А.И. Бородин

ЛЕКЦИИ ПО ТЕХНИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКЕ

Учебное пособие

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ 5

1. СИСТЕМА, СОСТОЯНИЕ, ПРОЦЕСС 7

1.1. Основные понятия в термодинамике 7
1.2. Термические параметры 10
1.3. Уравнение состояния идеального газа 15
1.4. Смеси идеальных газов 16
Контрольные вопросы 19

2. ТЕПЛОЕМКОСТЬ 21

2.1. Истинная и средняя теплоемкости 22
2.2. Изохорная и изобарная теплоемкости 24
2.3. Теплоемкость смесей газов 25
Контрольные вопросы 25

3. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ И ПРЕВРАЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ 26

3.1. Внутренняя энергия 26
3.2. Закон сохранения энергии в термодинамике 27
3.3. Закон Джоуля 30
3.4. Энтальпия 32
3.5. Энтропия 34
3.6. Рабочая и тепловая диаграммы 36
Контрольные вопросы 37

4. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ 39

4.1. Изохорный процесс 41
4.2. Изобарный процесс 42
4.3. Изотермический процесс 44
4.4. Адиабатный процесс 46
4.5. Политропный процесс 49
Контрольные вопросы 52

5. ВОДЯНОЙ ПАР И ЕГО СВОЙСТВА 53

5.1. Основные понятия и определения 53
5.2. Парообразование при постоянном давлении 56
5.3. Определение параметров воды и водяного пара 60
5.4. *HS*-диаграмма водяного пара 62
Контрольные вопросы 64

6. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ 65

6.1. Основные понятия 65
6.2. Расчет параметров влажного воздуха 69
6.3. *HD*-диаграмма влажного воздуха 70
Контрольные вопросы 75

7. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ 76

7.1. Круговые термодинамические процессы или циклы 76
7.2. Прямой обратимый цикл Карно 79
7.3. Процессы обратимые и необратимые 84
7.4. Второе начало термодинамики 86
7.5. Необратимый цикл Карно 87
7.6. Энтропия, её изменения в обратимых и необратимых произвольных процессах 88
Контрольные вопросы 93

8. ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ (ДВС) 94

8.1. Цикл с изохорным подводом теплоты (цикл Отто) 97
8.2. Цикл с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля) 99
8.3. Цикл со смешанным подводом теплоты 102
Сравнение циклов поршневых ДВС 104
Контрольные вопросы 105

9. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ 106

9.1. Уравнение первого закона термодинамики для потока 106
9.2. Основные уравнения адиабатного течения в каналах 108
9.3. Адиабатное истечение из суживающегося сопла 110
9.4. Истечение идеального газа из сопла Лаваля 114
9.5. Истечение газов и паров с учетом трения 118
Контрольные вопросы 120

10. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ 121

10.1. Уравнение адиабатного дросселирования 121
10.2. Дросселирование водяного пара 124
Контрольные вопросы 125

11. КОМПРЕССОРЫ 126

11.1. Одноступенчатое сжатие в идеальном поршневом компрессоре 126

11.2. Особенности реальных процессов сжатия 131
11.3. Многоступенчатое сжатие 133
Контрольные вопросы 137

12. ЦИКЛЫ ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК 138

12.1. Паровой цикл Карно 138
12.2. Цикл Ренкина 140
12.3. Способы повышения эффективности ПТУ 142
Контрольные вопросы 147

13. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК 148

13.1. Обратные тепловые циклы 148
13.2. Обратный цикл Карно 149
13.3. Цикл воздушной холодильной установки 150
13.4. Цикл паровой холодильной установки 154
13.5. Тепловой насос 158
13.6. Кондиционеры 159
13.7. Термотрансформаторы 160
Контрольные вопросы 163

14. СМЕШЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ 164

14.1. Процесс смешения в постоянном объеме 164
14.2. Процесс смешения потоков 166
14.3. Смешение при заполнении объема 168
14.4. Изменение энтропии при смешении 169
Контрольные вопросы 170

15. ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ 171

15.1. Химические реакции 171
15.2. Тепловой эффект реакции 172
15.3. Изобарно-изотермический потенциал 177
15.4. Изменение термодинамических свойств веществ при химических превращениях 180
Контрольные вопросы 181

ГЛОССАРИЙ 182

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ 194

ВВЕДЕНИЕ

Техническая термодинамика изучает закономерности взаимного превращения теплоты и механической энергии в термодинамических системах, а также свойства рабочих тел, участвующих в этих превращениях. Главной задачей ее является отыскание предельных и наиболее рациональных способов взаимного превращения теплоты и работы.

Термодинамика учит различать формы энергии. Основой технической термодинамики являются два закона (начала), которые установлены опытным путем. Термодинамика устанавливает связи между различными формами энергии по энергетическим балансам первого начала и выясняет условия и границы взаимопреобразований различных форм энергии в естественных явлениях и технических процессах на основе второго начала.

Термодинамика оперирует понятиями макрофизической природы (такими, как температура, давление и т. п., которые могут быть непосредственно измерены или вычислены с помощью измеренных величин) и не рассматривает внутреннего молекулярного строения тел. Такой макрофизический подход обеспечивает достоверность общих выводов термодинамики, которые, в свою очередь, привлекают дополнительные сведения из физики, химии и т.д. Описание процессов в термодинамике основывается на понятии макроскопического равновесия системы. Процессы рассматриваются как непрерывная последовательность состояний равновесия.

Термодинамика как общее учение об энергии является фундаментальной общеинженерной наукой, она является необходимым элементом физического образования независимо от конкретной специализации.

Преобразования энергии составляет основную задачу обширной отрасли техники, называемой энергетикой, но знание процессов преобразования и передачи энергии важны и в других областях техники. В частности, знание основных понятий и

основ термодинамики необходимо и строителям для рационального проектирования конструкций, и механикам как для поиска путей улучшения технических характеристик существующих машин, так и для разработки новых.

Для студентов инженерно-экологического факультета техническая термодинамика является необходимой связующей основой различных профилирующих дисциплин, таких как гидравлика, теплопередача, тепломассообмен, газоснабжение, энергосбережение и т.д. Для студентов главное – уяснить предмет и основные идеи термодинамики, освоить сложившуюся терминологию, разобраться в физической сущности рассматриваемых процессов, уметь геометрически их интерпретировать, научиться ориентироваться в многообразии таблиц и диаграмм и грамотно их использовать.

В конце учебного пособие прилагается глоссарий (словарь терминов), в котором размещены все вводимые в дисциплине понятия (в тексте они выделены курсивом).

1. СИСТЕМА, СОСТОЯНИЕ, ПРОЦЕСС

1.1. Основные понятия в термодинамике

Термодинамика – наука о макросистемах, состоящих из огромного числа отдельных частиц (молекул, атомов, электронов и т.д.).

Под *термодинамической системой* понимают рассматриваемую совокупность материальных тел, состояние которых вызывает интерес при решении конкретной проблемы. Остальная часть пространства образует *внешнюю (окружающую) среду*. Сама система отделяется от окружающей среды так называемой контрольной поверхностью (оболочкой), чаще всего эта оболочка представлена физическими, т.е. естественными, границами.

Тела, составляющие термодинамическую систему, могут энергетически взаимодействовать как между собой, так и с внешней средой, а также и обмениваться веществом.

Любая система, которая используется для преобразования энергии, в технической термодинамике называется *рабочим телом*. Важным свойством рабочих тел является их способность существенно изменять свой рабочий объем в различных термодинамических процессах. Такими телами являются газообразные и парообразные вещества.

По характеру взаимодействия с окружающей средой термодинамические системы делятся на *открытые* (имеет место обмен с внешней средой и веществом, и энергией, рис. 1.1, *а*) и *закрытые* (нет обмена веществом, но может происходить обмен энергией, рис. 1.1, *б*). Закрытая система содержит одно и то же количество вещества, однако ее объем может меняться, если границы системы подвижны. Например, газ, содержащийся в цилиндре (рис. 1.2), образует закрытую систему. Примером открытой системы может служить теплообменник (рис. 1.3), окруженный четко определенной границей.

В свою очередь, закрытые системы подразделяются на:

– *изолированные системы*, которые не обмениваются с внешней средой энергией, т.е. нет обмена ни веществом, ни энергией (рис 1.1, *в*);

– *теплоизолированные (адиабатные) системы*, исключающие теплообмен с окружающей средой, но возможно изменение объема при совершении работы;

– *замкнутые системы*, когда возможен теплообмен при постоянстве объема, т.е. система, изолированная в механическом смысле.

