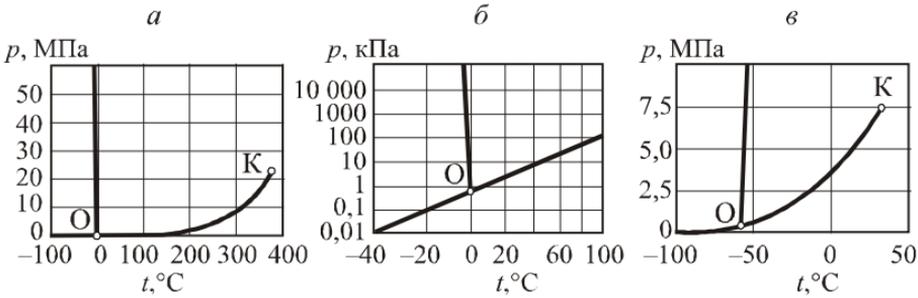


Рис. 8.3. P, T - диаграмма состояния H_2O (а, б) и CO_2 (в)

Поскольку свойства разных веществ отличаются друг от друга, то и p, T - диаграммы будут различными для различных веществ (рис. 8.3).

8.3. УРАВНЕНИЕ КЛАПЕЙРОНА–КЛАУЗИУСА

При переходах вещества из одного агрегатного состояния в другое каждому давлению соответствует температура, при которой фазы находятся в состоянии термодинамического равновесия. Зависимость давления фазового перехода от температуры описывается уравнением Клапейрона–Клаузиуса. Уравнение Клапейрона–Клаузиуса можно получить двумя способами: из равенства химических потенциалов при равновесии и из второго закона термодинамики, используя метод круговых процессов. Рассмотрим элементарный круговой процесс 1 кг вещества на p, v - и T, s - диаграммах (рис. 8.4).

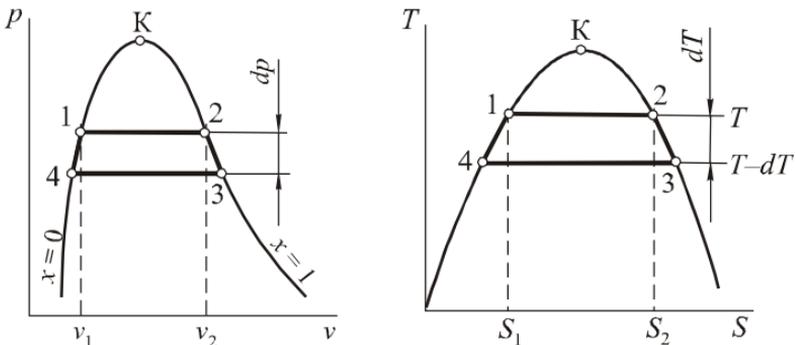


Рис. 8.4. К выводу уравнения Клапейрона – Клаузиуса

Точка 1 характеризует начальное состояние кипящей жидкости при давлении p , удельном объеме v_1 и температуре T . В процессе 1–2 при $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$ кипящей жидкости сообщается теплота q_1 .

В результате в точке 2 образуется сухой насыщенный пар с параметрами p, v_2, T . От точки 2 сухой насыщенный пар расширяется по адиабате, при этом давление уменьшается на dp , а температура на dT . В процессе 3–4 насыщенный пар частично конденсируется при постоянной температуре $T - dT$. От точки 4 насыщенный пар сжимается по адиабате до начального состояния. В результате проведения всех процессов получается элементарный цикл Карно. Термический КПД цикла Карно не зависит от физических свойств рабочего тела и определяется по формуле:

$$h_t = 1 - \frac{dl}{q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad (8.2)$$

или

$$h_t = \frac{dl}{q_1} = \frac{dT}{T}. \quad (8.3)$$

Количество работы за цикл на p, v - диаграмме равно площади 1–2–3–4–1, которую в пределе можно считать прямоугольником

$$dl = dp(v_2 - v_1). \quad (8.4)$$

Количество теплоты q_1 , сообщаемое в изотермическом процессе 1–2, равно количеству теплоты, которое затрачивается на превращение 1 кг жидкости в сухой насыщенный пар, то есть удельной теплоте парообразования r , то есть рассматривая T, s - диаграмму имеем:

$$q_1 = T(s_2 - s_1) = r. \quad (8.5)$$

Подставляя выражения (8.4) и (8.5) в формулу (8.3) получаем уравнение Клапейрона–Клаузиуса

$$\frac{dp}{dT} = \frac{1}{T} \frac{r}{(v_2 - v_1)}. \quad (8.6)$$

Уравнение Клапейрона – Клаузиуса применимо ко всем изменениям агрегатных состояний химически однородных веществ.

Фазовый переход «жидкость - пар»

Применительно к фазовому переходу «жидкость - пар» уравнение Клапейрона – Клаузиуса имеет вид

$$\frac{dp_s}{dT} = \frac{r}{T(v'' - v')}, \quad (8.7)$$

где r – удельная теплота парообразования; v'', v' – удельные объемы пара и жидкости на линии насыщения; p_s – равновесное давление в точках фазового перехода «жидкость - пар».

Фазовый переход «твердое тело - жидкость»

Применительно к фазовому переходу «твердое тело - жидкость» уравнение Клапейрона – Клаузиуса имеет вид

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{T(v' - v_{\text{ТВ}})}, \quad (8.8)$$

где λ – удельная теплота плавления; v' , $v_{\text{ТВ}}$ – удельные объемы жидкости и твердой фазы на линии плавления.

Фазовый переход «твердое тело - пар»

Применительно к фазовому переходу «твердое тело - пар» уравнение Клапейрона – Клаузиуса имеет вид

$$\frac{dp}{dT} = \frac{L}{T(v'' - v_{\text{ТВ}})}, \quad (8.9)$$

где L – удельная теплота сублимации; v'' , $v_{\text{ТВ}}$ – удельные объемы пара и твердого тела на линии сублимации.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие величины связывает между собой уравнение Клапейрона – Клаузиуса?
2. Чем характеризуется тройная точка? Каковы значения ее параметров для воды?
3. Дайте формулировку правила фаз.
4. Что показывает число степеней свободы термодинамической системы?
5. Чему равно число степеней свободы однокомпонентной трехфазной системы?
6. Чему равно число степеней свободы однокомпонентной однофазной системы?
7. Возможно ли при температуре $T > T_{\text{кр}}$ изотермическим сжатием перевести пар в жидкость и почему?
8. Что называется равновесным фазовым переходом?
9. Что называется фазовым равновесием?
10. Что называется сублимацией и десублимацией?
11. Как изменяется число степеней свободы при варьировании параметров с увеличением числа фаз в системе?

9. ВОДЯНОЙ ПАР

9.1. ПРОЦЕСС ПАРООБРАЗОВАНИЯ ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ

Водяной пар широко применяется в качестве рабочего тела в паровых машинах, а вода и водяной пар являются самыми распространенными теплоносителями в теплообменных установках, в системах теплоснабжения и отопления.

Водяной пар получают в парогенераторах (паровых котлах) различного типа. Генерация пара во всех этих агрегатах проходит при постоянном давлении и состоит из трех последовательно осуществляемых стадий. На первой стадии вода нагревается до температуры кипения или насыщения. На второй она превращается в пар при постоянной температуре, на третьей стадии происходит нагревание пара с повышением температуры (происходит перегрев пара). На рис. 9.1 приведен процесс парообразования в p, v - диаграмме водяного пара.

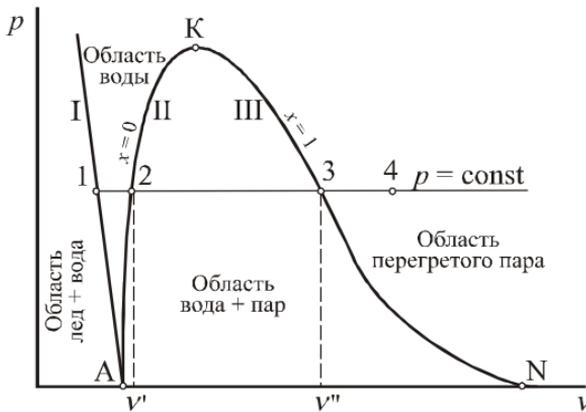


Рис. 9.1. p, v - диаграмма водяного пара

Точка 1 лежит на кривой I, которая является изотермой жидкости при температуре 0°C . Кривая II определяет состояние жидкости при температуре кипения, а кривая III – состояние сухого насыщенного пара. Влево от кривой II до изотермы жидкости I находится область однофазной не кипящей жидкости. Вправо от кривой III – область перегретого пара. Кривые II и III ограничивают область влажного насыщенного пара, отделяя его от области жидкости и перегретого пара, и называются **пограничными кривыми**. Кривую II - называют пограничной кривой жидкости (или нижней пограничной кривой), а кривую III – погра-

ничной кривой пара (или верхней пограничной кривой). Нижняя и верхняя пограничные кривые сходятся в точке К, которая называется **критической**. Для каждого вещества критические параметры имеют определенные значения. Для воды $p_{кр} = 22,129$ МПа; $\rho_{кр} = 0,00326$ м³/кг; $t_{кр} = 374,1$ °С.

Процесс 1-2 – это нагрев воды до температуры насыщения (кипения) Процесс 2-3 – процесс кипения или парообразования при $p = \text{const}$, $T = \text{const}$. В данном процессе система является двухфазной (смесь воды и сухого насыщенного пара). Пар в этой области – влажный насыщенный. Состояние влажного пара характеризуется двумя параметрами: давлением (или температурой насыщения t_s , определяющей это давление) и степенью сухости x . **Степень сухости x** – массовая доля сухого насыщенного пара во влажном:

$$x = \frac{m_{\text{сух.пара}}}{m_{\text{вл.пара}}} \quad (9.1)$$

В точке 2 степень сухости $x = 0$, а в точке 3 степень сухости $x = 1$, то есть пар является сухим насыщенным. **Сухой насыщенный пар** – это пар, в котором отсутствуют взвешенные частицы жидкой фазы, а температура равна температуре кипения, соответствующей данному давлению. Величина $1 - x$ называется степенью влажности пара. Последующий подвод теплоты к сухому насыщенному пару при том же давлении приводит к повышению его температуры, то есть сухой насыщенный пар переходит в перегретый. Точка 4 изображает состояние перегретого пара и в зависимости от температуры пара может лежать на разных расстояниях от точки 3. **Перегретый пар** можно охарактеризовать как пар, температура которого выше температуры насыщенного пара того же давления. Разность между температурой перегретого пара и температурой насыщенного пара называется **степенью перегрева**.

9.2. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ВОДЫ И ВОДЯНОГО ПАРА

Параметры состояния воды

В технической термодинамике удельные энтальпия, энтропия и внутренняя энергия воды в тройной точке принимаются равными нулю, то есть $i_0 = 0$; $s_0 = 0$; $u_0 = 0$.

Количество теплоты, необходимое для нагревания 1 кг воды от температуры 0°С до температуры кипения t_s при постоянном давлении называется удельной теплотой воды. Ее величина определяется по формуле

$$q' = c_p (t_s - t_0) = c_p t_s, \quad (9.2)$$

где c_p – средняя изобарная теплоемкость воды в интервале температур от 0 до t_s .

Так как вода практически несжимаема, то можно принять что ее плотность при $t = \text{C}$ и любых давлениях постоянна, а удельный объем $v_0 \approx 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$. В случае умеренных давлений можно принять работу расширения воды равной нулю и, тогда уравнение первого закона термодинамики примет вид

$$q' \approx u'. \quad (9.3)$$

При невысоких давлениях для воды можно записать

$$i' \approx q' \approx u'. \quad (9.4)$$

В действительности

$$i' > q' > u'. \quad (9.5)$$

Изменение энтропии жидкости определяется уравнением

$$\Delta s = s' - s_0 = \int_{273}^{T_s} \frac{dq'}{T} = \int_{273}^{T_s} c'_p \frac{dT}{T}, \quad (9.6)$$

где s' – энтропия жидкости при температуре кипения; c'_p – массовая теплоемкость жидкости; T_s – температуры кипения жидкости.

Если принять теплоемкость $c_p = \text{const}$, то с учетом $s_0 = 0$ получим

$$s' = c'_p \ln \frac{T_s}{273}. \quad (9.7)$$

Параметры состояния сухого насыщенного пара

Сухой насыщенный пар характеризуется давлением p или температурой t_s . Процесс перехода жидкости в пар является изобарно-изотермическим процессом. Количество теплоты, затраченное в этом процессе на превращение 1 кг воды при температуре кипения в сухой насыщенный пар, называется **теплотой парообразования** и обозначается символом r .

Уравнение первого закона термодинамики для процесса парообразования имеет вид

$$r = u'' - u' + l'' = u'' - u' + p(n'' - n'), \quad (9.8)$$

где u'' – внутренняя энергия сухого насыщенного пара; l'' – работа расширения при постоянном давлении в процессе парообразования; i'' – энтальпия сухого насыщенного пара.

Уравнение (9.8) можно представить в виде:

$$r = i'' - i'. \quad (9.9)$$

Величина изменения внутренней энергии $\Delta u = u'' - u'$, расходуемая на работу против внутренних сил, называется **внутренней теплотой парообразования** и обозначается буквой ρ :

$$\rho = u'' - u'. \quad (9.10)$$

Количество теплоты, затрачиваемое на работу расширения l'' против внешних сил, называется **внешней теплотой парообразования** и равно

$$l'' = p(v'' - v') = \psi. \quad (9.11)$$

Таким образом, теплота парообразования:

$$r = \rho + \psi. \quad (9.12)$$

Энтальпия сухого насыщенного пара определяется из уравнения:

$$i'' = i' + r. \quad (9.13)$$

Величины i'' , i' и r приводятся в таблицах насыщенного пара, а внутренняя и внешняя теплоты парообразования вычисляются по приведенным выше формулам. Теплота парообразования r с повышением температуры и давления уменьшается и равна нулю при критическом давлении. Приращение энтропии в процессе парообразования определяется по формуле:

$$\Delta s = s'' - s' = \frac{r}{T_s}. \quad (9.14)$$

Энтропия сухого насыщенного пара:

$$s'' = s' + \frac{r}{T_s}. \quad (9.15)$$

Численные значения энтропии воды и сухого насыщенного пара приводятся в таблицах насыщенного пара, и при расчетах их берут из этих таблиц.

Параметры состояния перегретого пара

Перегретый пар характеризуется более высокой температурой T , чем насыщенный пар того же давления (с температурой T_s). Разность $T - T_s$ называется **степенью перегрева**. По своим физическим свойствам перегретый пар приближается к газам и его состояние определяется двумя параметрами: p, T , или n, T , или p, n . По мере перегрева сухого насыщенного пара его температура, удельный объем, энтальпия и энтропия увеличиваются, а плотность уменьшается. Количество теплоты, необходимое для перегрева 1 кг сухого насыщенного пара при $p = \text{const}$ до температуры t , определяется по формуле:

$$q_n = \int_{T_s}^T c_p dT. \quad (9.16)$$

Величина q_n называется теплотой перегрева. Ее можно определить из уравнения первого закона термодинамики

$$q_n = u - u'' + l = u - u'' + p(n - n''), \quad (9.17)$$

где $l = p(n - n'')$ – работа расширения в изобарном процессе перегрева пара; $u - u''$ – изменение внутренней энергии при перегреве; i – энтальпия перегретого пара; i'' – энтальпия сухого насыщенного пара.

Уравнение (9.17) можно записать в следующем виде:

$$q_n = i - i''. \quad (9.18)$$

Из уравнения (9.18) получаем энтальпию перегретого пара:

$$i = i'' + q_n = i' + r + q_n, \quad (9.19)$$

называется теплотой перегретого пара.

Внутренняя энергия перегретого пара u определяется по формуле:

$$u = i - pn, \quad (9.20)$$

где n – удельный объем перегретого пара.

Изменение энтропии в процессе перегрева сухого насыщенного пара при $p = \text{const}$

$$\Delta s = s - s'' = \int_{T_s}^T \frac{dq}{T} = \int_{T_s}^T c_p \frac{dT}{T} = c_{pm} \ln \frac{T}{T_s}. \quad (9.21)$$

Отсюда находим энтропию перегретого пара

$$s = s'' + c_{pm} \ln \frac{T}{T_s}. \quad (9.22)$$

Параметры состояния влажного насыщенного пара

Влажный насыщенный пар – это двухфазная смесь, представляющая собой пар со взвешенными в нем капельками жидкости. Удельный объем влажного насыщенного пара равен сумме объемов x кг сухого пара и $(1 - x)$ кг кипящей жидкости, то есть

$$v_x = v''x + (1 - x)v', \quad (9.23)$$

или

$$v_x = v' + x(v'' - v'). \quad (9.24)$$

Разность $v'' - v'$ выражает приращение объема пара в процессе парообразования при постоянном давлении. Каждому давлению насыщения отвечают вполне определенные значения удельных объемов v' и v'' . При невысоких давлениях (ниже 3 МПа) и больших степенях сухости ($x \geq 0.8$) объемом воды $(1 - x)v'$ можно пренебречь. Тогда удельный объем влажного насыщенного пара можно определить по уравнению

$$v_x \cong v''x, \quad (9.25)$$

то есть удельный объем влажного насыщенного пара приближенно равен произведению удельного объема сухого пара того же давления на степень сухости.