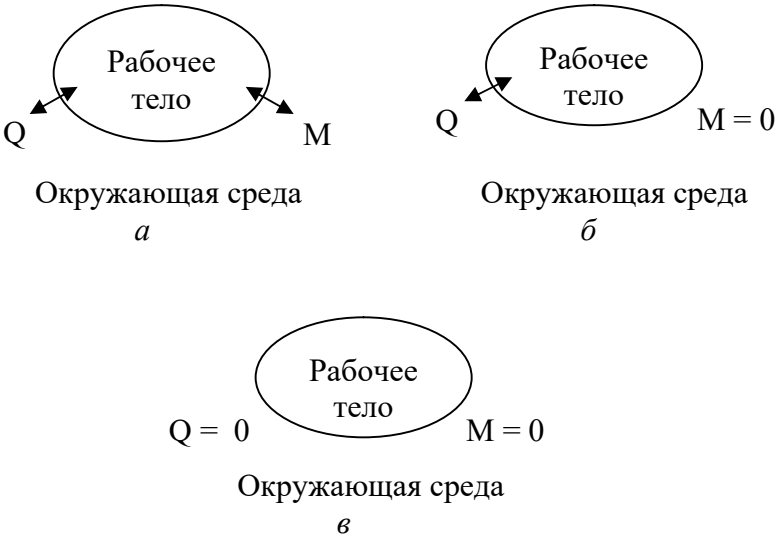


Рис. 1.1

Физическое состояние рабочего тела характеризуется совокупностью величин, которые называются *параметрами состояния* (масса, объем, удельный объем, абсолютное давление, абсолютная температура, внутренняя энергия, энтропия, кон-

центрация, изохорная и изобарная теплоемкости и др.). Все эти физические величины делятся на экстенсивные и интенсивные.

Параметры состояния рабочего тела, описывающие локальное свойство среды, не зависящее от ее размера, называются *интенсивными параметрами* (давление, температура и др.).

Параметры состояния рабочего тела, значения которых пропорциональны массе системы, называются *экстенсивными (аддитивными) параметрами* (объем, внутренняя энергия, энтропия и др.).

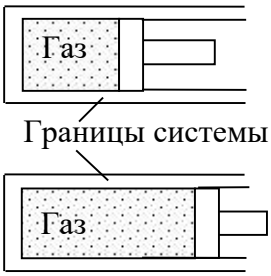


Рис. 1.2

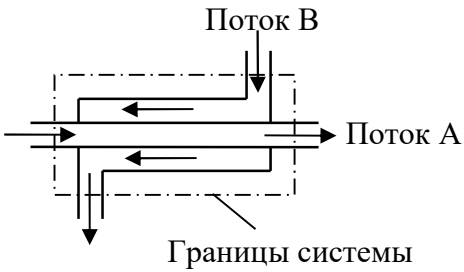


Рис. 1.3

В общем случае любой экстенсивный параметр состояния E, деленный на массу m, становится соответствующим *удельным параметром* состояния $e = E/m$. Удельные величины относятся к классу интенсивных параметров: при условном разделении системы они остаются неизменными.

Только интенсивные параметры служат *термодинамическими параметрами состояния.*

Рабочее тело, имеющее во всех своих частях одинаковые свойства, называется *однородным*. При заданных неизменных условиях рабочее тело всегда достигает своего равновесного состояния. Под *равновесным состоянием* рабочего тела понимают такое состояние, при котором все его параметры остаются постоянными во времени и в пространстве при неизменных внешних условиях. В этом состоянии макроскопическое тело

способно пребывать неограниченно долго, если извне на него не будет оказываться никакого воздействия.

Изменение состояния рабочего тела, вызванное воздействием на него внешней средой и характеризующееся изменением параметров состояния, называется *термодинамическим процессом*. Процесс – совокупность состояний рабочего тела, соответствующая некоторой непрерывной последовательности значений параметров состояния. Переход между двумя бесконечно близкими состояниями рабочего тела, т.е. между состояниями, отличающимися бесконечно малыми изменениями параметров, вызванными бесконечно малым вмешательством извне, называется бесконечно малым, или *элементарным, процессом*.

Равновесный термодинамический процесс представляет собой непрерывную последовательность равновесных состояний рабочего тела. Равновесные процессы – это идеализация реальных процессов, так как мгновенного выравнивания всех параметров системы в объеме и во времени не происходит.

Неравновесный термодинамический процесс представляет собой последовательность состояний, среди которых не все являются равновесными. Все реальные процессы – неравновесные, так как они протекают с конечными скоростями, и равновесное состояние не успевает устанавливаться.

Замкнутый (или круговой) процесс, при котором система, проходя через ряд последовательных состояний, возвращается к своему первоначальному состоянию, называется *циклом*.

1.2. Термические параметры

Для однородного рабочего тела за *термические параметры* его термодинамического равновесного состояния приняты удельный объем (v), абсолютное давление (p) и абсолютная температура (T). Эти параметры поддаются непосредственному определению.

Удельный объем (v, м^3/кг) – объем единицы массы вещества:

$$v = V/m .$$

Величина, обратная удельному объему, называется *плотностью* вещества (ρ, кг/м^3):

$$\rho = 1/v = m/V .$$

Абсолютное давление(p, Па = Н/м^2*)* – сила, действующая по нормали к поверхности тела и отнесенная к единице площади этой поверхности:

$$p = F_n / \Sigma .$$

Для газов и паров давление является усредненной силой действия большого числа молекул на поверхность границы.

Давление характеризует взаимодействие рабочего тела с внешней средой. Если рабочее тело находится в состоянии равновесия, то давление одинаково во всех его частях и равно внешнему давлению.

Применяемые в технике измерительные приборы (манометры, вакуумметры) показывают, как правило, разность давлений в месте измерения и окружающей среды. В зависимости от того, положительна эта разность или отрицательна, говорят об избыточном давлении или разрежении (вакууме). Состояние тела определяется, очевидно, не этой непосредственно измеренной разностью давлений, которая в зависимости от наружных условий имеет случайный характер, а абсолютным давлением, представляющим собой алгебраическую сумму атмосферного ($p_{атм}$) и измеренного ($p_{ман}$ или $p_{вак}$) давлений:

$$p = p_{атм} + p_{ман} ,$$

$$p = p_{атм} + p_{вак} .$$

Очевидно, нулем абсолютного давления служит абсолютный вакуум.

Единицами, кратными Па, являются: 1 бар=10^5 Па, 1кПа=10^3 Па, 1МПа=10^6 Па.

В технике применяется достаточно большое число единиц измерения давления, соотношения между некоторыми из них приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Единица	Па (Н/м^2)	кгс/см^2	мм рт. ст.	мм вод. ст.
1 Па	1	$1{,}02\cdot10^{-5}$	$7{,}5024\cdot10^{-3}$	0,102
1 кгс/см^2	$9{,}8067\cdot10^{4}$	1	735	10^{4}
1 мм рт. ст.	133	$1{,}36\cdot10^{3}$	1	13,6
1 мм вод. ст.	9,8067	10^{-4}	$7{,}35\cdot10^{-2}$	1

В дальнейшем (если не оговорено специально) будем использовать для всех рассматриваемых величин международную систему единиц (СИ). Основными единицами в СИ, используемыми в термодинамике, являются: единица длины – метр (м), единица массы – килограмм (кг), единица времени – секунда (с), единица термодинамической температуры – кельвин (К), количество вещества – моль (моль). Все остальные единицы являются производными от основных: за единицу давления принят паскаль (1 Па = 1 Н / 1 м^2), за единицу количества энергии (теплоты или работы) – джоуль (1 Дж=1 Н ·1 м = 1 кг · м^2/с^2), за единицу мощности – ватт (1 Вт = 1 Дж / 1 с = 1 кг · м^2/с^3).

При измерении атмосферного (*барометрического*) давления ртутным прибором необходимо делать поправку на расширение (сжатие) ртути в зависимости от температуры среды:

$$B=B_0\,(1-0{,}000172\,t)\,,$$

где B_0 – показание ртутного прибора, приведенного к 0 °С; B – показание прибора при температуре окружающего воздуха t °С. Число 0,000172 – коэффициент объемного расширения ртути.

Зачастую на практике принимают $p_{атм} \approx 1$ бар.

Температура (мера нагретости тела) характеризует интенсивность теплового хаотического движения молекул рабочего тела, т.е. его тепловое состояние. При наличии термодинамического равновесия температура тела определена однозначно. В неравновесных состояниях понятие температуры теряет смысл: в этом случае обычно рассматривают температуру достаточно малых частей тела и изучают тепловые потоки в теле.

В отличие от давления температуру нельзя измерить непосредственно. Для количественного определения температуры используют любое свойство вещества, изменение которого связано с изменением температуры (объем, электрическое сопротивление, термоэлектродвижущая сила и т.д.). При этом в качестве эталона выбирают два объема, отвечающих хорошо воспроизводимым состояниям вещества (например, состояние воды при замерзании и кипении). Разность объемов делят на равное количество частей (например, 100). Таким образом получают *эмпирическую шкалу* температур. В стоградусной шкале Цельсия точка таяния льда принята за ноль, а точка кипения воды за t=100ºС.

В термодинамике для измерения температуры принята *термодинамическая шкала* Кельвина, в которой началом отсчета служит так называемый абсолютный ноль температур, а точка таяния льда находится на уровне T = 273,15 К. Связь между этими температурами, измеренными по шкале Цельсия (t) и шкале Кельвина (T), следующая:

$$T = t + 273{,}15\,, \text{K}\,.$$

Температура, измеренная по шкале Кельвина (T), носит название *абсолютной температуры*. Абсолютная температура – величина всегда положительная.

Для сравнения величин, характеризующих рабочее тело в одинаковых состояниях, вводится понятие *нормальные физические условия*

p = 101,325 кПа = 760 мм рт. ст.; T = 273,15 К.

Термические параметры однородного рабочего тела, находящегося в равновесном состоянии, (абсолютное давление – p, абсолютная температура – T и удельный объем – v) не могут принимать произвольные значения. Они связаны между собой соотношением, которое в термодинамике называют *уравнением состояния*:

$$F(p, v, T) = 0. \qquad (1.1)$$

Таким образом, состояние равновесия однородного вещества определяется двумя независимыми параметрами (p и T, или p и v, или T и v). Эта функциональная связь (1.1) индивидуальна для каждого рабочего тела.

Каждое равновесное состояние в пространстве (p, v, T) изображается точкой; геометрическое место точек, представляющих все возможные состояния рабочего вещества, является поверхностью в этом пространстве, уравнение которой есть (1.1).

Следует подчеркнуть, что термические параметры состояния системы характеризуют лишь данное ее состояние, никак не свидетельствуя о предшествующих состояниях.

Равновесный термодинамический процесс изображается линией, лежащей на поверхности (1.1). Равновесному циклу в пространстве состояний соответствует замкнутая кривая, лежащая на поверхности состояний рабочего тела.

Неравновесные термодинамические процессы графически изображены быть не могут, так как при любом неравновесном состоянии не существует термических параметров, одинаковых для всей системы.

В термодинамике в первую очередь рассматриваются равновесные процессы и равновесные состояния, что связано с графической возможностью их представления.

1.3. Уравнение состояния идеального газа

Вид уравнений состояний (1.1) для реальных веществ достаточно сложен.

В связи с этим в термодинамике используются упрощенные физические модели рабочих тел.

Для рабочих тел в газообразном состоянии самой простой и исторически первой является модель *идеального газа*. Под идеальным газом понимается газ, в котором силы межмолекулярного взаимодействия (притяжение и отталкивание) отсутствуют, а сами молекулы рассматриваются как материальные точки. Идеальный газ подчиняется *уравнению Клайперона–Менделеева*

$$pV = \frac{m}{\mu} R_\mu T , \qquad (1.2)$$

где m – масса газа в системе; μ – молярная масса газа; R_μ = 8314 Дж/(кмоль·К) – универсальная газовая постоянная, которая не зависит ни от вида газа, ни от условий его существования. Уравнение состояния (1.2) получено путем объединения *законов Бойля-Мариотта* и *Гей-Люссака* с учетом *закона Авогадро*.

Молярная масса $\mu = m/n$, кг/моль, – масса вещества, взятого в количестве одного моля. *1 моль* – это единица количества вещества, в которой содержится столько же частиц, сколько в 12 граммах углерода. *Количество вещества* – $n = N/N_A$, моль, где N – число частиц (атомов, молекул), $N_A \approx 6{,}02 \cdot 10^{23}$ – число атомов в 12 граммах углерода (*число Авогадро*). Численно $\mu = Mr \cdot 10^{-3}$, где Mr – относительная молекулярная масса вещества (*табл. Менделеева*) (например: μ_{H_2} =2 кг/кмоль).

В удельных величинах (т.е. для 1 кг газа) уравнение (1.2) будет иметь вид

$$pv = RT ,$$

где R – удельная газовая постоянная, Дж/(кг·К).

Поясним физический смысл удельной газовой постоянной R. Для первого состояния уравнение (1.2) запишется в виде $pV_1 = mRT_1$, для второго состояния при том же давлении – $pV_2 = mRT_2$. Вычтем из второго уравнения первое и найдем, что $R = \frac{p(V_2 - V_1)}{m(T_2 - T_1)}$, т.е. удельная газовая постоянная есть работа, совершаемая 1 кг газа при его нагреве на 1 градус при постоянном давлении.

Экспериментальные данные показывают, что реальный газ тем ближе к идеальному, чем ниже его плотность. Другими словами, с уменьшением объема данного количества газа, вызываемым повышением давления или понижением температуры, любой газ будет давать все большие отклонения от свойств идеального газа. Таким образом, под понятие «идеальный газ» подходят все реальные газы при высоких температурах и малых давлениях.

1.4. Смеси идеальных газов

В практике зачастую рабочим телом является смесь однородных газов (например, воздух), каждый из которых можно считать идеальным и которые не вступают между собой в химические реакции.

Такая смесь также является идеальным газом и подчиняется уравнению состояния (1.2) для смеси

$$pV = mRT,$$

где $R = R_\mu/\mu$ – газовая постоянная смеси; μ *–средняя (кажущаяся) молярная масса смеси* (условная величина, относящаяся к однородному представляемому газу, у которого число молекул и общая масса равны числу молекул и массе смеси).

Масса смеси равна массе всех составляющих компонент

$$m = \sum_{i=1}^{n} m_i \,. \qquad (1.3)$$

Основным законом, определяющим поведение газовой смеси является *закон Дальтона*:

– *каждый отдельный газ ведет себя в газовой смеси так, как будто он один при температуре смеси занимает весь объем смеси,*

или

– *каждый отдельный газ, входящий в газовую смесь, имеет такое давление, какое бы он имел бы, если бы он один занимал весь объем газовой смеси.*

Отсюда величина p (абсолютное давление смеси) определяется как

$$p = \sum_{i=1}^{n} p_i \,, \qquad (1.4)$$

где p_i – *парциальное давление* i-го компонента, т.е. давление, которое имел бы i-й компонент, если бы он один занимал весь объем смеси при той же температуре ($p_i V = m_i R_i T$).

Состав смеси задается массовыми или молярными долями составляющих смесь компонент, а также объемными долями (концентрациями).

Массовой долей называется отношение массы каждого газа к общей массе смеси: $g_i = m_i / m$.

Из уравнения (1.3) следует, что $\sum_{i=1}^{n} g_i = 1$.

Объемной долей называется отношение *парциального объема* (объем, который занимал бы газ, если его давление и температура равнялись давлению и температуре смеси газов, т.е. $pV_i = m_i R_i T$) к общему объему смеси газов: $r_i = V_i / V$. Из определений парциальных давления и объема и постоянства температуры следует:

$$p_i V = m_i R_i T, \quad p V_i = m_i R_i T;$$
$$\frac{V_i}{V} = \frac{p_i}{p}, \quad V_i = V \frac{p_i}{p}. \tag{1.5}$$

Просуммировав последнее равенство по всем компонентам смеси, получим $\sum_{i=1}^{n} V_i = V$, т.е. сумма парциальных объемов газов, составляющих смесь, равна объему смеси газов.

Сумма объемных долей равна единице: $\sum_{i=1}^{n} r_i = 1$.

Молярной долей компонента называют отношение количества вещества каждого газа n_i к количеству вещества смеси газов n. Из соотношений $\mu_i = m_i / n_i$ и $\mu = m / n$ и *закона Авогадро* (в равных объемах разных идеальных газов, находящихся при одинаковых температурах и одинаковых давлениях, заключено равное число молекул, т.е. $\rho_i / \rho = \mu_i / \mu$) следует:

$$\frac{n_i}{n} = \frac{m_i \mu}{m \mu_i} = \frac{\rho_i V_i \mu}{\rho V \mu_i} = \frac{V_i}{V} = r_i \ ,$$

т.е. задание смеси молярными долями равнозначно заданию ее объемными долями.

Массовые и объемные доли связаны соотношением:

$$g_i = \frac{m_i}{m} = \frac{\rho_i V_i}{\rho V} = \frac{\mu_i}{\mu} r_i = \frac{R_\mu / R_i}{R_\mu / R} r_i = \frac{R}{R_i} r_i .$$

Если смесь задана массовыми долями g_i, то газовая постоянная смеси и молярная масса смеси вычисляются следующим образом:

$$r_i = \frac{R_i}{R} g_i \ , \quad \sum_{i=1}^{n} r_i = 1 = \sum_{i=1}^{n} \frac{R_i}{R} g_i \ ,$$
$$R = \sum_{i=1}^{n} g_i R_i = R_\mu \sum_{i=1}^{n} \left(g_i / \mu_i \right),$$

$$r_i = \frac{\mu}{\mu_i} g_i , \quad \sum_{i=1}^{n} r_i = 1 = \sum_{i=1}^{n} \frac{\mu}{\mu_i} g_i ,$$

$$\mu = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \left(g_i / \mu_i \right)} .$$

Если смесь задана объемными долями r_i, то формулы для вычисления молярной массы смеси и газовой постоянной смеси следующие:

$$\mu = \sum_{i=1}^{n} r_i \mu_i = R_\mu \sum_{i=1}^{n} \left(r_i / R_i \right),$$

$$R = \frac{R_\mu}{\mu} = \frac{R_\mu}{\sum_{i=1}^{n} r_i \mu_i} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{n} \left(r_i / R_i \right)} . \qquad (1.6)$$

Парциальные давления и объемы газов определяются по *закону Бойля–Мариотта* (при постоянной температуре газа произведение давления газа на его объем есть величина постоянная, т.е. $p_i V = p V_i$):

$$p_i = \frac{p V_i}{V} = r_i p , \quad V_i = \frac{p_i V}{p} .$$

Контрольные вопросы

1. Международная система единиц (СИ) и ее основные единицы.
2. Основные термодинамические параметры и их размерность.
3. Что понимают под равновесным состоянием термодинамической системы?
4. Понятие равновесного и неравновесного состояний.
5. Что такое уравнение состояния системы?

6. Геометрическая интерпретация состояния системы, термодинамического процесса.

7. Что называется идеальным газом? В чем отличие идеального газа от реального?

8. Что такое газовая постоянная? Ее физический смысл, размерность и способы определения.