Энтальпия влажного пара определяется по правилу аддитивности уравнением

$$i_x = i' + x(i'' - i'). \quad (9.26)$$

Так как с учетом уравнения (9.13) $i'' - i' = r$, то энтальпия влажного пара:

$$i_x = i' + xr. \quad (9.27)$$

Для влажного пара, как и для любого состояния вещества, справедлива зависимость

$$i_x = u_x + pv_x. \quad (9.28)$$

Отсюда внутренняя энергия влажного пара определяется по уравнению:

$$u_x = i_x - pv_x. \quad (9.29)$$

Энтропия влажного пара определяется по правилу аддитивности уравнением

$$s_x = s''x + (1 - x)s' = s' + x(s'' - s'), \quad (9.30)$$

или

$$s_x = s' + \frac{xr}{T}. \quad (9.31)$$

Из выражений (9.24), (9.26) и (9.30) находим

$$x = \frac{v_x - v'}{v'' - v'} = \frac{i_x - i'}{i'' - i'} = \frac{s_x - s'}{s'' - s'}. \quad (9.32)$$

Теплота парообразования определяется по уравнению:

$$r_x = xr. \quad (9.33)$$

Уравнение (9.32) используется для построения линий постоянной степени сухости x пара в любых диаграммах.

9.3. T, s - ДИАГРАММА ВОДЯНОГО ПАРА

T, s - диаграмма водяного пара называется тепловой диаграммой, так как площадь под линией процесса численно равна количеству подведенной или отведенной теплоты. Наиболее удобно использовать T, s - диаграмму водяного пара при исследовании циклов. На рис. 9.2 представлен изобарный процесс 1–2–3–4 получения пара в T, s - диаграмме.

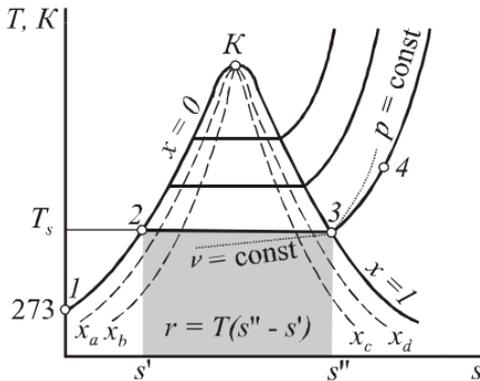


Рис. 9.2. Процесс парообразования в T, s - диаграмме для различных давлений

Процесс 1-2 – это нагрев воды до температуры насыщения (кипения). Площадь под линией процесса равна количеству теплоты идущей на нагрев 1 кг воды от 0°C до температуры кипения при данном давлении, то есть является удельной теплотой воды.

При невысоких давлениях теплоемкость воды практически не зависит от давления, поэтому изобары нагрева воды почти совпадают с по-

граничной кривой жидкости. Процесс 2–3 – это кипение или парообразование при $p = \text{const}$, $T = \text{const}$. Площадь под линией процесса равна теплоте парообразования r . Процесс 3–4 – процесс перегрева пара. Точка 4 определяется заданной температурой перегрева пара и удельной энтропией s . Площадь под линией процесса 3–4 равна теплоте перегрева. Суммарная площадь под кривой 1–2–3–4 процесса на T, s -диаграмме соответствует энтальпии перегретого пара.

9.4. i, s - ДИАГРАММА ВОДЯНОГО ПАРА

Для практических тепловых расчетов паровых процессов наиболее удобной является i, s -диаграмма (рис. 9.3). На этой диаграмме ординатами служат значения энтальпии i , а абсциссами – величины энтропии s .

На i, s -диаграмму наносятся пограничные кривые воды и пара, кривые постоянных давлений, удельных объемов, степеней сухости и температур. Вначале строятся пограничные кривые, для построения которых используются табличные значения энтальпий и энтропий воды и сухого насыщенного пара. За начало координат принимается состояние воды в тройной точке, где $i_0 = 0$, $s_0 = 0$. Поэтому пограничная кривая жидкости выходит из начала координат. Обе пограничные кривые сходятся в критической точке K . Выше критической точки различия между жидкой и парообразной фазами нет и двухфазная область состояния отсутствует. Затем в области влажного пара строятся кривые $p = \text{const}$, $n = \text{const}$, $x = \text{const}$.

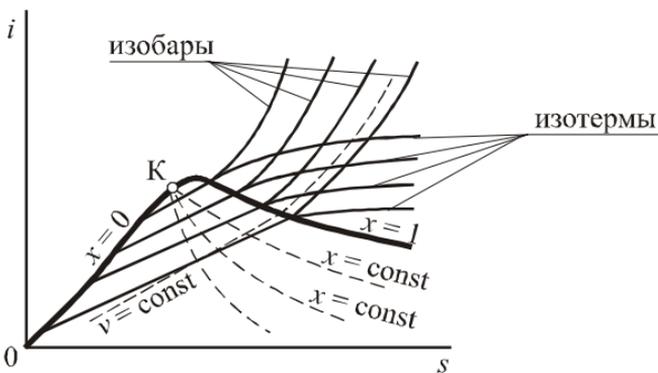


Рис. 9.3. i, s -диаграмма водяного пара

В области влажного насыщенного пара изобары (изотермы) являются прямыми линиями. Все изобары начинаются на пограничной кривой жидкости и пересекаются с пограничной кривой пара.

Обратимый адиабатный процесс в i, s - диаграмме изображается вертикальной прямой, так как $ds = dq/T$ при $dq = 0$, $ds = 0$ и $s = \text{const}$. Поэтому все вертикальные прямые в i, s - диаграмме являются адиабатными.

Для построения кривых $p = \text{const}$, $n = \text{const}$, $T = \text{const}$ в области перегретого пара используются соответствующие значения i и s , приведенные в таблицах перегретого пара.

Использование i, s - диаграммы водяного пара по сравнению с T, s - диаграммой имеет ряд существенных достоинств.

1. Для любой точки на i, s - диаграмме можно найти значения p, v, t, i, s, x .

2. Адиабатные процессы в ней изображаются вертикальными прямыми.

3. Количество теплоты q при $p = \text{const}$ изображается отрезками, а не площадями, как в T, s - диаграмме.

В практических задачах i, s - диаграмма применяется при решении задач на истечение, дросселирование, определение расхода пара машин, расчета турбин и т.д. Обычно полностью i, s - диаграмму не строят, а выполняют лишь ту ее часть, на которой содержатся параметры пара, необходимые для расчетов, что позволяет изображать диаграмму в требуемом масштабе. Наиболее часто используемая рабочая часть i, s - диаграммы приведена на рис. 9.4.

9.5. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ВОДЯНОГО ПАРА

При исследовании термодинамических процессов изменения состояния водяного пара могут встретиться три случая, отличающиеся областью в которой происходит процесс.

В первом случае – это область влажного насыщенного пара, во втором – область перегретого пара, а в третьем – процесс изменения состояния происходит частично в области влажного насыщенного, а частично в области перегретого пара.

Термодинамические расчеты можно проводить аналитическим методом с применением таблиц воды и водяного пара или графическим методом с применением специальных диаграмм. Графический метод расчета отличается простотой, наглядностью и универсальностью. Универсальность метода состоит в том, что его можно использовать для всех процессов как в области насыщенных, так и в области перегретых паров, поэтому данный метод рекомендуется как основной метод расчетов процессов водяного пара. Метод расчета по таблицам воды и водяного пара применяется исключительно в случаях особо точных расчетов.

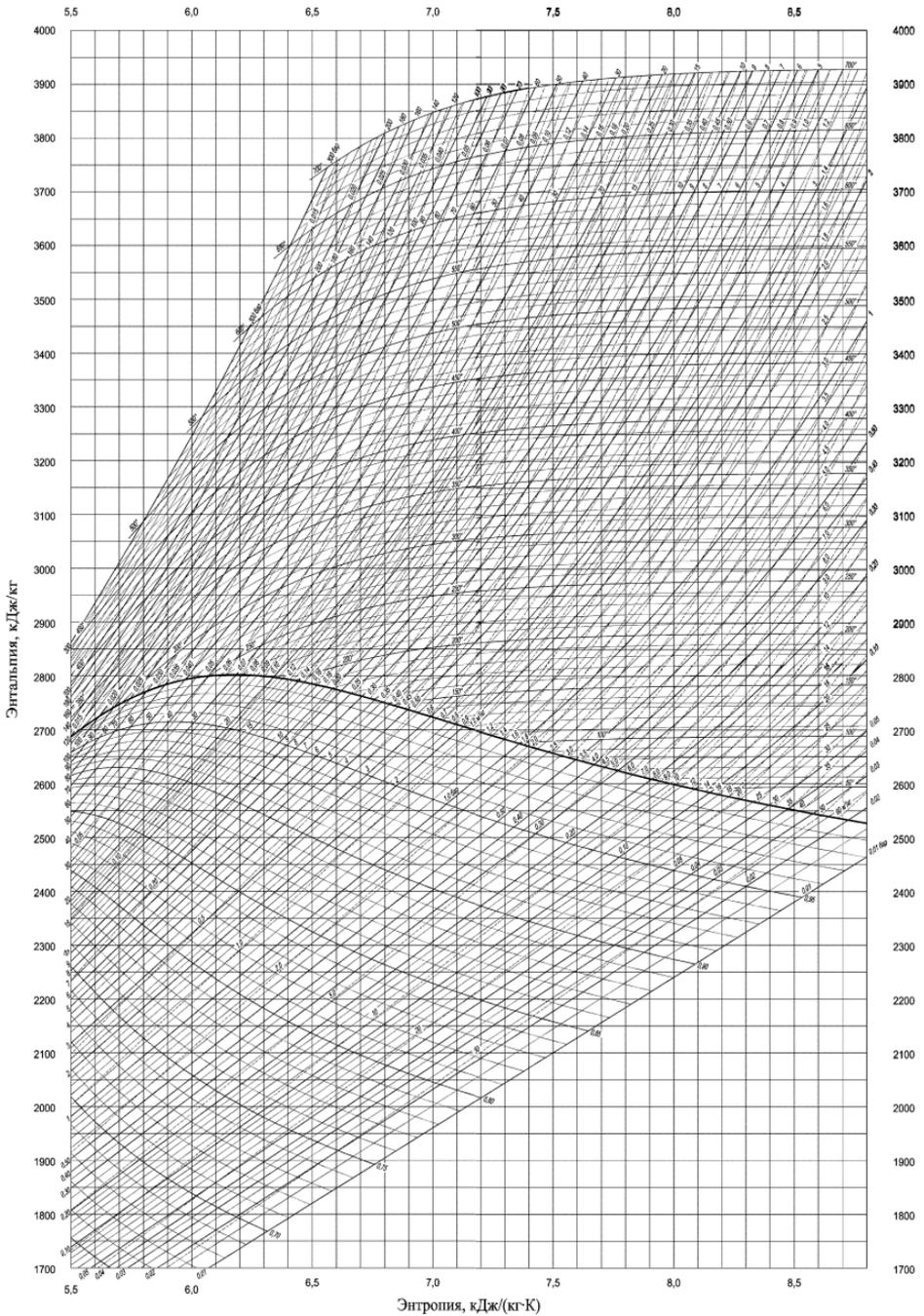


Рис. 9.4. i, s - диаграмма водяного пара

Изохорный процесс

Изохоры водяного пара в p, v -, T, s - и i, s - диаграммах имеют вид, показанный на рис. 9.5.

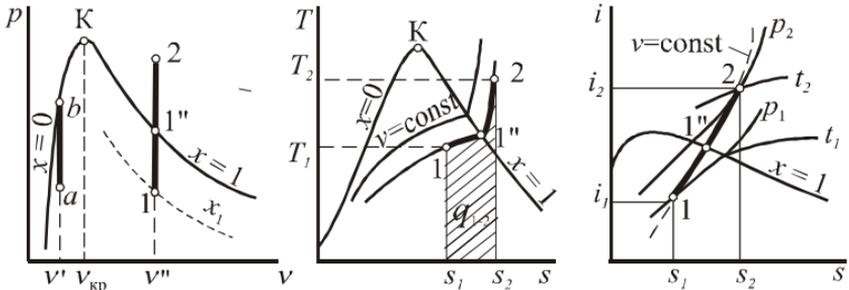


Рис. 9.5. Изохорное изменение состояния пара

Для всех изохорных процессов влажного пара возможны два случая: первый, когда удельный объем меньше критического (процесс $a-b$ в p, v - диаграмме рис. 9.5); второй, когда удельный объем больше критического (процесс $1-2$ на p, v - диаграмме).

При подводе теплоты к влажному пару в первом случае происходит уменьшение степени сухости влажного пара и в точке b пересечения изохоры с пограничной кривой жидкости влажный пар полностью превращается в воду. При этом температура и давление повышаются. Во втором случае подвод теплоты к влажному пару приводит к повышению степени сухости влажного пара. В точке $1''$ пар становится сухим насыщенным. Дальнейший подвод теплоты к пару приводит к его перегреву.

Так как в изохорном процессе $dn = 0$, то внешняя работа в нем равна нулю и подводимое количество теплоты q_{1-2} в данном процессе расходуется на изменение его внутренней энергии, то есть

$$q_{1-2} = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 n) - (i_1 - p_1 n) = i_2 - i_1 - n(p_2 - p_1). \quad (9.34)$$

На T, s - диаграмме количество теплоты q_{1-2} , подведенное в изохорном процессе, изображается заштрихованной площадью.

Изобарный процесс

На рис. 9.6 приведен изобарный процесс в p, v -, T, s - и i, s - диаграммах. На p, v - диаграмме изобара изображается горизонтальной прямой $1-2$. В области влажного насыщенного пара изобара является одновременно и изотермой. При подводе теплоты к влажному насыщенному пару степень сухости его увеличивается и влажный пар при $T = \text{const}$ переходит в сухой насыщенный пар, а затем в перегретый.

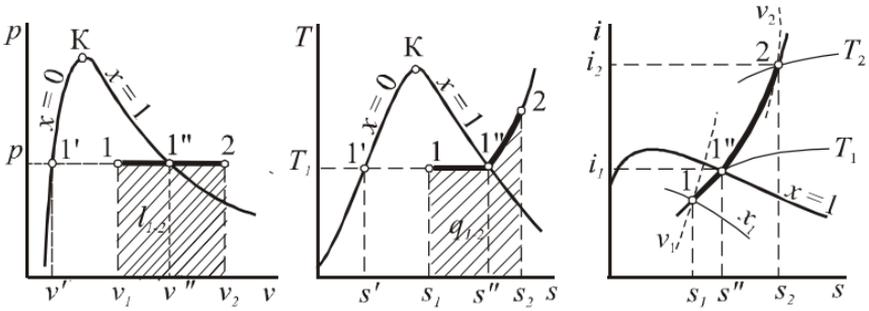


Рис. 9.6. Изобарное изменение состояния пара

Количество теплоты, подводимое к пару в изобарном процессе, рассчитывается по уравнению

$$q_{1-2} = i_2 - i_1. \quad (9.35)$$

На T, s -диаграмме это количество теплоты равно заштрихованной площади $1-2-s_2-s_1$, а на i, s -диаграмме оно равно разности ординат точек 2 и 1.

Работа процесса расширения на p, v -диаграмме равна заштрихованной площади $1-2-v_2-v_1$ и определяется по уравнению

$$l_{1-2} = p(n_2 - n_1). \quad (9.36)$$

Изменение внутренней энергии пара в изобарном процессе

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - pn_2) - (i_1 - pn_1) = i_2 - i_1 - p(n_2 - n_1). \quad (9.37)$$

Для процесса, протекающего в области влажного пара при $p = \text{const}$ по уравнению (9.24) имеем

$$n_1 = n' + x_1(n'' - n'); \quad (9.38)$$

$$n_2 = n'' + x_2(n'' - n'). \quad (9.39)$$

Отсюда находим

$$x_2 = \frac{x_1(n_2 - n')}{n_1 - n'}. \quad (9.40)$$

Удельные объемы n' , n'' определяются по таблицам насыщенного пара при заданном $p = \text{const}$.