2. ТЕПЛОЕМКОСТЬ

Сообщение рабочему телу теплоты в каком-либо процессе вызывает изменение его состояния и, в общем случае, сопровождается изменением температуры. Изменение температуры, как и любого другого параметра состояния рабочего тела, не зависит от вида процесса, а зависит от его начального (*1*) и конечного (*2*) состояния, т.е. $\Delta T = T_2 - T_1$ (для элементарного процесса изменение параметра заменяется его дифференциалом dT).

Отношение количества теплоты δQ, сообщаемого телу, к изменению температуры тела dT в элементарном термодинамическом процессе называется *истинной теплоемкостью* тела в данном процессе:

$$C_x = \frac{\delta Q}{dT}. \qquad (2.1)$$

Нижний индекс здесь указывает на то обстоятельство, что теплоемкость так же, как и теплота, зависит от характера процесса. Кроме того, теплоемкость зависит от количества тела и его термодинамического состояния. Следует также отметить, что в данном процессе не меняется химический состав тела, не содержится переход вещества из одного агрегатного состояния в другое, не происходит растворения компонентов и пр.

В зависимости от выбранной единицы количества вещества различают массовую, объемную и мольную удельные теплоемкости:

– если за *единицу* вещества принять единицу массы (1 кг), то удельную теплоемкость называют *массовой* ($c_x=C_x/m$), Дж/(кг·К);

– если за *единицу* вещества принять единицу объема (1 м^3) при нормальных физических условиях, то удельную теплоемкость называют *объёмной* (c'_x), Дж/(м^3·К). Необходимость отнесения объемной теплоемкости к фиксированному объему

связана с тем, что 1 м^3 газа при различных температурах и давлениях содержит различное количество вещества. Очевидно, что $c'=\rho_0 c$, где ρ_0 – плотность газа при нормальных физических условиях;

– *мольной теплоемкостью* (μc_x) называют теплоемкость одного моля вещества, Дж/(моль·К). Массовая теплоемкость вычисляется как $c = \frac{\mu c}{\mu}$. Объемная теплоемкость –

$$c' = \rho_0 c = \rho_0 \frac{\mu c}{\mu} = \frac{RT_0}{p_0} \cdot \frac{\mu c}{\mu} = \frac{\mu c}{p_0 /(R_\mu T_0)} = \frac{\mu c}{22{,}4}.$$

Наиболее часто на практике используется понятие массовой теплоемкости.

2.1. Истинная и средняя теплоемкости

Теплоемкость реального вещества не является постоянной величиной. Она изменяется с изменением температуры, причем эта зависимость может быть весьма значительной (рис. 2.1).

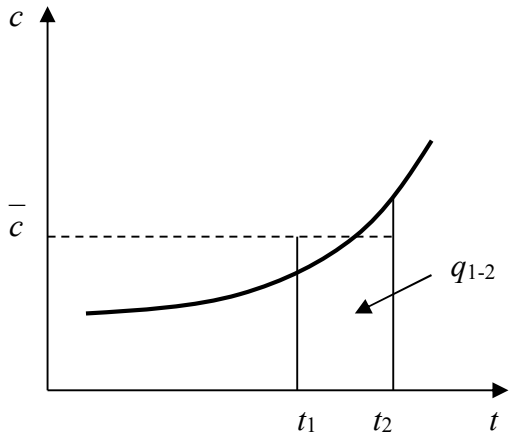


Рис. 3.1

Удельное количество теплоты процесса вычисляется по формуле

$$q_{1-2} = \int_{t_2}^{t_1} c dt \,.$$

Применяют следующие способы по определению этой величины:

– по результатам эксперимента зависимость теплоемкости от температуры представляют в виде аппроксимационного полинома

$$c = a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \dots \;,$$

где $a_0, a_1, a_2, \dots$ – коэффициенты аппроксимации. В справочной литературе приводятся эти коэффициенты. Тогда

$$q_{1-2} = a_0(t_2 - t_1) + \frac{a_1}{2}({t_2}^2 - {t_1}^2) + \frac{a_2}{3}({t_2}^3 - {t_1}^3) + \dots;$$

– в практических расчетах в интервале температур t_1, t_2 теплоемкость считают постоянной величиной, равной

$$\overline{c}\Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} c dt}{t_2 - t_1}, \qquad (2.2)$$

которую называют *средней теплоемкостью* в данном интервале в отличие от истинной теплоемкости, введенной в (2.1). В справочных данных приводятся средние теплоемкости от 0 до фиксированной температуры t, полученные опытным путем, т.е.

$$\overline{c}\Big|_0^t = \frac{\int_0^t c dt}{t} \;.$$

Среднюю теплоемкость в интервале температур t_1, t_2 по этим справочным данным можно вычислить по формуле

$$\overline{c}\Big|_{t_1}^{t_2} = \frac{\overline{c}\Big|_0^{t_2} t_2 - \overline{c}\Big|_0^{t_1} t_1}{t_2 - t_1}. \qquad (2.3)$$

Тогда удельное количество теплоты процесса определится как

$$q_{1-2} = \overline{c}\Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1).$$

2.2. Изохорная и изобарная теплоемкости

В термодинамике имеют большое значение

– *изохорная теплоемкость*

$$c_v = \frac{\delta q_v}{dT}, \qquad (2.4)$$

равная отношению количества теплоты в процессе при постоянном объеме к изменению температуры тела,

и

– *изобарная теплоемкость*

$$c_p = \frac{\delta q_p}{dT}, \qquad (2.5)$$

равная отношению количества теплоты в процессе при постоянном давлении к изменению температуры тела.

В теплотехнических расчетах используют таблицы, в которых приводятся полученные опытным путем числовые значения удельных изобарной и изохорной теплоемкостей для различных веществ в зависимости от температуры.

2.3. Теплоемкость смесей газов

При расчетах часто приходится иметь дело со смесями газов, а в таблицах приводятся теплоемкости только для отдельных газов.

Если смесь газов задана массовыми долями g_i, то удельные массовые теплоемкости смеси определяются по формулам

$$c_v = \sum_i g_i c_{vi} , \quad c_p = \sum_i g_i c_{pi} .$$

Если смесь газов задана объемными долями r_i, то удельные объемные теплоемкости смеси определяются по формулам

$$c'_v = \sum_i r_i c'_{vi} , \quad c'_p = \sum_i r_i c'_{pi} .$$

Контрольные вопросы

1. Выпишите единицы измерения удельной теплоемкости.
2. Как вводится понятие средней теплоемкости?

3. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ И ПРЕВРАЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Понятие энергии связано с движением материи.

Энергия может принимать многие формы – механической работы, теплоты, химической энергии, энергии электрического и магнитного полей.

В термодинамическом процессе взаимодействие окружающей среды и закрытой термодинамической системы осуществляется путем обмена энергией в форме теплоты и механической работы.

3.1. Внутренняя энергия

Любая среда обладает некоторым запасом *внутренней энергией U* (Дж), которую в технической термодинамике представляют как сумму кинетической и потенциальной энергий молекул и атомов среды. Кинетическая энергия этих частиц определяется их скоростью и массой, потенциальная – силами взаимодействия между ними, которые зависят от их взаимного расположения. Внутренняя энергия системы – это энергия, заключенная в самой системе. Значит, внутренняя энергия может характеризовать состояние тела наряду с величинами *p*, *V*, *T*.

Внутренняя энергия обладает свойством аддитивности, т.е. внутренняя энергия сложной системы равна сумме внутренних энергий составляющих её частей:

$$U = \sum U_i \, .$$

Внутренняя энергия 1 кг вещества называется *удельной внутренней энергией u=U/m* (Дж/кг).

Для большинства технических приложений термодинамики важно не абсолютное значение *U*, а изменение этой величины. Поэтому количественное определение внутренней энергии однородной системы часто определяется по отношению к некоторому условно выбранному стандартному состоянию.

3.2. Закон сохранения энергии в термодинамике

Совершая термодинамический процесс, закрытая система взаимодействует с внешней средой (внешними телами и полями), т.е. обменивается энергией. В технической термодинамике рассматриваются два вида передачи энергии – путем передачи теплоты и совершением механической работы.

Передача теплоты происходит между телами, имеющими различную температуру и приведенными в соприкосновение, или между телами с различными температурами, находящимися на расстоянии, посредством электромагнитных волн (тепловое излучение). Передача *теплоты* происходит на молекулярном (микрофизическом) уровне без видимого движения тел.

Передача энергии в форме работы происходит с перемещением всего тела или его части в пространстве. При этом способе тело либо движется в силовом поле, либо изменяет свой объем под действием внешнего давления. *Работа* представляет собой макрофизическую форму передачи энергии.

Следует заметить, что теплота и работа в отличие от энергии тела не являются функциями его состояния, а зависят от вида процесса, определяют этот процесс, т.е. являются функциями самого процесса.

Многочисленные опыты и наблюдения привели к открытию фундаментального закона природы – закону сохранения энергии: *энергия в природе не возникает из ничего и не исчезает,* или *количество энергии неизменно, она только переходит из одной формы в другую,* или

$$Q - L = \Delta E ,$$

где Q – теплота, участвующая в процессе; L – совершаемая работа; ΔE – изменение энергии системы. Здесь и далее условимся считать:

– работу *положительной*, если эта работа совершается рабочим телом, и *отрицательной*, если совершается работа над рабочим телом системы;

– теплоту, подведенную к телу, – *положительной*, а отведенную – *отрицательной,*

– кроме того, изменение любого параметра состояния в конечном процессе будем обозначать символом Δ (дельта), а в элементарном процессе – *d* (дифференциал соответствующего параметра). При любом конечном термодинамическом процессе изменение параметра состояния (давление, температура, внутренняя энергия, энтальпия, энтропия и т.д.) не зависит от вида процесса, а определяется начальным и конечным состоянием.

В общем случае термодинамическая система обладает внутренней энергией *U*, кинетической энергией (в термодинамике система рассматривается как целое, движущееся со скоростью *w*) – $mw^2/2$, потенциальной – *mgz* (*z* – высота, на которой находится система). Изменение полной энергии в процессе *1–2* можно представить как:

$$\Delta E = E_2 - E_1 = U_2 - U_1 + m\left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2}\right) + mg(z_2 - z_1).$$

Работа, совершаемая в этом процессе, складывается из работы $L_{об}$, связанной с изменением объема рабочего тела системы (деформационная работа), работы $L_{дв}$ по перемещению системы в пространстве, *технической работы* $L_{тех}$ (при перемещении системы в различных технических устройств, например, в двигателе, паровом котле, компрессоре и т.п.), работы против сил трения $L_{тр}$:

$$L = L_{об} + L_{дв} + L_{тех} + L_{тр}.$$

Теплота, участвующая в процессе, представляет собой сумму теплоты $Q_{внеш}$, задействованной в обмене с внешней средой, и теплоты трения $Q_{тр}$:

$$Q = Q_{\text{внеш}} + Q_{\text{тр}}\,.$$

Учитывая, что $Q_{\text{тр}} = L_{\text{тр}}$ (многочисленные эксперименты показали, что работа потока, затраченная на преодоление трения, полностью превращается в теплоту, воспринимаемую потоком), закон сохранения энергии в термодинамике для 1 кг рабочего однородного вещества (т.е. в удельных массовых величинах) в элементарном процессе можно записать:

$$\delta q = du + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + gdz + \delta l_{\text{об}} + \delta l_{\text{дв}} + \delta l_{\text{тех}}\,, \qquad (3.1)$$

(индекс $_{\text{внеш}}$ пропущен за ненадобностью).

Следует подчеркнуть, что в правой части (3.1) под знаком дифференциала находятся функции состояния, а остальные – величины, зависящие от характера протекания термодинамического процесса. Так как работа и теплота являются функциями процесса, а не функциями состояния, то знак δ обозначает лишь тот факт, что в элементарном процессе величины, следующие за ним – произвольные бесконечно малые, а не приращения каких-либо определенных функций. Таким образом, δq и δl – элементарные (т.е. соответствующие бесконечно малым изменениям состояния системы) количества теплоты и работы.

Если термодинамическая система не меняет своего положения в пространстве и единственным видом работы является работа, связанная с изменением объема системы, то уравнение (3.1) принимает более простой вид:

$$\delta q = du + \delta l_{\text{об}}\,.$$

Работа $\delta l_{\text{об}}$ совершается либо против сил внешнего давления и, тогда, объем рабочего тела расширяется, либо, наоборот, внешняя среда совершает работу над телом, сжимая его. Для равновесных процессов, когда давление среды равно давлению в рабочем теле, эта работа вычисляется как pdv, где v – удельный объем рабочего вещества.

Уравнение

$$\delta q = du + pdv \qquad (3.2)$$

называют *первым началом термодинамики: подведенная к закрытой покоящейся термодинамической системе теплота расходуется на изменение внутренней энергии системы и на совершение работы по изменению объема системы*. Балансовое соотношение (3.2) называют еще *первой основной формой первого начала термодинамики.*

3.3. Закон Джоуля

Ранее (см. п. 1.2) было отмечено, что любой термический параметр, определяющий равновесное состояние однородной системы, однозначно определяется, если заданы два другие параметра в этом же состоянии. Аналогично внутренняя энергия является функцией любых двух параметров, например, *u(v,T)*. Тогда изменение внутренней энергии в элементарном процессе вычисляется как

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

Из первого закона термодинамики (3.2) следует, что при постоянном объеме ($dv = 0$) $\delta q_v = du$. Подставляя это значение δq_v в (2.4), для элементарного процесса (при бесконечно малом изменении параметров) получим соотношение

$$c_v = \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v,$$

которое можно рассматривать как определение теплоемкости c_v. Оно показывает, что изохорная теплоемкость характеризует темп роста внутренней энергии в изохорном процессе с ростом температуры T.

Частная производная $(\partial u/\partial v)_T$ характеризует зависимость внутренней энергии вещества от удельного объема *v*.

На основании экспериментальных работ Гей-Люссака и Джоуля было получено, что *внутренняя энергия идеального газа не зависит от объема*, т.е.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T = 0 .$$

Этот вывод, носящий название *закона Джоуля*, позволяет вычислить изменение внутренней энергии идеального газа по уравнению

$$du = c_v dT , \tag{3.3}$$

т.е. внутренняя энергия идеального газа зависит только от его температуры. Идеальный газ – это модель газа, в которой отсутствуют силы межмолекулярного взаимодействия, а определяющим фактором остается интенсивность хаотического теплового движения молекул.

Для конечного процесса

$$u_2 - u_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT \approx \bar{c}_v (T_2 - T_1) , \tag{3.4}$$

т.е. *изменение внутренней энергии идеального газа равно произведению средней изохорной теплоемкости на разность температур в конце и начале процесса*.

Что касается реального газа, то его внутренняя энергия зависит не только от температуры, но и объема. Следовательно, для реального газа

$$\left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T \neq 0 ,$$

а

$$du = c_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv .$$

Для реальных газов внутренняя энергия вычисляется по термодинамическим таблицам.

3.4. Энтальпия

Важное значение в термодинамике имеет сумма внутренней энергии системы U и произведения давления системы p на объем системы V:

$$H = U + pV ,$$

эта величина называется *энтальпией.*

Произведение pV представляет собой так называемую *работу проталкивания* (если рассматривать тело в форме цилиндра объемом $V = hS$, где h – высота, а S – площадь основания, то $L = pSh = pV$).

Таким образом, *энтальпия* есть полная энергия, связанная с данным состоянием тела, и состоит из внутренней энергии системы и работы, которую нужно было затратить для того, чтобы ввести это тело (объемом V) во внешнюю среду (с давлением p).

Превышение H над U объясняется наличием внешней среды; энтальпия тем больше, чем больше давление среды.

Энтальпия (по определению) является функцией состояния, так как величины U, p и V сами являются функциями состояния.

Энтальпия подобно внутренней энергии является экстенсивной величиной.

Для *удельной энтальпии* можно записать

$$h = u + pv . \qquad (3.5)$$

Энтальпия измеряется в тех же величинах, что и теплота, и работа, и внутренняя энергия.

Выразив внутреннюю энергию через энтальпию и подставив в (3.2), получим другое выражение для первого начала термодинамики:

$$\delta q = dh - vdp , \qquad (3.6)$$

которое называется *второй основной формой первого начала термодинамики*, а выражение $\delta l_0 = -vdp$ называется *располагаемой работой*.

Отсюда следует, что при постоянном давлении (dp = 0) $\delta q_p = dh$. Подставляя это значение δq_p в (2.5), получим

$$c_p = \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p .$$

Для идеального газа, энтальпия которого зависит только от температуры ($h = u + pv = u(T) + RT$), справедливо

$$dh = c_p dT , \tag{3.7}$$

или для конечного процесса

$$h_2 - h_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT \approx \bar{c}_p (T_2 - T_1) , \tag{3.8}$$

т.е. *изменение энтальпии идеального газа равно произведению средней изобарной теплоемкости на разность температур в конце и начале процесса*.

Уравнения (3.4) и (3.8) используются на практике для расчета изменений внутренней энергии и энтальпии идеального газа в рассматриваемом термодинамическом процессе.

Из определения энтальпии (3.5) следует

$$dh = du + d(pv) .$$

Для идеального газа, т.е. учитывая (3.3), (3.7) и уравнение состояния (1.2), это выражение можно записать в виде

$$c_p dT = c_v dT + RdT . \tag{3.9}$$

Отсюда получим следующую связь

$$c_p - c_v = R , \tag{3.10}$$

которая называется *формулой Майера: удельная изобарная теплоемкость идеального газа больше его удельной изохорной теплоемкости на величину газовой постоянной*. Смысл уравнения Майера заключается в том, что при изобарическом нагревании

газа на один градус к газу должно быть подведено большее количество теплоты, чем для такого же изохорического нагревания. Разность количеств теплоты должна быть равна работе, совершенной газом при изобарическом расширении.

3.5. Энтропия

В уравнении первого начала термодинамики

$$\delta q = du + \delta l = du + pdv \qquad (3.11)$$

величина u – функция состояния, а q и l – функции процесса соответственно; du – полный дифференциал, а δq, δl – лишь бесконечно малые величины. Для вычисления количества теплоты, участвующей в конечном процессе, необходимо проинтегрировать (3.11), а для этого необходимо знать зависимость p от v, которая для каждого процесса своя.