Изотермический процесс

Изотермический процесс 1–2 в различных диаграммах изображен на рис. 9.7. Начальная точка 1 лежит в области влажного насыщенного пара, а конечная точка 2 – в области перегретого пара.

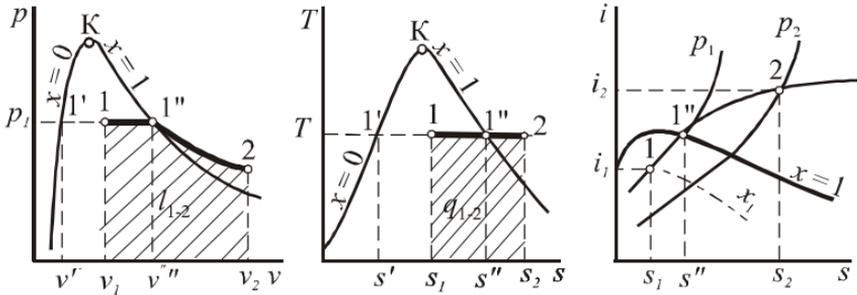


Рис. 9.7. Изотермическое изменение состояния пара

В области влажного пара в p, v -диаграмме изотерма изображается горизонтальной прямой, которая одновременно является изобарой. В области перегретого пара она переходит в гиперболическую кривую. Из p, v -диаграммы видно, что при изотермическом перегреве пара его давление уменьшается.

В T, s -диаграмме изотермический процесс полностью изображается отрезком горизонтальной прямой.

В i, s -диаграмме изотерма в области влажного пара представляет собой наклонную прямую, которая одновременно является изобарой, а в области перегретого пара – кривую, направленную выпуклостью вверх.

Удельное количество теплоты, подведенное в изотермическом процессе 1–2 (расширение пара), определяется по формуле

$$q_{1-2} = T(s_2 - s_1). \quad (9.41)$$

В T, s -диаграмме количество теплоты q_{1-2} равно заштрихованной площади 1–2– s_2 – s_1 .

Для водяного пара, как и для любого реального газа, внутренняя энергия в изотермическом процессе в отличие от внутренней энергии идеального газа изменяется вследствие изменения потенциальной энергии сил взаимодействия между молекулами. Изменение внутренней энергии можно определить по формуле

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 n_2) - (i_1 - p_1 n_1) = i_2 - i_1 - (p_2 n_2 - p_1 n_1). \quad (9.42)$$

Работа расширения пара определяется из уравнения

$$l = q - \Delta u = T(s_2 - s_1) - (i_2 - i_1) + (p_2 n_2 - p_1 n_1). \quad (9.43)$$

Адиабатный процесс

На рис. 9.8. приведен адиабатный процесс расширения водяного пара в p, v -, T, s - и i, s - диаграммах.

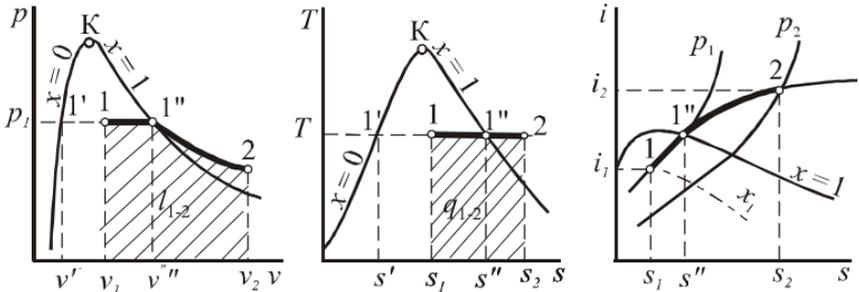


Рис. 9.8. Адиабатное изменение состояния водяного пара

Равновесный адиабатный процесс протекает при постоянстве энтропии, поэтому на T, s - и i, s - диаграммах адиабаты изображаются вертикальными прямыми линиями.

При адиабатном расширении влажный пар либо подсушивается (процесс $a-b$), либо увлажняется (процесс $1-2$).

На p, v - диаграмме адиабатный процесс представляет собой кривую, напоминающую гиперболу. Эта кривая может быть приближенно описана уравнением

$$pv^k = \text{const.} \quad (9.44)$$

В этом уравнении показатель адиабаты $k \neq c_p / c_u$ (равенство справедливо только для идеального газа), а является чисто эмпирической величиной. В области влажного насыщенного пара показатель степени k определяется по выражению $k = 1,035 + 0,1x$. Значение степени сухости x влажного пара при его расширении принимается в начальном, а при сжатии – в конечном состоянии процесса. Для адиабаты, начинающейся или заканчивающейся на пограничной кривой пара (при $x = 1$), коэффициент $k = 1,135$. Для адиабаты, полностью расположенной в области перегретого пара, показатель адиабаты $k = 1,3$. Точный расчет адиабатных процессов производится с помощью справочных таблиц.

Для адиабатного процесса $q_{1-2} = 0$, и следовательно работа адиабатного процесса определяется из соотношения

$$l_{1-2} = -\Delta u = u_1 - u_2 = (i_1 - p_1 n_1) - (i_2 - p_2 n_2) = i_1 - i_2 - (p_1 n_1 - p_2 n_2). \quad (9.45)$$

Изменение внутренней энергии

$$\Delta u = (i_2 - p_2 n_2) - (i_1 - p_1 n_1). \quad (9.46)$$

ЗАДАЧИ

1. Определить температуру, удельный объем, плотность, энтальпию и энтропию сухого насыщенного пара при давлении $p = 0,1$ МПа.

2. Сухой насыщенный пар имеет давление $p = 0,5$ МПа. Определить все остальные параметры пара.

3. При давлении $p = 1,0$ МПа вода нагрета до 170°C . Наступило ли кипение? На сколько градусов нужно нагреть воду, чтобы началось кипение?

4. На паропроводе насыщенного пара установлен термометр, показывающий 140°C . Каково было бы показание манометра на этом паропроводе?

5. Манометр парового котла показывает давление $p = 0,5$ МПа. Показание барометра $p = 0,1$ МПа. Считая пар сухим насыщенным, определить его температуру, удельный объем, плотность и энтальпию.

6. Определить состояние водяного пара, если давление его $p = 0,6$ МПа, а удельный объем $v = 0,3$ м³/кг.

Решение

Давлению 0,6 МПа соответствует удельный объем сухого насыщенного пара $v'' = 0,3156$ м³/кг. Так как для заданного состояния $v'' > v$, то пар является влажным. Степень сухости пара определяется по уравнению

$$x = \frac{n_x - n'}{n'' - n'} = \frac{0,3 - 0,0011}{0,3156 - 0,0011} = 0,95.$$

7. Найти состояние водяного пара, если давление его $p = 1$ МПа, а степень сухости $x = 0,95$.

8. Найти массу, внутреннюю энергию, энтальпию и энтропию 6 м³ насыщенного водяного пара при давлении $p = 1,2$ МПа и степени сухости пара $x = 0,9$.

Решение

Удельный объем влажного пара определяем по формуле

$$n_x = n''x + (1 - x)n'.$$

Для степеней сухости пара $x > 0,8$ и для давлений до 3 МПа можно пренебречь последним членом равенства, тогда удельный объем влажного пара

$$n_x = n''x = 0,1633 \cdot 0,9 = 0,147 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Масса пара

$$M = \frac{V}{n} = \frac{6}{0,147} = 40,8 \text{ кг}.$$

Внутренняя энергия пара

$$U_x = M(i_x - pn_x).$$

Энтальпия пара

$$I_x = Mi_x = 40,8(798,3 + 1987 \cdot 0,9) = 105521 \text{ кДж.}$$

Следовательно,

$$U_x = 40,8(2586,3 - 1,2 \cdot 10^3 \cdot 0,147) = 98324 \text{ кДж.}$$

Энтропия пара

$$\begin{aligned} S_x &= Ms_x = M[s' + (s'' - s')_x] = 40,8[2,216 + 0,9(6,523 - 2,216)] = \\ &= 40,8 \cdot 6,092 = 248,6 \text{ кДж / К.} \end{aligned}$$

9. Найти массу 50 м^3 пара при давлении $p = 1,2 \text{ МПа}$ и степени сухости пара $x = 0,9$.

10. Определить массу 20 м^3 пара при давлении $p = 1,5 \text{ МПа}$ и степени влажности 10% .

11. Найти количество теплоты, затрачиваемой на получение 1 кг пара при давлении $p = 1,2 \text{ МПа}$ и степени сухости пара $x = 0,9$, если температура питательной воды 40°C .

12. Определить количество теплоты, затрачиваемой на перегрев 1 кг влажного пара при давлении $p = 1,5 \text{ МПа}$. и степени сухости пара $x = 0,92$ до температуры 340°C .

13. Через пароперегреватель парового котла проходит 10 т пара в час. Степень сухости пара до пароперегревателя $x = 0,98$, а давление $p = 6 \text{ МПа}$. Температура пара после пароперегревателя 500°C . Определить количество теплоты, воспринятой пароперегревателем, принимая его КПД равным $0,98$.

14. Найти диаметр паропровода, по которому протекает сухой насыщенный пар при давлении $p = 1,5 \text{ МПа}$. Расход пара $M = 600 \text{ кг/ч}$. Скорость пара $w = 40 \text{ м/с}$.

15. Паровая турбина расходует 55000 кг/ч пара. Отработавший в турбине пар поступает в конденсатор при давлении $p = 0,004 \text{ МПа}$ и степени сухости $x = 0,94$. Определить часовой расход охлаждающей воды, если ее начальная температура $t_1 = 10^\circ\text{C}$, а конечная $t_2 = 24^\circ\text{C}$. Температура конденсата соответствует температуре насыщения.

16. В паровом котле находится 25 м^3 воды при давлении $3,5 \text{ МПа}$ и температуре насыщения. Какое количество пара по массе и объему образовалось бы в котле, если бы давление в нем упало до $0,1 \text{ МПа}$?

17. В пароперегреватель парового котла поступает пар в количестве $G = 10$ т/ч при давлении $p = 5$ МПа и со степенью сухости $x = 0,98$. Количество теплоты, сообщаемой пару в пароперегревателе при постоянном давлении, составляет 5650 МДж/ч. Определить температуру пара на выходе из пароперегревателя.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какие кривые на диаграммах водяного пара называются пограничными кривыми?
2. Как называется точка, в которой сходятся нижняя и верхняя пограничные кривые?
3. Что называется степенью сухости водяного пара?
4. Какой пар называется сухим насыщенным?
5. Что называется степенью влажности водяного пара?
6. Какой пар называется перегретым?
7. Что называется степенью перегрева водяного пара и как она определяется?
8. Какие значения удельной энтальпии, энтропии и внутренней энергии воды в тройной точке приняты в технической термодинамике?
9. Что называется удельной теплотой воды?
10. Что называется удельной теплотой парообразования?
11. Что называется внутренней и внешней теплотой парообразования?
12. Как изменяется теплота парообразования с повышением температуры и давления?
13. Как изменяется температура, удельный объем, энтальпия, энтропия и плотность пара с увеличением степени перегрева сухого насыщенного пара?
14. Что называется теплотой перегрева и как она определяется?
15. Чему равна площадь под линией процесса в T, s - диаграмме?
16. Какой пар называется влажным насыщенным?
17. Как изменяется степень сухости пара при подводе к нему теплоты в изохорном процессе?
18. Изменяется ли внутренняя энергия в изотермическом процессе?
19. Как определяется показатель адиабаты в области влажного насыщенного пара?

10. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

10.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Влажный воздух представляет собой один из частных случаев газовой смеси. В теплотехнике с влажным воздухом приходится иметь дело в процессе сушки материалов, а также в случаях использования воздуха в качестве теплоносителя в контактных теплообменниках.

Сухой воздух в нижних слоях атмосферы имеет практически постоянный состав в любом районе земного шара благодаря постоянно протекающей диффузии (таблица 10.1).

Таблица 10.1

Состав атмосферного воздуха (сухого)

| Газ | Содержание, об. % | Молекулярная масса |
|----------------|----------------------|--------------------|
| Азот | 78,09 | 28,016 |
| Кислород | 20,95 | 32,000 |
| Аргон | 0,93 | 39,944 |
| Углекислый газ | 0,03 | 44,010 |
| Неон | $1,80 \cdot 10^{-3}$ | 20,183 |
| Гелий | $5,24 \cdot 10^{-4}$ | 4,003 |
| Криптон | $1,0 \cdot 10^{-4}$ | 83,80 |
| Ксенон | $8,0 \cdot 10^{-6}$ | 131,30 |
| Водород | $5,0 \cdot 10^{-5}$ | 2,016 |
| Озон | $1,0 \cdot 10^{-6}$ | 48,000 |

Примечание. Средняя молекулярная масса сухого воздуха 28,96

В теплотехнике рассматривают влажный воздух как смесь двух газов – сухого воздуха с молекулярной массой $\mu_v = 28,966$ и водяного пара с молекулярной массой $\mu_n = 18,016$, по отношению к которой нельзя воспользоваться общими для газовых смесей закономерностями. Это связано с тем, что количество водяного пара во влажном воздухе не может быть произвольным, в зависимости от температуры и давления смеси оно не может превышать определенной величины.

Рассматривая влажный воздух при сравнительно невысоких (близких к атмосферному) давлениях, можно рассматривать сухой воздух и содержащийся в нем водяной пар как идеальные газы.

По закону Дальтона давление влажного воздуха

$$p = p_v + p_n, \quad (10.1)$$

где p – давление влажного воздуха, p_v – парциальное давление сухого воздуха, p_n – парциальное давление водяного пара.

Максимальное парциальное давление водяного пара при заданной температуре называется **давлением насыщения** и обозначается p_s .

Влажный воздух, содержащий максимально возможное количество водяного пара при заданной температуре называется **насыщенным**.

Влажный воздух, в котором парциальное давление пара p_n меньше p_s , называется **ненасыщенным**. При этом водяной пар, содержащийся в нем, находится в перегретом состоянии.

Если ненасыщенный влажный воздух охлаждать при постоянном давлении, то можно достигнуть состояния, при котором p_n станет равным p_s . Температура влажного воздуха, при которой парциальное давление пара становится равным давлению насыщения называется **температурой точки росы**.

При дальнейшем охлаждении пар станет влажным и начнет конденсироваться.

Основными характеристиками влажного воздуха являются относительная влажность, влагосодержание и степень насыщения.

Относительной влажностью j называют отношение парциального давления водяного пара p_n , содержащегося во влажном воздухе, к давлению насыщения водяного пара при данной температуре p_s (то есть к максимально возможному парциальному давлению водяного пара при этой температуре):

$$\phi = \frac{p_n}{p_s} . \quad (10.2)$$

Значение ϕ можно выражать в долях единицы или в процентах. Относительная влажность может изменяться от 0 до 1 (или от 0 до 100 %). Значение $\phi = 0$ соответствует сухому воздуху, $\phi = 1$ – насыщенному.

Влагосодержание x влажного воздуха – это отношение массы водяного пара m_n , содержащегося во влажном воздухе, к массе m_B сухого воздуха:

$$x = \frac{m_n}{m_B} . \quad (10.3)$$

Величина x определяет массу пара, содержащегося в 1 кг сухого воздуха или в $(1 + x)$ кг влажного воздуха. Величину влагосодержания x можно определить, записав универсальное уравнение состояния идеального газа $pV = m/\mu R_\mu T$ для сухого воздуха и водяного пара, выразив из них массы сухого воздуха и водяного пара и подставив их в выражение (10.3). В результате получаем

$$x = \frac{\mu_n p_n}{\mu_B p_B} , \quad (10.4)$$

где μ_v и μ_n – молекулярные массы сухого воздуха и водяного пара.

Подставляя численные значения молекулярных масс сухого воздуха и водяного пара в уравнение (10.4) и с учетом (10.1) получаем

$$x = 0,622 \frac{P_n}{P - P_n} \quad (10.5)$$

Для измерения влажности часто применяют прибор – психрометр, который состоит из сухого и мокрого термометров. С помощью специальных психометрических таблиц по температурам сухого и мокрого термометров можно определить относительную влажность воздуха.

В мокром термометре ртутный шарик обернут тканью, смоченной водой. Влажный воздух принудительно омывает головки термометров. Сухой термометр показывает температуру влажного воздуха, а мокрый термометр – температуру воды, содержащейся во влажной ткани. При обдуве, если воздух не насыщенный водяным паром, происходит испарение воды с поверхности ткани и температура ткани и показания термометра понижаются. Теплота, необходимая для парообразования, отбирается от воздуха. Температура воздуха при этом снижается, и это же количество теплоты, идущее на парообразование, возвращается воздуху с водяным паром. Следовательно, процесс является адиабатным.

Другими словами, температура мокрого термометра – это температура насыщения воздуха при постоянной энтальпии, а температура точки росы – это температура насыщения воздуха при постоянном влагосодержании.

Плотность влажного воздуха можно определить из уравнения состояния (2.5):

$$\rho = \frac{P}{R_{cm} T}, \quad (10.6)$$

где R_{cm} – газовая постоянная влажного воздуха, численное значение которой можно рассчитать по уравнению (2.21):

$$R_{cm} = \frac{8314}{\frac{P - P_n}{P} 28,96 + \frac{P_n}{P} 18,016}. \quad (10.7)$$

Подставляя уравнение (10.7) в уравнение (10.6) после преобразования получим плотность влажного воздуха:

$$\rho = \frac{28,96P - 10,94P_n}{8314T}. \quad (10.8)$$

Из этого соотношения следует, что чем больше влажность воздуха (то есть, чем выше парциальное давление водяного пара в воздухе), тем меньше плотность воздуха. Следовательно, влажный воздух всегда легче, чем сухой.

Энтальпия влажного воздуха I рассчитывается как сумма энтальпий 1 кг сухого воздуха и x кг водяного пара, то есть

$$I = i_{\text{в}} + x i_{\text{п}}. \quad (10.9)$$

Энтальпия 1 кг сухого воздуха

$$i_{\text{в}} = c_{\text{пв}} t \quad (10.10)$$

Энтальпия перегретого водяного пара при температуре t и давлении p рассчитывается по формуле

$$i_{\text{п}} = r_0 + \int_0^t c_{\text{пн}} dt + \int_{p_0}^p \left(\frac{\partial t}{\partial p} \right)_T dp, \quad (10.11)$$

где r_0 – скрытая теплота парообразования при $t = 0^\circ\text{C}$; $c_{\text{пн}}$ – теплоемкость водяного пара на изобаре; $p_0 \approx 611$ Па (давление насыщения при $t = 0^\circ\text{C}$).

Последнее слагаемое определяет изменение энтальпии с повышением давления на изотерме t .

Рассматривая пар как идеальный газ, для которого теплоемкость и удельная энтальпия не зависят от давления, уравнение (10.10) можно записать в виде

$$i_{\text{п}} = r_0 + c_{\text{пн}} t. \quad (10.12)$$

Подставив в уравнение (10.12) численные значения теплоемкости и удельной теплоты парообразования, получаем:

$$i_{\text{п}} = 2501 + 1,93t, \quad \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}. \quad (10.13)$$

После подстановки в уравнение (10.9) значений $i_{\text{в}}$ и $i_{\text{п}}$ из уравнений (10.10) и (10.13), уравнение для определения энтальпии влажного воздуха примет вид

$$I = t + x(2501 + 1,93t), \quad \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}. \quad (10.14)$$

10.2. I, x - ДИАГРАММА ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

При различных расчетах и исследованиях термодинамических процессов, проходящих при давлении близком к атмосферному и связанных с влажным воздухом, удобно пользоваться I, x - диаграммой, предложенной русским ученым Л. К. Рамзиным. I, x - диаграмма влажного воздуха показана на рис. 10.1. В этой диаграмме по оси абсцисс отложено влагосодержание x , а по оси ординат – энтальпия влажного воздуха (на 1 кг сухого воздуха).

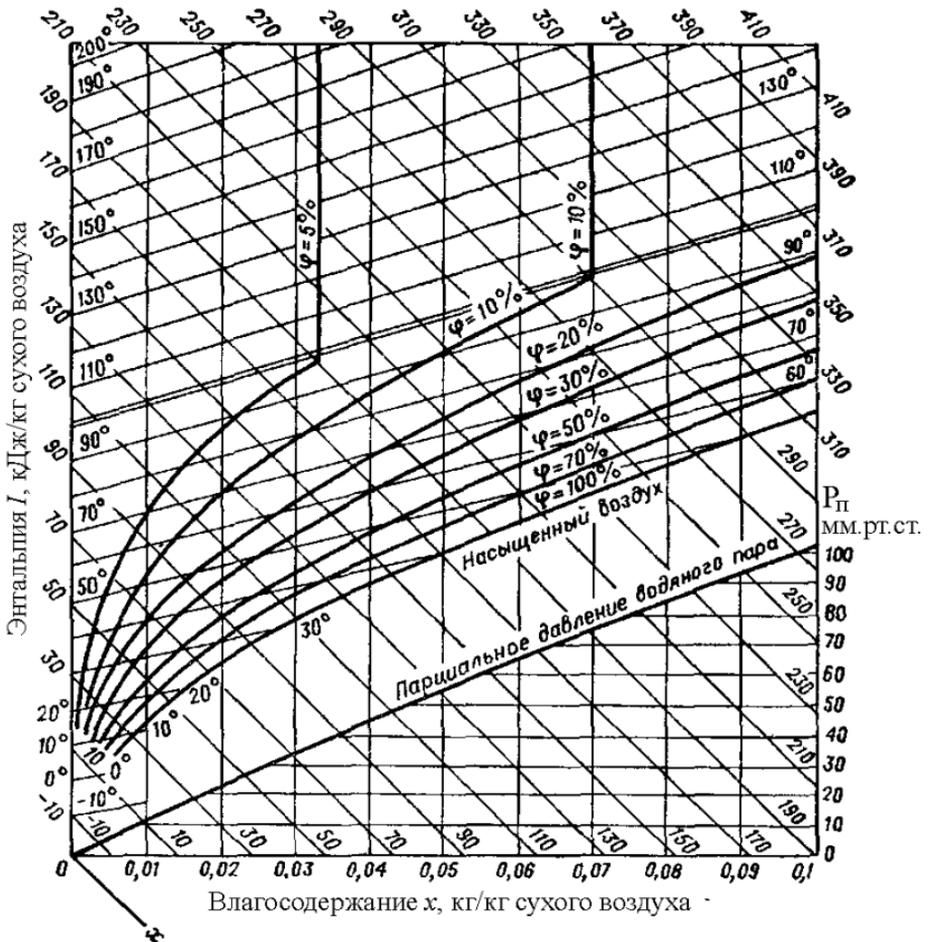


Рис. 10.1. I, x - диаграмма влажного воздуха

Диаграмма строится в косоугольных координатах с углом между адиабатами и линиями постоянных влагосодержаний, равным 135° . За начало координат принята точка 0, в которой температура, влагосодержание и энтальпия равны 0. На I, x - диаграмме представлены линии отражающие зависимость $I = f(x)$, $t = \text{const}$, $\phi = \text{const}$, и линия парциальных давлений водяного пара p_n содержащегося в воздухе.

Линия $\phi = 100\%$ – пограничная кривая, которая характеризует состояние насыщенного воздуха. Выше этой кривой водяной пар, содержащийся в воздухе, находится в перегретом состоянии, а ниже – во влажном состоянии (область тумана). Любая точка I, x - диаграммы характеризует определенное состояние влажного воздуха, а изменение этого состояния характеризуется линией процесса.

I, x - диаграмма позволяет по любым двум параметрам влажного воздуха определить все остальные параметры.

Процессы, проходящие при кондиционировании воздуха, в сушильных камерах, а также в контактных теплообменниках, где одним из теплоносителей является влажный воздух, полностью могут быть изображены в I, x – диаграмме. С достаточной точностью для теплотехнических расчетов можно применять I, x - диаграмму влажного воздуха для определения изменения параметров и построения процессов, проходящих с газовой смесью воздуха и топочных газов. Примеры расчет с использованием I, x - диаграмм приведены в работах [3, 4].

I, x - диаграмма позволяет весьма просто исследовать процесс смешения двух потоков влажного воздуха. Для этого строятся точки, соответствующие параметрам одного и второго потока, точки соединяются линией, которая делится точкой на две части, пропорциональные массе (массовому расходу) потоков. Точка разбиения и будет определять параметры смеси.

ЗАДАЧИ

1. Определить влагосодержание воздуха при температуре $t = 50^{\circ}\text{C}$ и барометрическом давлении $B = 745$ мм рт. ст., если относительная влажность воздуха $\phi = 70\%$.

2. Определить с помощью I, x - диаграммы влажного воздуха все параметры воздуха, если известна температура мокрого термометра $t_m = 30^{\circ}\text{C}$ и температура точки росы $t_p = 20^{\circ}\text{C}$.

3. Наружный воздух, имеющий температуру $t = 20^{\circ}\text{C}$ и влагосодержание $x = 0,01$ кг/кг сухого воздуха, подогревается до температуры $t = 50^{\circ}\text{C}$. Определить относительную влажность и плотность наружного и подогретого воздуха.

4. Во влажный воздух с параметрами $\phi = 10\%$ и $t = 80^\circ\text{C}$ испаряется вода при адиабатных условиях. Относительная влажность при этом повышается до 90% . Определить температуру и влагосодержание воздуха в конечном состоянии.

5. Для сушки используют воздух при температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$ и влагосодержании $x = 0,005$ кг/кг сухого воздуха. В калорифере его подогревают до $t_2 = 90^\circ\text{C}$ и направляют в сушильную камеру, откуда он выходит при температуре $t_b = 40^\circ\text{C}$. Определить конечное влагосодержание воздуха, расход воздуха и удельный расход теплоты на сушку.

6. Газовый двигатель всасывает 600 м³/ч воздуха при температуре $t_b = 30^\circ\text{C}$ и относительной влажности $\phi = 50\%$. Какое количество водяного пара всасывает двигатель в час?

7. Для использования теплоты газов, уходящих из паровых котлов, в газоходах последних устанавливают водоподогреватели, называемые водяными экономайзерами. Минимально допустимая температура воды, поступающей в экономайзер, должна быть по крайней мере на 10°C выше точки росы водяных паров, содержащихся в продуктах сгорания. В противном случае возможна конденсация паров на трубах экономайзера и коррозия металла, особенно если в уходящих газах присутствует продукт сгорания серы SO_2 . Определить допустимую температуру питательной воды, если масса продуктов сгорания $G_{\text{пс}} = 9,6$ кг/кг, а масса водяных паров в продуктах сгорания $G_{\text{п}} = 0,46$ м³/кг. Давление продуктов сгорания в газоходе экономайзера равно 745 мм рт. ст.

8. Определить параметры смеси, состоящей из двух равных частей воздуха со следующими параметрами: $t_1 = 20^\circ\text{C}$ и влагосодержании $x_1 = 0,005$ кг/кг сухого воздуха; $t_2 = 90^\circ\text{C}$ и относительная влажность $\phi = 10\%$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Какой воздух называется насыщенным?
2. В каком состоянии водяной пар находится в ненасыщенном воздухе?
3. Что называется температурой точки росы?
4. Что называется относительной влажностью воздуха?
5. Что называется влагосодержанием воздуха?
6. Как определяется влагосодержание влажного воздуха?
7. Как определяется плотность влажного воздуха?
8. Как рассчитывается энтальпия влажного воздуха?

11. ПРОЦЕССЫ ТЕЧЕНИЯ ГАЗОВ И ЖИДКОСТЕЙ

11.1. УРАВНЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ ДЛЯ ПОТОКА

Рассмотрим течение жидкости или газа в канале произвольной формы (рис.11.1).

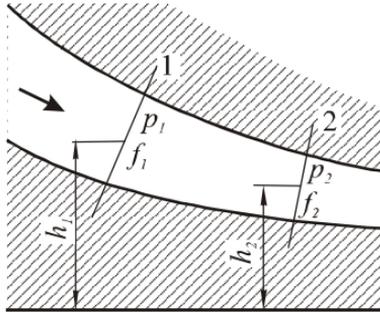


Рис. 1.1 Течение жидкости в канале произвольной формы

Площадь сечения 1 канала обозначим через f_1 , а сечения 2 – через f_2 . Давления, которые имеет движущееся вещество в сечениях 1 и 2, обозначим соответственно через p_1 и p_2 . Количество вещества, проходящего через поперечное сечение канала в единицу времени (массовый расход) обозначим через G . В соответствии с известным из гидравлики принципом неразрывности потока массовый расход стационарного потока одинаков для любого сечения канала ($G = \text{const}$).

Определим работу, совершаемую потоком. Она может включать пять частей: работу проталкивания $L_{\text{прот}}$, изменение кинетической энергии потока $\Delta E_{\text{кин}}$, изменение потенциальной энергии $L_{\text{пот}}$, техническую работу $L_{\text{тех}}$, совершаемую потоком, и работу на преодоление сил трения на стенках канала $L_{\text{тр}}$.

Для того чтобы ввести в рассматриваемый участок канала через сечение 1 в единицу времени порцию жидкости массой G , нужно затратить некоторую работу, расходуемую на то, чтобы вытолкнуть из рассматриваемого участка канала такую же порцию жидкости и освободить тем самым место для поступающей новой порции жидкости.

Работа, производимая над потоком для его прохождения через сечение 1, имеет вид

$$L_1 = -p_1 v_1 G. \quad (11.1)$$

Так как работа L_1 совершается над потоком, она имеет знак минус.

Работа, которую производит порция жидкости в сечении 2, рассчитывается аналогично

$$L_2 = p_2 v_2 G \quad (11.2)$$

Таким образом при протекании жидкости через участок канала между сечениями 1 и 2 совершается работа проталкивания

$$L_{\text{прот}} = L_1 + L_2, \quad (11.3)$$

или

$$L_{\text{прот}} = (p_2 v_2 - p_1 v_1) G. \quad (11.4)$$

Если скорость потока в сечении 2 отличается от скорости потока в сечении 1, то для изменения кинетической энергии потока должна быть сообщена энергия

$$\Delta E_{\text{кин}} = G \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right). \quad (11.5)$$

Если сечения 1 и 2 расположены на разной высоте, то должна быть затрачена работа для того, чтобы поднять рассматриваемую порцию жидкости потока с одной высоты на другую. Эта работа равна изменению потенциальной энергии порции жидкости массой G

$$L_{\text{пот}} = Gg(h_2 - h_1). \quad (11.6)$$

В общем случае поток может совершать другие виды работы на пути между сечениями 1 и 2, например выполнять механическую работу для вращения колеса турбины, то есть совершать техническую работу. Также часть энергии потока затрачивается на преодоление сил трения на стенках канала.

Следовательно, работа, которую совершает движущийся поток жидкости в общем случае имеет вид

$$L_{1-2} = G(p_2 v_2 - p_1 v_1) + G \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + Gg(h_2 - h_1) + L_{\text{техн}} + L_{\text{тр}}. \quad (11.7)$$

Подставляя соотношение (11.7), для одного килограмма рабочего тела в уравнение первого закона термодинамики и деля обе части этого

уравнения на расход G получаем изменение удельной теплоты, сообщенной потоку:

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + g(h_2 - h_1) + l_{\text{техн}} + l_{\text{тр}}. \quad (11.8)$$

В дифференциальной форме это уравнение запишется в виде

$$dq = du + d(pv) + wdw + gdh + dl_{\text{техн}} + dl_{\text{тр}}. \quad (11.9)$$

С учетом того, что $i = u + pv$, получаем:

$$q_{1-2} = (i_2 - i_1) + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + g(h_2 - h_1) + l_{\text{техн}} + l_{\text{тр}}. \quad (11.10)$$

или

$$q_{1-2} = di + wdw + gdh + dl_{\text{техн}} + dl_{\text{тр}}. \quad (11.11)$$

Уравнения (11.10) и (11.11) представляют собой запись первого закона термодинамики для потока.

Для горизонтального потока, который не совершает техническую работу и который течет без трения:

$$wdw = -vdp. \quad (11.12)$$

11.2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ПРОЦЕССОВ ТЕЧЕНИЯ

Для большинства технически важных задач представляет интерес рассмотрения случая адиабатного течения.

$$di + wdw = 0 \quad (11.13)$$

Из уравнения (11.13) видно, что если адиабатный поток ускоряется ($dw > 0$), то его энтальпия уменьшается ($di < 0$), и наоборот. Иными словами, ускорение адиабатного потока происходит за счет уменьшения его энтальпии.

Для случая адиабатного течения при отсутствии технической работы уравнение первого закона термодинамики для потока имеет вид:

$$u_1 + p_1 v_1 + \frac{w_1^2}{2} + gh_1 = u_2 + p_2 v_2 + \frac{w_2^2}{2} + gh_2 \quad (11.14)$$

Если жидкость несжимаема, то $v_1 = v_2 = v$ и $dv = 0$, уравнение (11.14) приобретает вид

$$p_1 v + \frac{w_1^2}{2} + gh_1 = p_2 v + \frac{w_2^2}{2} + gh_2 \quad (11.15)$$

С учетом того, что $v = 1/\rho$, где ρ – плотность, получаем

$$p_1 + \frac{\rho w_1^2}{2} + \rho gh_1 = p_2 + \frac{\rho w_2^2}{2} + \rho gh_2. \quad (11.16)$$

Уравнение (11.16), представляющее собой запись первого закона термодинамики для обратимого адиабатного потока несжимаемой жидкости, носит название **уравнения Бернулли**.