С другой стороны, из курса математического анализа известно, что дифференциальный двучлен всегда имеет интегрирующий множитель, превращающий его в полный дифференциал. Таким интегрирующим множителем для элементарного количества теплоты δq является $1/T$. Для идеального газа это доказывается следующим образом:

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT}{T} + \frac{pdv}{T} = \frac{c_v dT}{T} + R\frac{dv}{v} = d\left(\int \frac{c_v}{T} dT + R\ln v\right),$$

где c_v зависит только от температуры, а R – величина постоянная. Следовательно, это отношение есть дифференциал некоторой функции s:

$$ds = \frac{\delta q}{T}, \qquad (3.12)$$

которая называется *энтропией*.

Изменение энтропии в конечном процессе идеального газа при c_v=const как функции T и v равно

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

это же изменение, но через параметры T и p:

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

(Обоснование энтропии как функции состояния реального газа и ее физический смысл будут рассматриваться далее, вместе со вторым началом термодинамики.)

Энтропия является однозначной функцией состояния газа. Изменение этого параметра связано с количеством подводимой (или отводимой) теплоты к системе.

Начало отсчета энтропии может быть выбрано произвольно, так как при рассмотрении различных термодинамических процессов интерес представляет лишь изменение энтропии (разность энтропии в конечной и начальной точках процесса), которое не зависит от выбора начала отсчета.

Энтропия является экстенсивным (зависящим от массы вещества) параметром состояния. Энтропия выражается в Дж/К. Таким образом, размерность энтропии совпадает с размерностью теплоемкости.

Из (3.12) следует, что $\delta q = Tds$ (справедливо только для обратимых процессов, см. ниже). О направлении теплообмена термодинамической системы с внешней средой в обратимых процессах можно судить по характеру изменения энтропии. Если энтропия в процессе увеличивается ($ds > 0$), то теплота подводится ($\delta q > 0$), если энтропия уменьшается ($ds < 0$), то теплота отводится ($\delta q < 0$).

Первое начало термодинамики с учетом новой функции для обратимых процессов можно записать в следующей форме:

$$\begin{aligned} Tds &= du + pdv\,, \\ Tds &= dh - vdp\,. \end{aligned} \qquad (3.13)$$

В термодинамике внутренняя энергия, энтальпия, энтропия называются *калорическими параметрами (свойствами)*, а удельный объем, абсолютное давление, температура – *термическими*.

3.6. Рабочая и тепловая диаграммы

Конечный равновесный термодинамический процесс изображается линией, лежащей на поверхности состояний рабочего вещества. Удобно рассматривать не пространственную кривую процесса, а ее проекцию на какую-либо плоскость.

Пусть один и тот же процесс *1–2* будет представлен в виде проекций на две координатные плоскости:

– первая – с вертикальной осью p и горизонтальной – v (рис. 3.2);

– вторая – с вертикальной осью T и горизонтальной – s (рис. 3.3).

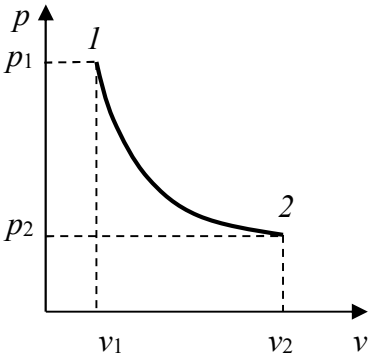


Рис. 3.2

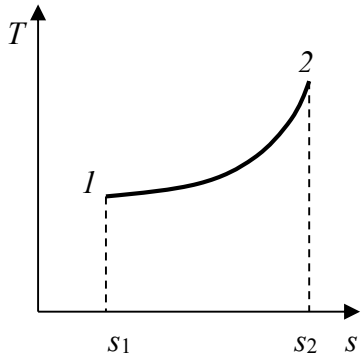


Рис. 3.3

Площадь под кривой процесса (v_1–*1*–*2*–v_2) на рис. 3.2 численно равна интегралу $\int_{v_1}^{v_2} pdv$ (геометрическая интерпретация определенного интеграла), который представляет собой удельную работу расширения в данном процессе *1–2*. Располагаемая работа, введенная в (2.3) и равная интегралу $-\int_{p_1}^{p_2} vdp$, представляется площадью p_1–*1*–*2*–p_2.

Поэтому *pv*-диаграмма получила название *рабочей диаграммы*.

Площадь под кривой *1–2* на рис. 3.3 численно равна $\int_{s_1}^{s_2} Tds$, который представляет собой удельную теплоту, подводимую в данном процессе *1–2*. Поэтому графическое представление процесса в системе координат *T*, *s* (*Ts*-диаграмма) получило название *тепловой диаграммы*.

Если процесс, изображенный на рис. 3.2–3.3, проходит в обратном направлении (*2–1*), то работа сжатия рабочего тела $\int_{v_2}^{v_1} pdv$ будет отрицательной, а теплота в процессе *2–1* от рабочего тела будет отводиться ($\int_{s_2}^{s_1} Tds < 0$).

Диаграммы состояния дают возможность наглядно представить термодинамические процессы и их энергетические особенности.

Контрольные вопросы

1. Что такое внутренняя энергия? Ее единицы измерения.

2. В чем отличие внутренней энергии идеального газа от внутренней энергии реального газа?
3. Сущность первого начала термодинамики.
4. Что такое энтальпия? Ее единицы измерения.
5. Различные формы математической формулировки первого начала термодинамики.
6. Почему изобарная теплоемкость всегда больше изохорной теплоемкости?
7. Графическое представление работы газа при изменении его объема.
8. Выпишите размерность энтропии и удельной энтропии.
9. О чем говорит изменение энтропии рабочего тела в обратимом процессе?
10. Как графически представить теплоту, участвующую в термодинамическом процессе?
11. Как графически представить работу, участвующую в термодинамическом процессе?

4. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Практический интерес представляют следующие процессы:

– *изохорный*, протекающий при постоянном объеме (на практике – это процесс, проходящий с веществом, заключенном в закрытой емкости с жесткими стенками);

– *изобарный* – при постоянном давлении (на практике – это процесс, проходящий с веществом, заключенном в резервуаре с клапаном, настроенным на заданное давление);

– *изотермический* – при постоянной температуре (на практике осуществить такой процесс достаточно трудно, так как для обеспечения выравнивания температуры газа по всему объему процесс должен происходить по времени бесконечно медленно);

– *адиабатный* – без теплообмена с окружающей средой (на практике все быстропротекающие процессы достаточно близки к адиабатным, так как за время протекания этих процессов теплообменом с окружающей средой можно пренебречь в силу его малости);

– *политропный процесс*, который является обобщением вышеперечисленных процессов (все реальные процессы можно рассматривать как совокупную последовательность таких процессов).

Так как в качестве рабочего тела в этих процессах будем рассматривать идеальный газ, то его основные параметры подчиняются уравнению состояния

$$pv = RT\ . \qquad (4.1)$$

Для всех процессов устанавливается следующий общий порядок анализа:

1) выводится уравнение кривой процесса в (p, v) координатах для построения рабочей диаграммы;

2) определяется теплоемкость процесса c_x;

3) выводится уравнение кривой процесса в (T, s) координатах для построения тепловой диаграммы:

$$Tds = \delta q = c_x dT \; ; \tag{4.2}$$

4) устанавливаются связи между основными параметрами состояния рабочего тела в начале и конце процесса;

5) определяется изменение внутренней энергии идеального газа по формуле (3.7)

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_v dT = \overline{c}_v\Big|_0^{t_2} t_2 - \overline{c}_v\Big|_0^{t_1} t_1 \tag{4.3}$$

или при постоянной теплоемкости

$$u_2 - u_1 = c_v(t_2 - t_1) \; ; \tag{4.4}$$

6) изменение энтальпии идеального газа определяется по формуле (3.9)

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_{t_1}^{t_2} c_p dT = \overline{c}_p\Big|_0^{t_2} t_2 - \overline{c}_p\Big|_0^{t_1} t_1 \tag{4.5}$$

или при постоянной теплоемкости

$$h_2 - h_1 = c_p(t_2 - t_1) \; ; \tag{4.6}$$

7) определяется работа изменения объема рабочего тела

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv \; ; \tag{4.7}$$

8) определяется удельное количество теплоты, участвующее в процессе:

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_x dT = \overline{c}_x\Big|_0^{t_2} t_2 - \overline{c}_x\Big|_0^{t_1} t_1 \; ; \tag{4.8}$$

9) определяется изменение удельной энтропии. Так как

$$ds = \frac{\delta q}{T} = \frac{du + pdv}{T} = \frac{c_v dT + \frac{RT}{v} dv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \ ,$$

то

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \bar{c}_v \Big|_{t_1}^{t_2} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \ .$$

4.1. Изохорный процесс

Уравнение процесса v = const или $dv = 0$.

Теплоемкость процесса – c_v.

Уравнение кривой процесса в переменных T и s

$$dT = \frac{T}{c_v} ds \, .$$

Кривая процесса называется *изохорой* (рис. 4.1).