Интегрируя уравнение (11.13) между двумя точками потока, получаем:

$$i_1 - i_2 = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}, \quad (11.17)$$

откуда

$$w_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2) + w_1^2}. \quad (11.18)$$

Уравнение (11.18) показывает, как определить скорость адиабатного потока в точке 2, если известна скорость в точке 1 и перепад энтальпий в точках 1 и 2. Из уравнения (11.12) следует, что если давление при движении потока падает, то скорость потока возрастает, и наоборот.

Интегрируя соотношение (11.12), имеем:

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (11.19)$$

или, что, то же самое,

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = \int_{p_2}^{p_1} v dp. \quad (11.20)$$

Отсюда

$$w_2 = \sqrt{2 \int_{p_2}^{p_1} v dp + w_1^2}. \quad (11.21)$$

Уравнение (11.21) позволяет определить значение скорости потока в точке 2 по известной скорости в точке 1, если известно значение интеграла (11.19).

Для реальных газов и жидкостей этот интеграл вычисляется по экспериментальным данным зависимостей между p , v , T численными методами, а для идеальных газов – по уравнению адиабаты.

Величина, определенная по уравнению (11.20), представляет собой разность работы расширения потока и работы проталкивания:

$$\int_{p_2}^{p_1} v dp = \int_{u_1}^{u_2} p dv - (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (11.22)$$

Работа проталкивания обязательно имеется для любого течения. Поэтому из работы, совершаемой потоком при его расширении, может быть полезно использована лишь часть, оставшаяся за вычетом работы проталкивания

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}. \quad (11.23)$$

Превратить в другие виды работы можно лишь ту часть работы расширения потока, которая потрачена на увеличение кинетической энергии. Исходя из этих соображений величину, определяемую по уравнению (11.22), называют **располагаемой работой**.

11.3. ИСТЕЧЕНИЕ ИЗ СУЖИВАЮЩИХСЯ СОПЛ

Для увеличения скорости потока применяют специально профилированные каналы, называемые **соплами**. Каналы для уменьшения скорости потока (и увеличении давления) называются **диффузорами**.

Рассмотрим процесс обратимого адиабатного истечения газа из сопла, соединенного с резервуаром большого объема (параметры газа в резервуаре p_1 , v_1 , T_1 остаются неизменными). Скорость газа на входе в сопло обозначим w_1 .

Определим скорость газа на выходе из сопла:

$$w_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2) + w_1^2}. \quad (11.24)$$

Величина скорости газа на выходе из сопла легко может быть определена с помощью уравнения (11.21) для случая обратимого адиабатного течения несжимаемой жидкости:

$$w_2 = \sqrt{2v(p_1 - p_2) + w_1^2}. \quad (11.25)$$

Для случая истечения идеального газа:

$$w_2 = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + w_1^2} . \quad (11.26)$$

Как видно из уравнения (11.26), скорость истечения газа из сопла тем больше, чем меньше величина отношения давлений p_2/p_1 .

Расход газа через сопло определяется по уравнению:

$$G = f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{u_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} . \quad (11.27)$$

Из уравнения (11.27) можно определить, какой должна быть площадь выходного сечения сопла f для того, чтобы обеспечить заданный расход газа через сопло при заданных параметрах газа на входе в сопло и на выходе из него.

Анализ характера зависимости расхода G газа, даваемой уравнением (11.27), от величины отношения давления газа на выходе из сопла к давлению перед соплом p_2/p_1 (обозначим эту величину через ψ) показывает, что эта зависимость имеет вид, представленный на рис. 11.3.

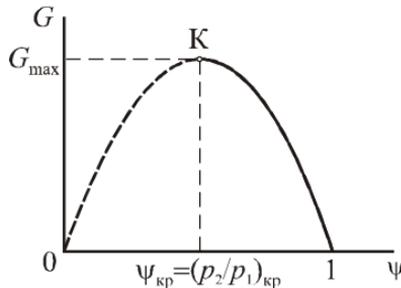


Рис. 11.3. Зависимость расхода газа от отношения давлений p_2/p_1

При $\psi = 1$ расход $G = 0$. При уменьшении ψ величина G начинает возрастать, достигая максимума при некотором значении $\psi_{кр}$. При дальнейшем уменьшении ψ величина G в соответствии с уравнением (11.27) уменьшается, обращаясь в ноль при $\psi = 0$.

Опытным путем установлено, что расход газа и скорость истечения через суживающееся сопло имеют максимум при $p = p_{кр}$, но при дальнейшем понижении отношения давлений ψ расход газа и скорость истечения остаются постоянными. При этом давление на срезе сопла также

постоянно и равно критическому давлению. Поэтому **критическое отношение давлений** определяет наименьшее давление, которое устанавливается в выходном сечении суживающегося сопла.

Для определения критического отношения давлений возьмем первую производную от выражения (11.27), которое стоит в квадратных скобках под корнем, и приравняем ее к нулю

$$\frac{d}{d\Psi} \left(\Psi^{\frac{2}{k}} - \Psi^{\frac{k+1}{k}} \right) = \frac{2}{k} \Psi_{кр}^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \Psi_{кр}^{\frac{k+1}{k}-1} = 0. \quad (11.28)$$

Отсюда

$$\Psi_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (11.29)$$

Критическое отношение давлений зависит только от показателя адиабаты k , то есть от физических свойств газа.

Для одноатомного газа $k = 1,66$; $\Psi_{кр} = 0,49$.

Для двухатомного газа $k = 1,41$; $\Psi_{кр} = 0,528$.

Для трехатомного газа $k = 1,33$; $\Psi_{кр} = 0,546$.

Если скорость потока на входе в сопло пренебрежимо мала по сравнению со скоростью истечения из сопла, то уравнение (11.26) записывается в следующем виде:

$$w = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (11.30)$$

Для того чтобы получить выражение для скорости истечения газа при максимальном расходе w_{\max} , нужно подставить в (11.30) полученное по уравнению (11.29) значение $\Psi_{кр}$. Осуществляя эту подстановку, получим:

$$w_{\max} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}. \quad (11.31)$$

Соответственно выражение для величины максимального расхода через сопло получим из (11.27) с учетом (11.29):

$$G_{\max} = f \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}. \quad (11.32)$$

Заменим в уравнении (11.31) величины p_1 и v_1 через критические параметры в выходном сечении сопла. Из уравнения адиабаты (5.27) следует, что

$$v_1 = v_{\text{кр}} \left(\frac{p_{\text{кр}}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}, \quad (11.33)$$

и заменяя отношение $p_{\text{кр}}/p_1$ в соответствии с уравнением (11.29), получаем:

$$v_1 = v_{\text{кр}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (11.34)$$

Аналогично получается выражение для определения величины p_1 .

$$p_1 = p_{\text{кр}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (11.35)$$

Подставляя полученные значения p_1 и v_1 из уравнений (11.34) и (11.35) в уравнение (11.31), получаем:

$$w_{\max} = \sqrt{k p_{\max} v_{\max}}. \quad (11.36)$$

Величина w_{\max} равна местной скорости звука в выходном сечении сопла:

$$w_{\max} = a. \quad (11.37)$$

Скорость звука – это скорость распространения бесконечно малых возмущений в сплошной среде и зависит от упругих свойств и плотности среды.

Для идеального газа скорость звука:

$$a = \sqrt{kRT}. \quad (11.38)$$

При 20°C скорость звука в различных газах составляет:

| | |
|-------------------|---------|
| Воздух | 343 м/с |
| Водяной пар | 424 м/с |
| Азот | 349 м/с |
| Кислород | 327 м/с |

11.4. ПЕРЕХОД ЧЕРЕЗ СКОРОСТЬ ЗВУКА. СОПЛО ЛАВАЛЯ

Рассмотрим некоторые общие закономерности течения в каналах.

Уравнение (11.12), справедливое для горизонтального потока, который не совершает техническую работу и который течет без трения, запишем в виде

$$\frac{dw}{w} = -\frac{v}{w^2} dp \quad (11.39)$$

Для обратимого адиабатного течения

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{kp}. \quad (11.40)$$

Подставляя в уравнение неразрывности, выраженное в дифференциальной форме

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dw}{w}, \quad (11.41)$$

уравнения (11.39) и (11.40), получаем:

$$\frac{df}{f} = \frac{kp v - w^2}{kp w^2} dp. \quad (11.42)$$

С учетом (11.36) и (11.37) это уравнение преобразуется к виду

$$\frac{df}{f} = \frac{a^2 - w^2}{kp w^2} dp, \quad (11.43)$$

или, что то же самое,

$$\frac{df}{f} = \frac{1}{kp} \left(\frac{1}{M^2} - 1 \right) dp, \quad (11.44)$$

где $M = w/a$ – так называемое **число Маха** (отношение скорости течения к местной скорости звука). Значение $M < 1$ соответствует течению с дозвуковыми скоростями ($w < a$), а $M > 1$ – течению со скоростью, превышающей скорость звука ($w > a$).

Подставляя в (11.43) выражение для dp из уравнения (11.12), получим уравнение, связывающее площади сечения канала с изменением скорости потока и с числом Маха:

$$\left(M^2 - 1 \right) \frac{dw}{w} = \frac{df}{f}. \quad (11.45)$$

Уравнение (11.45) позволяет сделать важные выводы для случая течения потока со сверхзвуковой скоростью ($M > 1$).

При $M > 1$ течение в расширяющемся канале происходит с уменьшением давления вдоль потока и с увеличением скорости и, наоборот, сверхзвуковой поток в суживающемся канале замедляется, а его давление возрастает. Таким образом, профили сопла и диффузора для сверхзвукового потока «меняются местами» – сверхзвуковое сопло представляет собой расширяющийся канал, а сверхзвуковой диффузор – сужающийся канал (рис. 11.3).

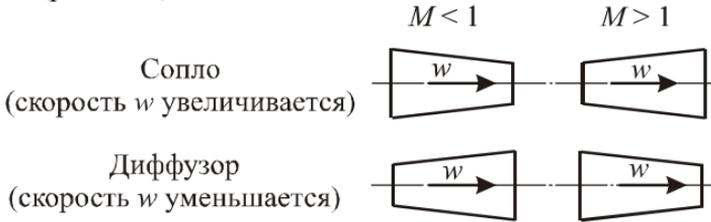


Рис. 11.3. Зависимость скорости потока от поперечного сечения канала при дозвуковом и сверхзвуковом течении

Для ускорения потока при дозвуковом течении канал должен сужаться до тех пор, пока давление в канале не станет равным критическому давлению истечения (в этом сечении скорость потока становится равной местной скорости звука), а затем для ускорения потока канал должен расширяться.

Такое комбинированное сопло, состоящее из суживающейся и расширяющейся частей, впервые было применено для получения сверхзвуковых скоростей истечения газа шведским инженером Лавалем, поэтому сопла такого типа называются **соплами Лавалья** (рис. 11.4).

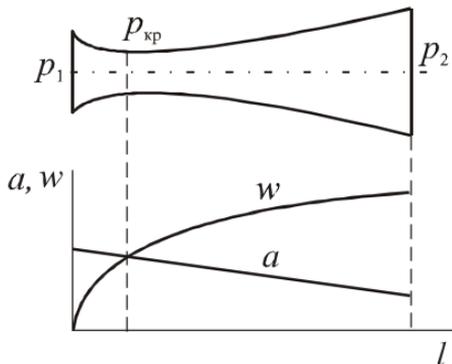


Рис. 11.4. Разрез сопла Лавалья и изменение скорости w и местной скорости звука a по длине канала l

Расчет суживающейся части сопла Лавала проводится точно также, как и для обычного суживающегося дозвукового сопла. Площадь минимального сечения сопла определяется по заданному расходу газа уравнением для массового расхода газа:

$$f_{\text{мин}} = \frac{Gv_{\text{мин}}}{a}, \quad (11.46)$$

где a – местная скорость звука.

Скорость газа на выходе из сопла Лавала определяется уравнением (11.24), а для идеального газа уравнением (11.26).

Площадь выходного сечения сопла:

$$f_{\text{вых}} = \frac{Gv_2}{w}. \quad (11.47)$$

Сопло Лавала рассчитывается таким образом, чтобы давление в выходном сечении сопла p_2 , было равно давлению среды. Режимы работы сопла, в которых давление среды отличается от расчетного давления p_2 называются **нерасчетными**.

11.5. АДИАБАТНОЕ ТЕЧЕНИЕ С ТРЕНИЕМ

Формулы (11.24) и (11.26) справедливы только для обратимого адиабатного процесса истечения, так как не учитывают силы трения газа о стенки канала и внутреннее трение между струйками потока из-за различия скоростей по сечению канала. На преодоление трения затрачивается работа (энергия потока). Кинетическая энергия потока преобразуется в теплоту, в результате чего внутренняя энергия, энтальпия и энтропия движущегося газа увеличиваются и процесс не будет изоэнтропным, то есть при наличии сил трения процесс течения упругой жидкости необратим. На i, s и T, s - диаграммах обратимый адиабатный процесс истечения пара или газа в интервале давлений от p_1 до p_2 изображается вертикальной прямой линией 1–2 (рис. 11.5).

Адиабатный необратимый процесс в том же интервале давлений условно изображается кривой 1–2_д.

В процессе истечения с трением расходуется разность энтальпий $i_1 - i_{2д}$. Эта разность меньше, чем в случае обратимого течения без трения. Следовательно, и скорость газа на выходе из сопла при истечении с трением w_d будет меньшей, чем при течении без трения w . Поскольку всегда $w_d < w$, то можно записать:

$$w_d = \varphi w, \quad (11.48)$$

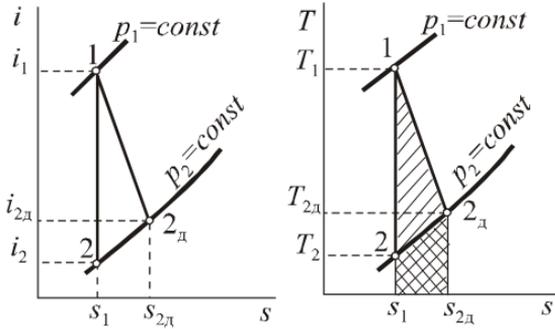


Рис. 11.5. Изображение процесса истечения с трением в i, s и T, s - диаграммах

В выражении (11.48) φ – так называемый **скоростной коэффициент**, величина которого меньше единицы. Для хорошо обработанных и спрофилированных сопел, имеющих достаточно гладкую поверхность, величина φ лежит в пределах 0,95 – 0,98.

Площадь под кривой 1–2_д реального адиабатного процесса истечения с трением в T, s - диаграмме представляет собой не что иное, как работу на преодоление сил трения, необратимо превращающуюся в тепло. Часть теплоты трения, которая выражается в T, s - диаграмме площадью 1–2–2_д–1, усваиваясь рабочим газом, вновь превращается в работу, другая часть теплоты трения теряется безвозвратно.

11.6 ТЕМПЕРАТУРА АДИАБАТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Как следует из уравнения (11.17), для двух произвольных точек обратимого адиабатного течения имеет место равенство

$$i_1 + \frac{w_1^2}{2} = i_2 + \frac{w_2^2}{2}. \quad (11.49)$$

или, для всего потока:

$$i + \frac{w^2}{2} = \text{const}. \quad (11.50)$$

Если газ в потоке можно рассматривать как идеальный, а его теплоемкость считать постоянной, не зависящей от температуры, то энтальпия такого газа равна $i = c_p T$, уравнение (11.50) может быть записано в следующем виде:

$$T + \frac{w^2}{2c_p} = \text{const.} \quad (11.51)$$

Постоянную величину выражения (11.51) называют **температурой адиабатного торможения** $T_{a.t.}$.

$$T_{a.t.} = T + \frac{w^2}{2c_p}. \quad (11.52)$$

Она равна температуре адиабатного потока газа, который полностью заторможен, то есть имеет скорость $w = 0$. При этом кинетическая энергия потока переходит в теплоту. Из (11.52) видно, что всегда $T_{a.t.} > T$.

Для идеального газа при $k = c_p/c_v = \text{const}$ в соответствии с уравнением Майера (3.17) можно записать

$$c_p = R \frac{k}{k-1}. \quad (11.53)$$

Тогда уравнение (11.52) может быть записано в виде

$$T_{a.t.} = T + \frac{k-1}{2kR} w^2. \quad (11.54)$$

С учетом (11.38) выражение (11.54) для температуры адиабатного торможения может быть преобразовано следующим образом:

$$T_{a.t.} = T \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right). \quad (11.55)$$

Понятие о температуре адиабатного торможения широко используется в различных аэрогазодинамических расчетах. Всякий измерительный прибор, помещенный в поток, покажет температуру, близкую к температуре адиабатного торможения.

ЗАДАЧИ

1. Воздух из резервуара с постоянным давлением $p_1 = 10$ МПа и температурой $t_1 = 15^\circ\text{C}$ вытекает в атмосферу через трубку с внутренним диаметром 10 мм. Найти скорость истечения воздуха и его секундный массовый расход. Атмосферное давление принять равным 0,1 МПа. Процесс расширения воздуха считать адиабатным.

Решение

Определяем отношение давлений p_2/p_1 . Оно равно 0,001 и, следовательно, меньше критического отношения давлений для воздуха, составляющего 0,528. Поэтому скорость истечения будет равна критической и может быть определена по формуле (11.31), которая для двухатомных газов записывается как

$$w_{кр} = 1,08\sqrt{p_1 v_1},$$

или

$$w_{кр} = 1,08\sqrt{RT_1} = 1,08\sqrt{287 \cdot 288} = 310 \text{ м/с.}$$

Секундный расход определяется по формуле (11.32), которая для двухатомных газов при $k = 1,4$ записывается в виде

$$G_{\max} = 0,686f\sqrt{\frac{p_1}{v_1}}.$$

Площадь сечения и удельный объем газа

$$f = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3,14 \cdot 0,01^2}{4} = 0,0000785 \text{ м}^2;$$

$$v_1 = \frac{RT_1}{p_1} = \frac{287 \cdot 288}{10 \cdot 10^6} = 0,00827 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Следовательно,

$$G_{\max} = 0,686 \cdot 0,0000785 \sqrt{\frac{10 \cdot 10^6}{0,00827}} = 1,87 \text{ кг/с.}$$

2. Через сопло форсунки компрессорного двигателя с воспламенением от сжатия подается воздух для распыливания нефти, поступающей в цилиндр двигателя. Давление воздуха $p_1 = 5$ МПа, а его температура $t_1 = 27^\circ\text{C}$. Давление сжатого воздуха в цилиндре двигателя $p_2 = 3,5$ МПа. Определить теоретическую скорость адиабатного истечения воздуха из сопла форсунки.

3. Воздух при давлении $p_1 = 0,1$ МПа и температуре $t_1 = 15^\circ\text{C}$ вытекает из резервуара. Определить значение давления p_2 , при котором теоретическая скорость адиабатного истечения будет равна критической, и величину этой скорости.

4. Определить теоретическую скорость истечения пара из котла в атмосферу. Давление пара в котле $p_1 = 0,15$ МПа, степень сухости пара $x = 0,95$. Процесс расширения пара считать адиабатным.

5. Для обдувки поверхностей нагрева паровых котлов пользуются так называемыми обдувочными аппаратами, снабженными соплами, через которые обычно пропускают пар или воздух. Определить диаметры минимального и выходного сечений сопла для часового расхода 1000 кг сухого насыщенного пара, если его начальное давление $p_1 = 2,1$ МПа, а конечное — $p_2 = 0,1$ МПа. Процесс расширения пара принять адиабатным. Найти также теоретическую скорость истечения пара из сопла.

6. Перегретый водяной пар с начальным давлением $p_1 = 1,8$ МПа и температурой $t_1 = 450^\circ\text{C}$ расширяется в сопле по адиабате до давления $p_2 = 0,1$ МПа. Количество вытекающего из сопла пара $G = 4$ кг/с. Определить минимальное сечение сопла и его выходное сечение. Процесс расширения пара в сопле считать адиабатным.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как определяется работа проталкивания?
2. Как записывается первый закон термодинамики для обратимого адиабатного потока несжимаемой жидкости?
3. За счет чего происходит ускорение адиабатного потока?
4. Какую величину называют располагаемой работой?
5. Что такое критическое давление при истечении газа через суживающееся сопло?
6. Как определяется критическое отношение давлений?
7. Как определяется скорость звука и от чего зависит ее величина?
8. Как определяется скорость звука идеального газа?
9. Как определяется число Маха?
10. Каким должен быть канал для ускорения потока при дозвуковом течении?
11. Что представляет собой сопло Лавала?
12. Какие режимы работы сопла Лавала называются нерасчетными?
13. Как определяется скоростной коэффициент в процессе истечения с трением
14. Что такое температура адиабатного торможения и как она определяется?

12. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ. ЭФФЕКТ ДЖОУЛЯ-ТОМСОНА

12.1. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

Экспериментально установлено, что если на пути движения газа, пара или жидкости встречается резкое сужение поперечного сечения, то после прохождения этого сечения их давление уменьшается. Это связано с затратами энергии потока на преодоление местного сопротивления. Эффект падения давления струи рабочего тела в процессе протекания через сужения в канале называется **дресселированием**.

Рассмотрим адиабатное дресселирование, при котором к газу или жидкости теплота не подводится и не отводится (стенки канала теплоизолированы) и газ не совершает никакой полезной технической работы. Выберем два сечения 1 и 2 (рис. 12.1), в которых скорость можно считать почти одинаковыми, так как сечение канала до и после диафрагмы не изменяется.

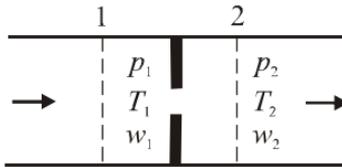


Рис. 12.1. Дресселирование потока при течении в канале с диафрагмой

В рассматриваемых условиях первый закон термодинамики для потока согласно уравнениям (1.13) и (1.17) примет вид

$$i_2 + \frac{w_2^2}{2} = i_1 + \frac{w_1^2}{2}. \quad (12.1)$$

Учитывая, что скорости потока w_1 и w_2 примерно равны, имеем

$$i_2 = i_1, \quad (12.2)$$

то есть при адиабатном дресселировании энтальпия рабочего вещества не изменяется.

Хотя энтальпия потока до сужения и после него одинаковая, в ходе дресселирования она изменяется. При прохождении потока через сужение происходит падение давления от p_1 до p_2 , поток ускоряется и его энтальпия уменьшается (процесс 1–2' рис. 12.2). После сужения поток замедляется, его кинетическая энергия уменьшается, и за ее счет энтальпия восстанавливается до первоначального значения (процесс 2'–2).

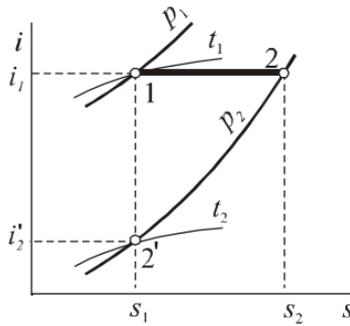


Рис. 12.2. Условное изображение процесса дросселирования на i, s -диаграмме

Так как поток адиабатный, то в необратимых процессах теплота, выделяющаяся в результате действия сил трения, полностью усваивается потоком и его энтальпия не изменяется.

Постоянство энтальпии является свойством любого обратимого и необратимого горизонтального адиабатного потока малой скорости, не совершающего технической работы.

Поскольку в случае идеального газа равенству $i_2 = i_1$ всегда соответствует равенство $T_1 = T_2$, то из уравнения (12.2) следует, что температура идеального газа при дросселировании не изменяется. При дросселировании реальных газов энтропия и объем увеличиваются, давление падает, а температура может уменьшаться, увеличиваться или же в частном случае оставаться постоянной.

12.2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ ДРОССЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ

Опытами Джоуля–Томсона было установлено, что в процессе дросселирования при изменении давления газа на бесконечно малую величину dp происходит бесконечно малое изменение температуры

$$dT_i = \alpha_i dp. \quad (12.3)$$

Величина α_i называется **дифференциальным дроссельным эффектом** или **эффектом Джоуля–Томсона**. Она характеризует скорость изменения температуры газа при изменении давления при адиабатном дросселировании. Значение α_i можно определить из уравнения:

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_i = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right]. \quad (12.4)$$

Из уравнения (12.4) видно, что для определения значения дифференциального дроссельного эффекта α_i необходимо знать теплоемкость c_p и уравнение состояния вещества, из которого можно найти частную производную $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$.

Уравнение (12.4) справедливо для любых веществ. Проанализируем это уравнение. Так как теплоемкость всегда больше нуля ($c_p > 0$), а при дросселировании давление уменьшается ($dp < 0$), удельный объем возрастает ($dv > 0$) и алгебраический знак дифференциального дроссельного эффекта, а значит, и dT , будут определяться знаком величины

$$T\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v. \quad (12.5)$$

Если величина (12.5) равна нулю, то $\alpha_i = 0$, $dT = 0$ и дроссельный эффект не наблюдается. Последнее имеет место для идеальных газов, так как для них справедливо выражение

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}. \quad (12.6)$$

Подставляя выражение $\alpha_i = 0$ в уравнение (12.4), получим

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i = 0, \quad (12.7)$$

то есть идеальный газ дросселируется без изменения температуры, что соответствует выводам, сделанным в предыдущем разделе.

Если величина выражения (12.5) меньше нуля, то $\alpha_i < 0$, то есть дроссельный эффект является отрицательным. В этом случае $dT > 0$, то есть в процессе дросселирования температура вещества возрастает. Если величина выражения (12.5) больше нуля, то $\alpha_i > 0$ (дроссельный эффект положительный), и тогда в процессе адиабатного дросселирования температура дросселируемого вещества уменьшается.

Таким образом эффект Джоуля – Томсона имеет место только для реальных газов, так как идеальный газ дросселируется без изменения температуры. Как показывает опыт, для одного и того же вещества знак дифференциального дроссельного эффекта α_i оказывается различным в различных областях состояния. Состояние газа, в котором α_i равно нулю, называется **точкой инверсии** эффекта Джоуля–Томпсона. Геомет-

рическое место точек инверсии на диаграмме состояния данного вещества называется **кривой инверсии**.

Точки на кривой инверсии удовлетворяют уравнению $\alpha_i = 0$.

В качестве примера на рис. 12.3 приведена кривая инверсии азота в p, T - диаграмме. Внутри области, ограниченной кривой инверсии, $\alpha_i > 0$, то есть газ при дросселировании охлаждается. Вне этой области $\alpha_i < 0$, то есть температура газа при дросселировании повышается. Аналогичный характер имеют кривые других веществ.

Изменение температуры газа в процессе адиабатного дросселирования при значительном перепаде давлений на дросселе называется **интегральным дроссель-эффектом**; он вычисляется из соотношения

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_i dp, \quad (12.8)$$

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 29400 кПа (300 кгс/см²) и температуры 450°C до давления 98 кПа (1 кгс/см²) температура пара уменьшается до 180°C, то есть на 270°C.

Определение величины интегрального адиабатного дроссель эффекта удобно выполнять с помощью i, T - диаграммы дросселируемого вещества (рис. 12.4).

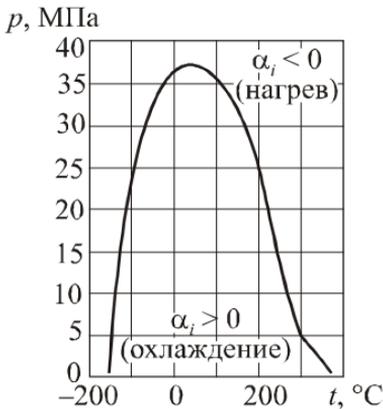


Рис. 12.3 Кривая инверсии азота

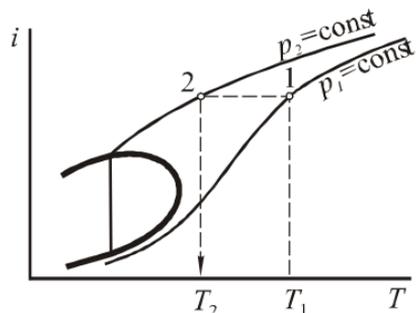


Рис. 12.4. i, T - диаграмма дросселируемого вещества

Если известно состояние газа перед дросселем, то есть его давление p_1 и температура T_1 , и известно давление за дросселем p_2 , то, нанеся в i, T - диаграмме точку 1 с параметрами p_1 и T_1 и найдя точку пересечения изоэнтальпы $i_1 = \text{const}$ с изобарой p_2 , получим температуру за дросселем T_2 .

12.3. ПОТЕРЯ РАБОТОСПОСОБНОСТИ ВОДЯНОГО ПАРА ПРИ ДРОССЕЛИРОВАНИИ

Как для всякого необратимого процесса, при дросселировании происходит потеря располагаемой работы. Из рис. 12.5 видно, что пару в начальном состоянии (точка 1) с параметрами p_1 , T_1 , i_1 и s_1 , при расширении по адиабате 1–3 до давления p_k соответствует располагаемая работа, равная разности энтальпий $i_1 - i_3 = l_1$. Если же на пути пара поставить дроссель, то в результате дросселирования его параметры изменятся (точка 2) и станут равными p_2 , T_2 , i_2 , s_2 . При этом, расширяясь по адиабате 2–4 до того же давления p_k , пар совершит удельную работу $i_2 - i_4 = l_2$, которая меньше, чем l_1 в первом случае. Потери работоспособности пара в результате составят

$$\Delta l = l_1 - l_2 = i_2 - i_3 - (i_2 - i_4) = i_4 - i_3 \quad (12.10)$$

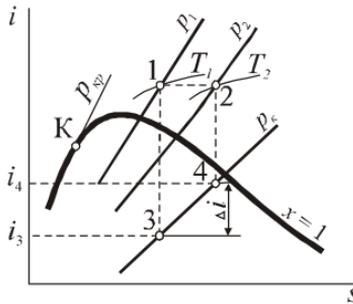


Рис. 12.5. Потеря работоспособности пара при дросселировании

Чем сильнее дросселирование пара, тем больше потери его располагаемой работы.

ЗАДАЧИ

1. Пар при давлении $p_1 = 1,5$ МПа и степени сухости $x = 0,85$ дросселируется до $p_2 = 0,1$ МПа. Определить конечную степень сухости пара.

2. До какого давления необходимо дросселировать пар при давлении $p_1 = 5$ МПа и степени сухости $x = 0,9$, чтобы он стал сухим насыщенным?

3. Пар при давлении $p_1 = 1,5$ МПа и степени сухости $x = 0,85$ дросселируется до $p_2 = 0,75$ МПа. Определить состояние пара в конце дросселирования.

4. Пар при давлении $p_1 = 10$ МПа и $t_1 = 320^\circ\text{C}$ дросселируется до $p_2 = 3$ МПа. Определить параметры конечного состояния и изменение температуры пара.

5. Отработавший пар из паровой турбины поступает в конденсатор в количестве 25 т/ч при давлении $p_2 = 0,004$ МПа и степени сухости $x = 0,9$. Определить диаметр входного патрубка конденсатора, если скорость пара в нем $w = 100$ м/с.

6. Водяной пар при давлении $p_1 = 1,6$ МПа и температуре $t_1 = 220^\circ\text{C}$ дросселируется до $p_2 = 1$ МПа. Определить температуру пара в конце дросселирования и изменение перегрева пара.

7. Давление воздуха при движении его по трубопроводу понижается вследствие местных сопротивлений от $p_1 = 0,6$ МПа до $p_2 = 0,5$ МПа. Начальная температура воздуха $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Определить изменение температуры и энтропии в рассматриваемом процессе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как называется эффект падения давления струи рабочего тела в процессе протекания через сужения в канале?

2. Как изменяется температура идеального газа при дросселировании?

3. В чем отличие процесса дросселирования от процесса трения?

4. Как изменяется температура в процессе дросселирования реального газа?

5. Что называется эффектом Джоуля–Томсона?

6. Что характеризует дифференциальный дроссельный эффект?

7. Как изменится температура, если дифференциальный дроссельный эффект является отрицательным?

8. Что называется точкой инверсии эффекта Джоуля–Томсона?

9. Что называется кривой инверсии эффекта Джоуля–Томсона?

10. Что называется интегральным дроссель-эффектом?

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

Основная литература

1. **Беляев, Н. М.** Термодинамика: Учебн. пособ. для студ. техн. вузов / Н. М. Беляев. – Киев: «Выща школа», 1987. – 344 с.
2. **Кириллин, В. А.** Техническая термодинамика: Учебник для вузов / В. А. Кириллин, В. В. Сычев, А. Е. Шейндлин. – 4-е изд., перераб. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 416 с.
3. **Рабинович, О. М.** Сборник задач по технической термодинамике. – М.: Машиностроение, 1973. – 344 с.
4. Сборник задач по технической термодинамике: Учеб. пособ. / Т. Н. Андрианова, Б. В. Дзампов, В.Н. Зубарев и др. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Изд-во МЭИ, 2000. – 356 с.