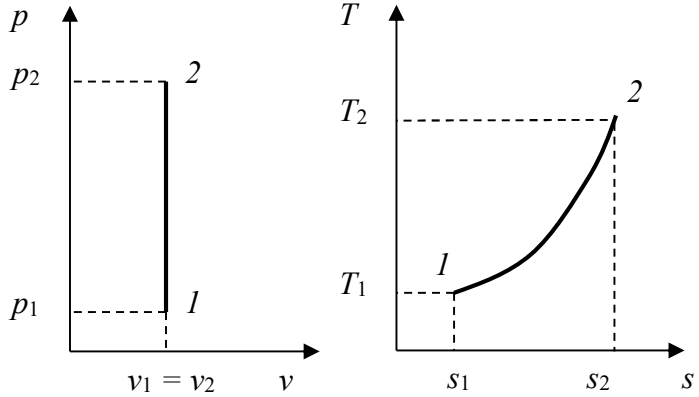


Рис. 4.1

Для двух различных состояний идеального газа в изохорном процессе справедливы следующие соотношения:

$$p_1 v_1 = RT_1 \, , \quad p_2 v_2 = RT_2 \, , \quad v_1 = v_2 \, .$$

Разделив первое уравнение на второе с учетом третьего, получим известный *закон Шарля* (давление данной массы газа при постоянном объеме изменяется линейно с температурой):

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Изменение внутренней энергии – формулы (4.3), (4.4).

Изменение энтальпии – формулы (4.5), (4.6).

Работа $l_{1\text{-}2}$ в изохорном процессе равна нулю.

Удельное количество теплоты определяется по формуле (4.8):

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_v dT = \bar{c}_v\Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_v\Big|_0^{t_1} t_1 = u_2 - u_1,$$

т.е. вся теплота в изохорном процессе «уходит» на изменение внутренней энергии газа (это справедливо и для реальных газов).

Это количество теплоты численно равно площади под кривой процесса на рис. 4.1, т.е. пл. s_1–*1*–*2*–s_2–s_1.

Найдем изменение удельной энтропии:

$$ds = \frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT + p dv}{T} = c_v \frac{dT}{T}.$$

Интегрируя (при постоянной теплоемкости), получим

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \tilde{n}_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

4.2. Изобарный процесс

Уравнение процесса $p = \text{const}$ или $dp = 0$.

Теплоемкость процесса – c_p.

Уравнение кривой процесса в переменных T и s

$$dT = \frac{T}{c_p} ds \,.$$

Кривая процесса называется *изобарой* (рис. 4.2).

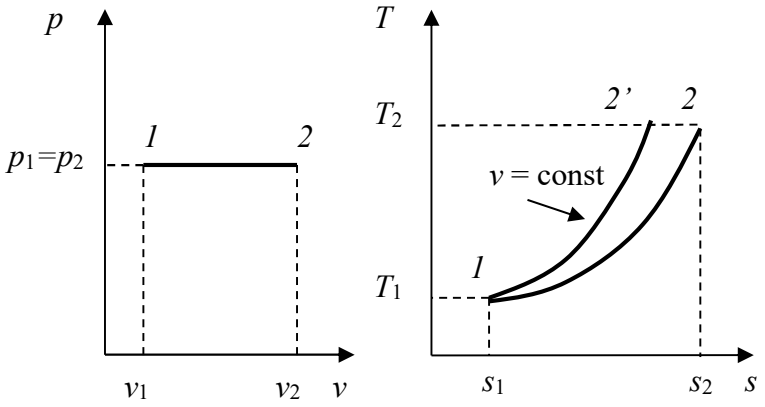


Рис. 4.2

Изобара (линия *1–2*) в тепловой диаграмме – положе изохоры (линия *1–2'*), так как $c_p > c_v$, что следует из уравнения Майера (3.12).

Для изобарного процесса *1–2* справедливы следующие соотношения:

$$p_1 v_1 = RT_1 \,, \quad p_2 v_2 = RT_2 \,, \quad p_1 = p_2 \,.$$

Разделив первое уравнение на второе с учетом третьего, получим известный *закон Гей-Люссака* (если в процессе нагрева или охлаждения газа его давление поддерживается постоянным, то его объем изменяется пропорционально его абсолютной температуре):

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2} \,.$$

Изменение внутренней энергии – формулы (4.3), (4.4).

Изменение энтальпии – формулы (4.5), (4.6).

Работа в изобарном процессе равна

$$l_{1-2} = p\int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1)\ ,$$

что на рис. 4.2 соответствует площади прямоугольника v_1–*1*–*2*–v_2.

Удельное количество теплоты определяется по формуле (4.8):

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_p dT = \bar{c}_p\Big|_0^{t_2} t_2 - \bar{c}_p\Big|_0^{t_1} t_1 = h_2 - h_1\,,$$

т.е. вся теплота в изобарном процессе тратится на изменение этальпии газа (это справедливо и для реальных газов).

Это количество теплоты численно равно площади под кривой процесса *1–2* на рис. 4.2.

Найдем изменение удельной энтропии:

$$ds = \frac{\delta q}{T} = \frac{c_p dT - v dp}{T} = c_p \frac{dT}{T}\,.$$

Интегрируя (при постоянной теплоемкости), получим

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p\, ln\frac{T_2}{T_1}\,.$$

4.3. Изотермический процесс

Уравнение процесса pv = const.

Теплоемкость в изотермическом процессе – $c_T = \dfrac{\delta q}{dT} = \pm\infty$,

так как $dT = 0$. (Знак плюс соответствует подводу теплоты к системе, знак минус – отводу теплоты от системы.)

Уравнение процесса T = const или $dT = 0$.

Кривая процесса называется изотермой. В рабочей диаграмме – это гипербола, а в тепловой – отрезок горизонтальной прямой (рис. 4.3).

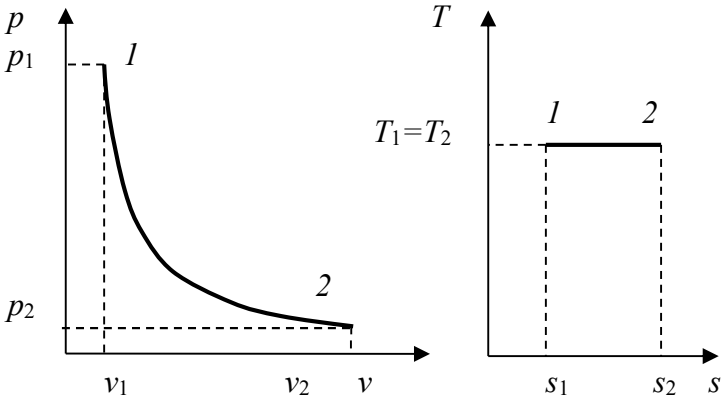


Рис. 4.3

Для изотермического процесса *1–2* справедливы следующие соотношения:

$$p_1 v_1 = RT_1\,, \quad p_2 v_2 = RT_2\,, \quad T_1 = T_2\,.$$

Разделив первое уравнение на второе с учетом третьего, получим

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = 1 \qquad \text{или} \qquad \frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

(*закон Бойля–Мариотта*).

Изменение внутренней энергии равно нулю, так как $dT = 0$.

Тогда, согласно первому началу термодинамики

$$\delta q = \delta l \;\text{ или }\; q_{1-2} = l_{1-2}\,.$$

Таким образом, вся теплота, подведенная к рабочему телу в изотермическом процессе, идет на совершение работы. И, наоборот, совершение работы над газом (сжатие) требует отнятия от него такого же количества теплоты.

Изменение энтальпии также равно нулю.

Работа в изотермическом процессе равна

$$l_{1-2} = RT\int_{v_1}^{v_2}\frac{dv}{v} = RT(\ln v_2 - \ln v_1) = RT\ln\frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln\frac{p_1}{p_2}. \quad (4.9)$$

Удельное количество теплоты равно работе газа по изменению объема:

$$q_{1-2} = l = \int_{s_1}^{s_2} Tds = T(s_2 - s_1) \ .$$

Это количество теплоты численно равно площади прямоугольника s_1–*1*–*2*–s_2 на рис. 4.3.

Найдем изменение удельной энтропии:

$$ds = \frac{\delta q}{T} = \frac{c_v dT + pdv}{T} = \frac{p}{T}dv = \frac{R}{v}dv \ .$$

Интегрируя (при постоянной теплоемкости), получим

$$\Delta s = s_2 - s_1 = R\ln\frac{v_2}{v_1} \ .$$

4.4. Адиабатный процесс

По определению уравнение адиабатного процесса $\delta q = 0$. Существенно, что для определения этого процесса условие $q = 0$ не годится, ибо оно не означает требования отсутствия теплообмена с внешней средой, а лишь равенство нулю алгебраической суммы количеств теплоты, подводимых к газу и отводимых от газа на различных участках рассматриваемого процесса. Термодинамическую систему, в которой протекает адиабатный процесс, можно представить в виде некоторого объема с идеальной теплоизоляционной оболочкой. И, хотя таких абсолютно теплонепроницаемых материалов в действительности не существует, адиабатным можно считать такой процесс, когда теплота процесса пренебрежимо мала по сравнению с работой рассматриваемого процесса. В другом случае, за адиабатный процесс принимается реальный быстропротекающий процесс,

при котором теплообмен между системой и внешней средой не успевает произойти.

Найдем уравнение этого процесса в переменных *p,v*. Из уравнений первого начала термодинамики (уравнения (2.2) и (2.3)) при $\delta q = 0$ имеем

$$c_p dT - v dp = 0, \quad c_v dT + p dv = 0.$$

Разделив первое на второе, получим

$$\frac{c_p dT}{c_v dT} = -\frac{v dp}{p dv} \quad \text{или} \quad \frac{k dv}{v} = -\frac{dp}{p}.$$

Интегрируя последнее уравнение при k = const (c_p = const, c_v = const), будем иметь

$$k \ln v + \ln p = \text{const}.$$

Отсюда

$$p v^k = \text{const} \ .$$

Величину k называют показателем адиабаты ($k = c_p / c_v > 1$).