Дополнительная литература

5. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент: Справочник / Под. ред. В. А. Клименко и В. М. Зорина. – 3-е изд., перераб. и дополн. – М.: Изд-во МЭИ, 2001. – 564 с. (серия «Теплоэнергетика и теплотехника», кн. 2).
6. **Вукалович, М. П.** Термодинамика: Учебн. пособ. для вузов / М. П. Вукалович, И. И. Новиков. – М.: Машиностроение, 1972. – 672 с.
7. **Новиков, И. И.** Термодинамика: Учеб. пособ. для студ. энергомашиностроительных и теплотехнических спец. втузов. – М.: Машиностроение, 1984. – 592 с.
8. **Кудинов, В.А.** Техническая термодинамика. Учеб. пособ. для втузов / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов. – 2-е изд., испр. – М.: Высш. шк., 2001 – 261 с.
9. **Болгарский, А. В.** Термодинамика и теплопередача: Учебн. для вузов. / А. В. Болгарский, Г. А. Мухачев, В. К. Щукин. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1975. – 495 с.
10. **Жуховицкий, Д. Л.** Сборник задач по технической термодинамике: Уч. пособ. / Д. Л. Жуховицкий. – 2-е изд. – Ульяновск: УлГТУ, 2004. – 98 с.

**ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Термодинамические свойства воды и водяного пара.
Состояние насыщения (по температуре)**

| t , °C | $p \cdot 10^{-5}$, Па | $v' \cdot 10^3$, м ³ /кг | v'' , м ³ /кг | i' , кДж/кг | i'' , кДж/кг | r , Дж/кг | s' , кДж/ кг·К | s'' , кДж/ кг·К |
|-------------|---------------------------|---|-------------------------------|------------------|-------------------|----------------|------------------------|-------------------------|
| 0 | 0,006108 | 1,0002 | 206,321 | -0,04 | 2501,0 | 2501,0 | -0,02 | 9,1565 |
| 1 | 0,006112 | 1,00022 | 206,175 | 0,0006 | 2501,0 | 2501,0 | 0,0000 | 9,1562 |
| 5 | 0,008718 | 1,000 | 147,167 | 21,01 | 2510,2 | 2489,2 | 0,0762 | 8,9496 |
| 10 | 0,012271 | 1,0003 | 106,419 | 41,99 | 2519,4 | 2477,4 | 0,1510 | 8,9009 |
| 15 | 0,017040 | 1,0008 | 77,970 | 62,94 | 2528,6 | 2465,7 | 0,2243 | 8,7815 |
| 20 | 0,023368 | 1,0017 | 57,833 | 83,86 | 2537,7 | 2453,8 | 0,2963 | 8,6674 |
| 25 | 0,03166 | 1,0029 | 43,399 | 104,77 | 2546,8 | 2442,0 | 0,3670 | 8,5583 |
| 30 | 0,04242 | 1,0043 | 32,929 | 125,66 | 2555,9 | 2430,2 | 0,4365 | 8,4537 |
| 35 | 0,05622 | 1,0060 | 25,246 | 146,56 | 2565,0 | 2418,4 | 0,5049 | 8,3536 |
| 40 | 0,07375 | 1,0078 | 19,548 | 167,45 | 2574,0 | 2406,5 | 0,5721 | 8,2576 |
| 45 | 0,09582 | 1,0099 | 15,278 | 188,35 | 2582,9 | 2394,5 | 0,6383 | 8,1655 |
| 50 | 0,1234 | 1,0121 | 12,048 | 209,26 | 2591,8 | 2385,0 | 0,7035 | 8,0771 |
| 55 | 0,1574 | 1,0145 | 9,5812 | 230,17 | 2600,7 | 2370,5 | 0,7677 | 7,9922 |
| 60 | 0,1992 | 1,0171 | 7,6807 | 251,09 | 2609,5 | 2358,4 | 0,8310 | 7,9106 |
| 65 | 0,2501 | 1,0199 | 6,2042 | 272,02 | 2618,2 | 2346,2 | 0,8933 | 7,8320 |
| 70 | 0,3116 | 1,0228 | 5,0479 | 292,97 | 2626,8 | 2333,8 | 0,9548 | 7,7565 |
| 75 | 0,3855 | 1,0259 | 4,1356 | 313,94 | 2635,3 | 2321,4 | 1,0154 | 7,6837 |
| 80 | 0,4736 | 1,0292 | 3,4104 | 334,92 | 2643,8 | 2308,9 | 1,0752 | 7,6135 |
| 85 | 0,5780 | 1,0326 | 2,8300 | 355,92 | 2652,1 | 2296,2 | 1,1343 | 7,5459 |
| 90 | 0,7011 | 1,0361 | 2,3624 | 376,94 | 2660,3 | 2283,4 | 1,1925 | 7,4805 |
| 95 | 0,8452 | 1,0398 | 1,9832 | 397,99 | 2668,4 | 2270,4 | 1,2500 | 7,4174 |
| 100 | 1,0132 | 1,0437 | 1,6738 | 419,06 | 2676,3 | 2257,2 | 1,3069 | 7,3564 |
| 105 | 1,2080 | 1,0477 | 1,4200 | 440,17 | 2684,1 | 2243,9 | 1,3630 | 7,2974 |
| 110 | 1,4326 | 1,0519 | 1,2106 | 461,32 | 2691,8 | 2230,5 | 1,4185 | 7,2402 |
| 115 | 1,6905 | 1,0562 | 1,0369 | 482,50 | 2697,8 | 2216,8 | 1,4733 | 7,1848 |
| 120 | 1,9854 | 1,0606 | 0,8920 | 503,70 | 2706,6 | 2202,9 | 1,5384 | 7,1310 |
| 125 | 2,3209 | 1,0652 | 0,7707 | 525,00 | 2713,8 | 2188,8 | 1,5813 | 7,0788 |
| 130 | 2,7012 | 1,0700 | 0,6685 | 546,30 | 2720,7 | 2174,4 | 1,6344 | 7,0281 |
| 135 | 3,1306 | 1,0750 | 0,5821 | 567,70 | 2727,4 | 2159,7 | 1,6869 | 6,9787 |
| 140 | 3,6136 | 1,0801 | 0,5088 | 589,1 | 2734,0 | 2144,9 | 1,7390 | 6,9307 |
| 150 | 4,7597 | 1,0908 | 0,3926 | 632,2 | 2746,3 | 2114,1 | 1,8416 | 6,8381 |
| 160 | 6,1804 | 1,1022 | 0,3068 | 675,5 | 2757,7 | 2082,2 | 1,9425 | 6,7498 |
| 170 | 7,9202 | 1,1145 | 0,2426 | 719,1 | 2768,0 | 2048,9 | 2,0416 | 6,6652 |
| 180 | 10,027 | 1,1275 | 0,1938 | 763,1 | 2777,1 | 2014,0 | 2,1393 | 6,5838 |
| 190 | 12,552 | 1,1415 | 0,1563 | 807,5 | 2784,9 | 1977,4 | 2,2356 | 6,5052 |
| 200 | 15,551 | 1,1565 | 0,1271 | 852,4 | 2791,4 | 1939,0 | 2,3307 | 6,4289 |
| 210 | 19,079 | 1,1726 | 0,1042 | 897,8 | 2796,4 | 1898,6 | 2,4247 | 6,3546 |

**ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Термодинамические свойства воды и водяного пара.
Состояние насыщения (по давлениям)**

| $p \cdot 10^{-5}$, Па | t , °C | $v' \cdot 10^3$, м ³ /кг | v'' , м ³ /кг | i' , кДж/кг | i'' , кДж/кг | r , Дж/кг | s' , кДж/ кг·К | s'' , кДж/ кг·К |
|---------------------------|-------------|---|-------------------------------|------------------|-------------------|----------------|------------------------|-------------------------|
| 0,01 | 6,98 | 1,0001 | 129,208 | 29,33 | 2513,8 | 2484,5 | 0,1060 | 8,9756 |
| 0,025 | 21,09 | 1,0020 | 54,256 | 88,44 | 2539,7 | 2451,3 | 0,3119 | 8,6431 |
| 0,050 | 32,90 | 1,0052 | 28,196 | 137,77 | 2561,2 | 2423,4 | 0,4762 | 8,3952 |
| 0,075 | 40,32 | 1,0079 | 19,241 | 168,77 | 2574,5 | 2405,7 | 0,5763 | 8,2517 |
| 0,10 | 45,83 | 1,0102 | 14,676 | 191,84 | 2584,4 | 2392,6 | 0,6493 | 8,1505 |
| 0,15 | 54,00 | 1,0140 | 10,025 | 225,98 | 2598,9 | 2372,9 | 0,7549 | 8,0089 |
| 0,20 | 60,09 | 1,0172 | 7,6515 | 251,46 | 2609,6 | 2358,1 | 0,8321 | 7,9092 |
| 0,25 | 64,99 | 1,0199 | 6,2060 | 271,99 | 2618,1 | 2346,1 | 0,8932 | 7,8321 |
| 0,30 | 69,12 | 1,0223 | 5,2308 | 289,31 | 2525,3 | 2336,0 | 0,9441 | 7,7695 |
| 0,40 | 75,89 | 1,0265 | 3,9949 | 317,65 | 2636,8 | 2319,2 | 1,0261 | 7,6711 |
| 0,60 | 85,95 | 1,0333 | 2,7329 | 359,93 | 2653,6 | 2293,7 | 1,1454 | 7,5332 |
| 0,80 | 93,51 | 1,0387 | 2,0879 | 391,72 | 2666,0 | 2274,3 | 1,2330 | 7,4360 |
| 1,00 | 99,63 | 1,0434 | 1,6946 | 417,51 | 2675,7 | 2258,2 | 1,3027 | 7,3608 |
| 1,5 | 111,37 | 1,0530 | 1,1597 | 467,13 | 2693,9 | 2226,8 | 1,4336 | 7,2248 |
| 2,0 | 120,23 | 1,0608 | 0,8859 | 504,7 | 2706,9 | 2202,2 | 1,5301 | 7,1286 |
| 2,5 | 127,43 | 1,0675 | 0,7188 | 535,4 | 2717,2 | 2181,8 | 1,6072 | 7,0540 |
| 3,0 | 133,54 | 1,0735 | 0,6059 | 561,4 | 2725,5 | 2164,1 | 1,6717 | 6,9930 |
| 3,5 | 138,88 | 1,0789 | 0,5242 | 584,3 | 2732,5 | 2148,2 | 1,7273 | 6,9414 |
| 4,0 | 143,62 | 1,0839 | 0,4624 | 604,7 | 2738,5 | 2133,8 | 1,7764 | 6,8966 |
| 4,5 | 147,92 | 1,0885 | 0,4139 | 623,2 | 2743,8 | 2120,6 | 1,8204 | 6,8570 |
| 5,0 | 151,85 | 1,0928 | 0,3748 | 640,1 | 2748,5 | 2108,4 | 1,8604 | 6,8215 |
| 6,0 | 158,84 | 1,1009 | 0,3156 | 670,4 | 2756,4 | 2086,0 | 1,9308 | 6,7598 |
| 7,0 | 164,96 | 1,1082 | 0,2727 | 697,1 | 2762,9 | 2065,8 | 1,9918 | 6,7074 |
| 8,0 | 170,42 | 1,1150 | 0,2403 | 720,9 | 2768,4 | 2047,5 | 2,0457 | 6,6618 |
| 9,0 | 175,36 | 1,1213 | 0,2148 | 742,6 | 2773,0 | 2030,4 | 2,0941 | 6,6212 |
| 10,0 | 179,88 | 1,1274 | 0,1943 | 762,6 | 2777,0 | 2014,4 | 2,1382 | 6,5847 |
| 11,0 | 184,06 | 1,1331 | 0,1774 | 781,1 | 2780,4 | 1999,3 | 2,1786 | 6,5515 |
| 12,0 | 187,96 | 1,1386 | 0,1632 | 798,4 | 2783,4 | 1985,0 | 2,2160 | 6,5210 |
| 13,0 | 191,60 | 1,1438 | 0,1511 | 814,7 | 2786,0 | 1971,3 | 2,2509 | 6,2509 |
| 14,0 | 195,04 | 1,1489 | 0,1407 | 830,1 | 2788,4 | 1958,3 | 2,2836 | 6,4665 |
| 15,0 | 198,28 | 1,1538 | 0,1316 | 844,7 | 2790,4 | 1945,7 | 2,3144 | 6,4418 |
| 16,0 | 201,37 | 1,1586 | 0,1237 | 858,6 | 2792,2 | 1933,6 | 2,3436 | 6,4187 |
| 17,0 | 204,30 | 1,1633 | 0,1166 | 871,8 | 2793,8 | 1922,0 | 2,3712 | 6,3967 |
| 18,0 | 207,10 | 1,1678 | 0,1103 | 884,6 | 2795,1 | 1910,5 | 2,3976 | 6,3759 |
| 19,0 | 209,79 | 1,1722 | 0,1046 | 896,8 | 2796,4 | 1899,6 | 2,4227 | 6,3561 |
| 20,0 | 212,37 | 1,1766 | 0,0995 | 908,6 | 2797,4 | 1888,8 | 2,4468 | 6,3373 |

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Термодинамические свойства воды и перегретого водяного пара

Условные обозначения и единицы физических величин:

температура t , °С; удельный объем v , м³/кг; удельная энтальпия i , кДж/кг; теплота парообразования r , кДж/кг; удельная энтропия s , кДж/(кг·К);

Параметры критического состояния: давление $2,2115 \cdot 10^7$ Па; температура $374,12$ °С; удельный объем $0,003147$ м³/кг; удельная энтальпия $2095,2$ кДж/кг; удельная энтропия $4,4237$ кДж/(кг·К)

| t | $p = 1$ кПа | | | $p = 5$ кПа | | | $p = 10$ кПа | | |
|-----|---|--------|---------|---|--------|--------|---|--------|--------|
| | $t_s = 6,982; i'' = 2675,7; v'' = 1,6946; s'' = 7,3608$ | | | $t_s = 120,23; i'' = 2706,9; v'' = 0,88592; s'' = 7,1286$ | | | $t_s = 133,54; i'' = 2725,5; v'' = 0,60586; s'' = 6,9930$ | | |
| t | v | i | s | v | i | s | v | i | s |
| 0 | 0,0010002 | 0,0 | 0,0001 | 0,0010002 | 0,0 | 0,0001 | 0,0010002 | 0,0 | 0,0001 |
| 10 | 130,60 | 2519,5 | 8,9956 | 0,0010002 | 42,0 | 0,1510 | 0,0010002 | 42,0 | 0,1510 |
| 20 | 135,23 | 2538,1 | 9,0604 | 0,0010017 | 83,9 | 0,2963 | 0,0010017 | 83,9 | 0,2963 |
| 30 | 139,85 | 2556,8 | 9,1230 | 0,0010043 | 125,7 | 0,4365 | 0,0010043 | 125,7 | 0,4365 |
| 40 | 144,47 | 2575,5 | 9,1837 | 28,86 | 2574,6 | 8,4385 | 0,0010078 | 167,4 | 0,5721 |
| 50 | 149,09 | 2594,2 | 9,2426 | 29,78 | 2593,4 | 8,4977 | 14,87 | 2592,3 | 8,1752 |
| 100 | 172,19 | 2688,3 | 9,5132 | 34,42 | 2687,9 | 8,7695 | 17,20 | 2687,3 | 8,4484 |
| 150 | 195,27 | 2783,4 | 9,7523 | 39,04 | 2783,1 | 9,0091 | 19,51 | 2782,8 | 8,6885 |
| 200 | 218,3 | 2879,7 | 9,9674 | 43,66 | 2879,5 | 9,2244 | 21,82 | 2879,3 | 8,9041 |
| 250 | 241,4 | 2977,4 | 10,1636 | 48,28 | 2977,3 | 9,4207 | 24,14 | 2977,1 | 9,1006 |
| t | $p = 20$ кПа | | | $p = 30$ кПа | | | $p = 50$ кПа | | |
| | $t_s = 60,09; i'' = 2609,6; v'' = 7,6515; s'' = 7,9092$ | | | $t_s = 69,12; i'' = 2625,3; v'' = 5,2308; s'' = 7,7695$ | | | $t_s = 81,35; i'' = 2646,0; v'' = 3,2415; s'' = 7,5951$ | | |
| t | v | i | s | v | i | s | v | i | s |
| 0 | 0,0010002 | 0,0 | 0,0001 | 0,0010002 | 0,0 | 0,0001 | 0,0010002 | 0,0 | 0,0001 |
| 10 | 0,0010002 | 42,0 | 0,1510 | 0,0010002 | 42,0 | 0,1510 | 0,0010002 | 42,0 | 0,1510 |
| 20 | 0,0010017 | 83,9 | 0,2963 | 0,0010017 | 83,9 | 0,2963 | 0,0010017 | 83,9 | 0,2963 |
| 30 | 0,0010043 | 125,7 | 0,4365 | 0,0010043 | 125,7 | 0,4365 | 0,0010043 | 125,7 | 0,4365 |
| 40 | 0,0010078 | 167,5 | 0,5721 | 0,0010078 | 167,5 | 0,5721 | 0,0010078 | 167,5 | 0,5721 |
| 50 | 0,0010121 | 209,3 | 0,7035 | 0,0010121 | 209,3 | 0,7035 | 0,0010121 | 209,3 | 0,7035 |
| 60 | 0,0010171 | 251,1 | 0,8310 | 0,0010171 | 251,1 | 0,8310 | 0,0010171 | 251,1 | 0,8310 |
| 70 | 7,884 | 2628,6 | 7,9654 | 5,245 | 2626,9 | 7,7744 | 0,0010228 | 293,0 | 0,9548 |
| 80 | 8,119 | 2647,8 | 8,0205 | 5,402 | 2646,3 | 7,8301 | 0,0010292 | 334,9 | 1,0752 |
| 90 | 8,352 | 2667,0 | 8,0740 | 5,559 | 2665,7 | 7,8841 | 3,324 | 2663,0 | 7,6425 |
| 100 | 8,568 | 2686,1 | 8,1261 | 5,716 | 2684,9 | 7,9365 | 3,419 | 2682,6 | 7,6958 |
| 150 | 9,748 | 2782,1 | 8,3674 | 6,494 | 2781,4 | 8,1790 | 3,890 | 2780,0 | 7,9407 |
| 200 | 10,907 | 2878,8 | 8,5834 | 7,268 | 2878,4 | 8,3956 | 4,356 | 2877,5 | 8,1584 |
| 250 | 12,064 | 2976,7 | 8,7802 | 8,040 | 2976,4 | 8,5926 | 4,820 | 2975,8 | 8,3560 |

| t | P = 100 κПа | | | P = 200 κПа | | | P = 300 κПа | | |
|-----|--|--------|--------|--|--------|--------|--|--------|--------|
| | $t_s = 99,63; h'' = 2675,7;$ $v'' = 1,6946; s'' = 7,3608$ | | | $t_s = 120,23; h'' = 2706,9;$ $v'' = 0,8859; s'' = 7,1286$ | | | $t_s = 133,54; h'' = 2725,5;$ $v'' = 0,60586; s'' = 6,9930$ | | |
| t | v | i | s | v | i | s | v | i | s |
| 0 | 0,0010002 | 0,0 | 0,0001 | 0,0010001 | 0,2 | 0,0001 | 0,0010001 | 0,3 | 0,0001 |
| 10 | 0,0010002 | 42,1 | 0,1510 | 0,010002 | 42,2 | 0,1510 | 0,0010001 | 42,3 | 0,1510 |
| 20 | 0,0010017 | 84,0 | 0,2963 | 0,0010016 | 84,0 | 0,2963 | 0,0010016 | 84,1 | 0,2962 |
| 30 | 0,0010043 | 125,8 | 0,4365 | 0,0010042 | 125,8 | 0,4364 | 0,0010042 | 125,9 | 0,4364 |
| 40 | 0,0010078 | 167,5 | 0,5721 | 0,0010077 | 167,6 | 0,5720 | 0,0010077 | 167,7 | 0,5720 |
| 50 | 0,0010121 | 209,3 | 0,7035 | 0,0010120 | 209,4 | 0,7034 | 0,0010120 | 209,5 | 0,7034 |
| 60 | 0,0010171 | 251,2 | 0,8309 | 0,0010171 | 251,2 | 0,8309 | 0,0010170 | 251,3 | 0,8308 |
| 70 | 0,0010228 | 293,0 | 0,9548 | 0,0010228 | 293,1 | 0,9547 | 0,0010227 | 293,2 | 0,9546 |
| 80 | 0,0010292 | 335,0 | 1,0752 | 0,010291 | 335,0 | 1,0752 | 0,0010291 | 335,1 | 1,0751 |
| 90 | 0,0010361 | 377,0 | 1,1925 | 0,0010361 | 377,0 | 1,1924 | 0,0010360 | 377,1 | 1,1924 |
| 100 | 1,696 | 2676,5 | 7,3628 | 0,0010437 | 419,1 | 1,3068 | 0,0010436 | 419,2 | 1,3067 |
| 110 | 1,745 | 2696,7 | 7,1464 | 0,0010518 | 461,4 | 1,4184 | 0,0010518 | 461,4 | 1,4184 |
| 120 | 1,793 | 2716,8 | 7,4681 | 0,0010606 | 503,7 | 1,5276 | 0,0010606 | 503,8 | 1,5275 |
| 130 | 1,841 | 2736,8 | 7,5182 | 0,9104 | 2727,5 | 7,1803 | 0,0010700 | 546,3 | 1,6343 |
| 150 | 1,937 | 2776,4 | 7,6143 | 0,9598 | 2769,0 | 7,2807 | 0,6340 | 2761,2 | 7,0790 |
| 190 | 2,125 | 2855,4 | 7,7927 | 1,056 | 2850,3 | 7,4643 | 0,7002 | 2845,0 | 7,2684 |
| 200 | 2,172 | 2875,2 | 7,8348 | 1,080 | 2870,4 | 7,5073 | 0,7164 | 2865,6 | 7,3123 |
| 220 | 2,266 | 2914,7 | 7,9166 | 1,128 | 2910,6 | 7,5905 | 0,7486 | 2906,5 | 7,3970 |
| 250 | 2,406 | 2974,2 | 8,0337 | 1,199 | 2970,8 | 7,7091 | 0,7964 | 2967,5 | 7,5172 |
| t | P = 500 κПа | | | P = 1,0 МПа | | | P = 2,0 МПа | | |
| | $t_s = 151,85; h'' = 2748,5;$ $v'' = 0,37481; s'' = 6,8215$ | | | $t_s = 179,88; h'' = 2777,0;$ $v'' = 0,19430; s'' = 6,5847$ | | | $t_s = 212,37; h'' = 2796,4;$ $v'' = 0,09953; s'' = 6,3373$ | | |
| t | v | i | s | v | i | s | v | i | s |
| 0 | 0,0010000 | 0,5 | 0,0001 | 0,0009997 | 1,0 | 0,0001 | 0,0009992 | 2,0 | 0,0000 |
| 10 | 0,0010000 | 42,5 | 0,1509 | 0,0009998 | 43,0 | 0,1509 | 0,0009993 | 43,9 | 0,1508 |
| 20 | 0,010015 | 84,3 | 0,2962 | 0,0010013 | 84,8 | 0,2961 | 0,0010008 | 85,7 | 0,2959 |
| 30 | 0,0010041 | 126,1 | 0,4364 | 0,010039 | 126,6 | 0,4362 | 0,0010034 | 127,5 | 0,4359 |
| 40 | 0,0010076 | 167,9 | 0,5719 | 0,0010074 | 168,3 | 0,5717 | 0,0010069 | 169,2 | 0,5713 |
| 50 | 0,0010119 | 209,7 | 0,7033 | 0,0010117 | 210,1 | 0,7030 | 0,0010112 | 211,0 | 0,7026 |
| 100 | 0,0010435 | 419,4 | 1,3066 | 0,0010432 | 419,7 | 1,3062 | 0,0010427 | 420,5 | 1,3054 |
| 150 | 0,0010908 | 632,2 | 1,8416 | 0,0010904 | 632,5 | 1,8410 | 0,0010897 | 633,1 | 1,8399 |
| 200 | 0,4249 | 2855,4 | 7,0603 | 0,2059 | 2827,5 | 6,6940 | 0,0011560 | 852,6 | 2,3300 |
| 250 | 0,4744 | 2960,7 | 7,2716 | 0,2327 | 2942,8 | 6,9250 | 0,1115 | 2902,5 | 6,5460 |
| 370 | 0,5890 | 3209,1 | 7,6991 | 0,2921 | 3200,2 | 7,3690 | 0,1436 | 3181,8 | 7,0278 |

| t | P = 3,0 МПа | | | P = 5,0 МПа | | | P = 10,0 МПа | | |
|-----|--|--------|--------|--|--------|--------|---|--------|--------|
| | v | i | s | v | i | s | v | i | s |
| | $t_s = 233,34; h'' = 2801,9;$ $v'' = 0,06662; s'' = 6,1832$ | | | $t_s = 263,92; h'' = 2792,8;$ $v'' = 0,03941; s'' = 5,9712$ | | | $t_s = 310; h'' = 2724,4;$ $v'' = 0,01800; s'' = 5,6143$ | | |
| 0 | 0,0009987 | 3,0 | 0,0001 | 0,0009977 | 5,1 | 0,0002 | 0,0009953 | 10,1 | 0,0005 |
| 10 | 0,0009988 | 44,9 | 0,1507 | 0,0009979 | 46,9 | 0,1505 | 0,0009956 | 51,7 | 0,1500 |
| 20 | 0,0010004 | 86,7 | 0,2957 | 0,0009995 | 88,6 | 0,2952 | 0,0009972 | 93,2 | 0,2942 |
| 30 | 0,0010030 | 128,4 | 0,4356 | 0,0010021 | 130,2 | 0,4350 | 0,0009999 | 134,7 | 0,4334 |
| 40 | 0,0010065 | 170,1 | 0,5709 | 0,001056 | 171,9 | 0,5702 | 0,0010034 | 176,3 | 0,5682 |
| 50 | 0,0010108 | 211,8 | 0,7021 | 0,0010099 | 213,6 | 0,7012 | 0,0010077 | 217,8 | 0,6989 |
| 100 | 0,0010422 | 421,2 | 1,3046 | 0,0010412 | 422,7 | 1,3030 | 0,0010386 | 426,5 | 1,2992 |
| 150 | 0,0010890 | 633,7 | 1,8388 | 0,0010877 | 635,0 | 1,8366 | 0,0010843 | 638,1 | 1,8312 |
| 200 | 0,0011550 | 853,0 | 2,3284 | 0,0011530 | 853,8 | 2,3253 | 0,0011480 | 855,9 | 2,3176 |
| 250 | 0,07058 | 2855,2 | 6,2867 | 0,0012494 | 1085,8 | 2,7911 | 0,0012406 | 1085,9 | 2,7794 |
| 300 | 0,08116 | 2994,2 | 6,5408 | 0,04532 | 2925,4 | 6,2104 | 0,0013978 | 1343,7 | 3,2494 |
| 350 | 0,09053 | 3115,7 | 6,7443 | 0,05194 | 3069,2 | 6,4513 | 0,02242 | 2924,2 | 5,9464 |
| 400 | 0,09933 | 3231,6 | 6,9231 | 0,05780 | 3196,9 | 6,6486 | 0,02641 | 3098,5 | 6,2158 |
| 450 | 0,1078 | 3344,4 | 7,0847 | 0,06327 | 3316,8 | 6,8204 | 0,02974 | 3242,2 | 6,4220 |
| 500 | 0,1161 | 3456,4 | 7,2345 | 0,06327 | 3433,8 | 6,9768 | 0,03277 | 3374,1 | 6,5984 |
| 550 | 0,1243 | 3568,6 | 7,3752 | 0,07363 | 3549,6 | 7,1221 | 0,03561 | 3500,4 | 6,7568 |

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| Предисловие | 3 |
| 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ | 6 |
| 1.1. Предмет и метод термодинамики | 6 |
| 1.2. Основные понятия и определения | 6 |
| 1.3. Параметры состояния | 8 |
| Задачи | 14 |
| Контрольные вопросы | 15 |
| 2. ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ. ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА | 16 |
| 2.1. Уравнение состояния идеального газа | 16 |
| 2.2. Физический смысл удельной газовой постоянной. Универсальная газовая постоянная..... | 17 |
| 2.3. Понятие о смесях. Смеси идеальных газов..... | 18 |
| Задачи..... | 20 |
| Контрольные вопросы | 23 |
| 3. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ | 24 |
| 3.1. Понятие о теплоемкости..... | 24 |
| 3.2. Температурные зависимости для истинной теплоемко- сти | 25 |
| 3.3. Температурные зависимости для средней теплоемкости..... | 26 |
| 3.4. Изобарная и изохорная теплоемкости..... | 27 |
| Задачи..... | 29 |
| Контрольные вопросы | 30 |
| 4. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ..... | 31 |
| 4.1. Закон сохранения и превращения энергии | 31 |
| 4.2. Внутренняя энергия системы..... | 31 |
| 4.3. Работа и теплота – формы передачи энергии | 33 |
| 4.4. Работа при изменении объема рабочего тела | 35 |
| 4.5. Располагаемая работа..... | 36 |
| 4.6. Аналитическое выражение первого закона термодина- мики | 37 |
| 4.7. Энтальпия | 39 |
| Задачи..... | 41 |
| Контрольные вопросы | 42 |
| 5. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ | 43 |
| 5.1. Процесс при постоянном объеме (изохорный)..... | 43 |
| 5.2. Процесс при постоянном давлении (изобарный) | 44 |

| | |
|---|-----|
| 5.3. Процесс при постоянной температуре (изотермический) | 46 |
| 5.4. Процесс без теплообмена с внешней средой (адиабатный)..... | 48 |
| 5.5. Политропный процесс | 49 |
| Задачи | 53 |
| Контрольные вопросы | 59 |
| 6. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ | 60 |
| 6.1. Сущность второго закона термодинамики..... | 60 |
| 6.2. Обратимые и необратимые процессы | 60 |
| 6.3. Круговые термодинамические процессы или циклы | 61 |
| 6.3. Цикл Карно | 62 |
| 6.4. Математическое выражение второго закона термодинамики. Понятие об энтропии | 64 |
| 6.5. Цикл Карно в T, s - диаграмме | 67 |
| 6.6. Изменение энтропии в необратимых процессах | 69 |
| 6.7. Объединенное уравнение первого и второго законов термодинамики | 71 |
| Задачи | 72 |
| Контрольные вопросы | 74 |
| 7. РЕАЛЬНЫЕ ГАЗЫ | 75 |
| 7.1. Отличие реальных газов от идеального | 75 |
| 7.2. Уравнение состояния реальных газов | 76 |
| Контрольные вопросы | 77 |
| 8. ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ..... | 78 |
| 8.1. Понятия о фазах и фазовых переходах..... | 78 |
| 8.2. Правило фаз Гиббса | 79 |
| 8.3. Уравнение Клапейрона–Клаузиуса | 81 |
| Контрольные вопросы | 83 |
| 9. ВОДЯНОЙ ПАР..... | 84 |
| 9.1. Процесс парообразования при постоянном давлении | 84 |
| 9.2. Основные параметры воды и водяного пара | 85 |
| 9.3. T, S - диаграмма водяного пара | 90 |
| 9.4. I, S - Диаграмма водяного пара | 91 |
| 9.5. Основные термодинамические процессы водяного пара | 92 |
| Задачи | 98 |
| Контрольные вопросы | 100 |
| 10. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ | 101 |
| 10.1. Основные понятия..... | 101 |

| | |
|--|-----|
| 10.2. I, x - диаграмма влажного воздуха | 105 |
| Задачи | 106 |
| Контрольные вопросы | 107 |
| 11. ПРОЦЕССЫ ТЕЧЕНИЯ ГАЗОВ И ЖИДКОСТЕЙ | 108 |
| 11.1. Уравнение первого закона термодинамики для потока | 108 |
| 11.2. Основные уравнения процессов течения | 110 |
| 11.3. Истечение из суживающихся сопел | 112 |
| 11.4. Переход через скорость звука. сопло Лаваля | 116 |
| 11.5. Адиабатное течение с трением | 118 |
| 11.6 Температура адиабатного торможения | 119 |
| Задачи | 120 |
| Контрольные вопросы | 122 |
| 12. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ. ЭФФЕКТ ДЖОУЛЯ-ТОМСОНА | 123 |
| 12.1. Дросселирование газов и паров | 123 |
| 12.2. Дифференциальный дроссельный эффект | 124 |
| 12.3. Потеря работоспособности водяного пара при дросселировании | 127 |
| Задачи | 127 |
| Контрольные вопросы | 128 |
| БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК | 129 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Термодинамические свойства воды и водяного пара. Состояние насыщения (по температурам) | 130 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Термодинамические свойства воды и водяного пара. Состояние насыщения (по давлениям) | 131 |
| ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Термодинамические свойства воды и перегретого водяного пара | 132 |

Учебное издание

ГРИШКО Борис Михайлович

ТРУБАЕВ Павел Алексеевич

**ТЕХНИЧЕСКАЯ
ТЕРМОДИНАМИКА
Часть 1
Основы термодинамики**

Учебное пособие

Подписано в печать

Формат 60x84/16.

Усл. печ. л. 8,0

Уч.-изд.л.8,6

Тираж 80 экз.

Заказ

Цена р. к.

Отпечатано в Белгородском государственном технологическом университете
им. В.Г. Шухова.

308012, г. Белгород, ул. Костюкова, 46.