Теплоемкость в адиабатном процессе равна нулю, так как $c = \delta q / dT = 0$.

Из $\delta q = 0$ и определения энтропии (3.14) следует, что $ds = 0$.

Кривая адиабатного процесса называется адиабатой (рис. 4.4).

Для сравнения на рис. 4.4 нанесена изотерма. Видно, что адиабата круче изотермы, так как показатель адиабаты $k > 1$.

Соотношения между параметрами вытекают из уравнения адиабаты и уравнения состояния идеального газа:

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

Изменение внутренней энергии – формулы (4.3), (4.4).

Изменение энтальпии – формулы (4.5), (4.6).

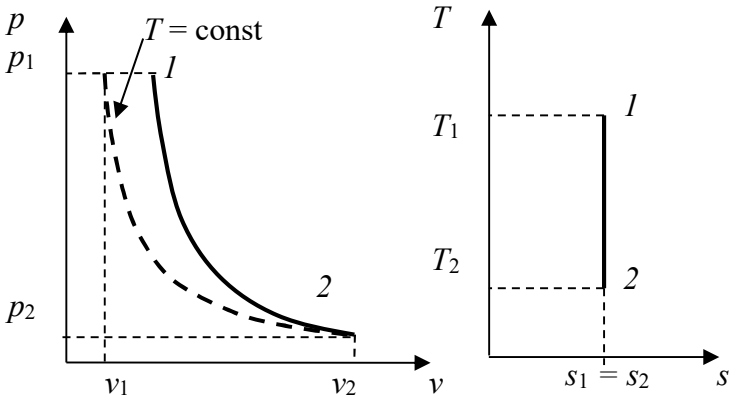


Рис. 4.4

Согласно первому началу термодинамики при отсутствие теплообмена с внешней средой

$$du + \delta l = 0\,.$$

Это означает, что при адиабатном процессе работа совершается за счет внутренней энергии газа: при расширении газа его внутренняя энергия уменьшается (при этом температура понижается), а при сжатии увеличивается и внутренняя энергия газа, и его температура.

Количество этой работы рассчитывается по формулам

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^k}{v^k} dv = \frac{p_1 v_1^k}{1-k}\left(v_2^{1-k} - v_1^{1-k}\right) =$$

$$= \frac{1}{k-1}\left(p_1 v_1 - p_2 v_2\right) == \frac{p_1 v_1}{k-1}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \qquad (4.10)$$

$$= \frac{p_1 v_1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{(k-1)/k}\right] = \frac{R}{k-1}\left(T_1 - T_2\right) = c_v\left(T_1 - T_2\right).$$

Так как для равновесного процесса изменение энтропии определяется по формуле (3.12), то ее изменение в конечном адиабатном процессе

$$\Delta s = s_2 - s_1 = 0,$$

т.е. равновесный адиабатный процесс для идеального газа является одновременно и изоэнтропным.

4.5. Политропный процесс

Уравнение политропного процесса

$$pv^n = \text{const},$$

где n – для данного процесса величина постоянная и для различных процессов может принимать любые значения от -∞ до +∞. Величину n называют *показателем политропы*.

Уравнение политропного процесса по виду схоже с уравнением адиабатного процесса; однако существенная разница между этими уравнениями состоит в том, что показатель адиабаты является в общем случае величиной переменной, а показатель политропы по определению является постоянной величиной. В политропном процессе к системе может подводиться (или отводиться от нее) теплота.

Рассмотренные выше процессы являются частными случаями политропного процесса, так:

- изохорный процесс соответствует политропному при $n = \pm\infty$;
- изобарный – $n = 0$;
- изотермический – $n = 1$;
- адиабатный – $n = k = \text{const}$.

Политропный процесс также дает возможность аналитического описания и таких процессов, которые несводимы к вышеперечисленным.

Показатель политропы n можно определить по параметрам любых двух состояний процесса:

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n , \quad \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n = \frac{p_2}{p_1};$$

$$n = \frac{\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)}{\ln\left(\frac{v_1}{v_2}\right)}.$$

Теплоемкость политропного процесса по определению равна $c_n = \delta q / dT$. (Ниже будут приведены формулы для ее вычисления.)

Уравнение процесса

$$dT = \frac{T}{c_i} ds .$$

Соотношения между параметрами в политропном процессе выводятся подобно тому, как это делается для адиабатного процесса, и выглядят соответственно:

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

Изменение внутренней энергии – формулы (4.3), (4.4).

Изменение энтальпии – формулы (4.5), (4.6).

Уравнение удельной работы изменения объема, совершаемой телом при политропном процессе, имеет аналогичный вид с уравнением работы в адиабатном процессе, т.е.

$$l_{1-2} = \frac{1}{n-1}\left(p_1 v_1 - p_2 v_2\right) = \frac{p_1 v_1}{n-1}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{R}{n-1}\left(T_1 - T_2\right).$$

Количество удельной теплоты процесса можно вычислить как

$$q_{1-2} = \Delta u + l = c_v(T_2 - T_1) + \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2) = \left(c_v - \frac{R}{n-1}\right)(T_2 - T_1) =$$

$$= \left(c_v - \frac{c_p - c_v}{n-1}\right)(T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1}(T_2 - T_1).$$

С другой стороны,

$$q_{1-2} = c_n(T_2 - T_1).$$

Сравнивая эти уравнения, получаем выражение для теплоемкости политропного процесса:

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

На рис. 4.5 представлена зависимость теплоемкости политропного процесса от показателя политропы n.

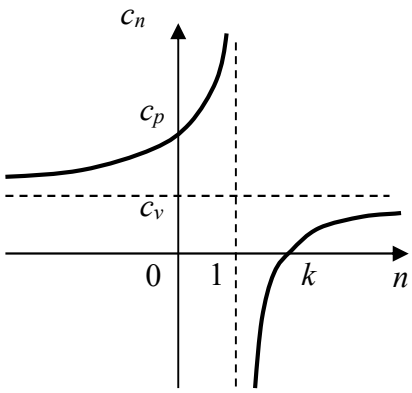


Рис. 4.5

Видно, что при $1 < n < k$ теплоемкость c_n отрицательна. Это объясняется тем, что для производства работы газа, помимо подведенной теплоты, используется и некоторое количество его внутренней энергии, в связи с чем температура газа снижается.

Изменение энтропии системы в политропном процессе определяется из соотношения

$$s_2 - s_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{c_n}{T} dT.$$

Если теплоемкость политропного процесса постоянна в данном диапазоне изменения параметров состояния, то

$$s_2 - s_1 = c_n \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Контрольные вопросы

1. В каком процессе вся подведенная теплота идет на увеличение внутренней энергии рабочего тела?
2. В каком процессе вся подведенная теплота идет совершение работы?
3. Как называется процесс, в котором работа совершается лишь за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела?
4. Как называется процесс, в котором подведенная к рабочему телу теплота численно равна изменению его энтальпии? Какая доля подведенной теплоты в этом случае идет на совершение работы?

5. ВОДЯНОЙ ПАР И ЕГО СВОЙСТВА

Во многих областях промышленного производства получил большое применение пар различных веществ – воды, аммиака, углекислоты и др. Из них наибольшее распространение получил водяной пар, являющийся рабочим телом в паровых турбинах, паровых машинах, в атомных установках, теплоносителем в различных теплообменниках и т.п.

Водяной пар относится к реальным газам. Известные уравнения состояния для водяного пара сложны (их реализация возможна на персональных компьютерах), для инженерных расчетов применяются таблицы и диаграммы воды и водяного пара, полученные экспериментально или вычисленные по уравнениям состояния.

5.1. Основные понятия и определения

Как известно из курса общей физики, вода (как и всякое вещество) в зависимости от внешних условий (давления и температуры) может находиться в различных агрегатных (или фазовых) состояниях – газообразном, жидком и твердом.

Для равновесных состояний каждой фазы вещества существует термическое уравнение состояния

$$F(p,v,T)=0\,, \qquad (5.1)$$

которое находят путем измерения параметров p, v, T, т.е. экспериментально.

Состояние вещества представляется точкой на поверхности (5.1), а произвольный процесс – линией на этой поверхности. Для удобства пользуются не пространственным изображением, а соответствующими проекциями на различные плоскости.

На рис. 5.1 изображена характерная pT-диаграмма вещества с нанесенными на ней кривыми фазовых переходов.

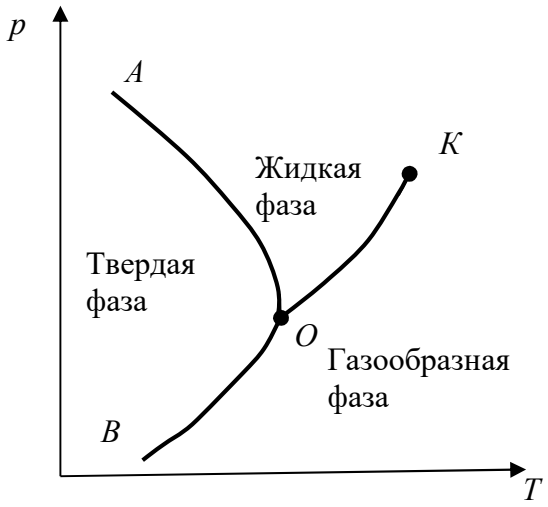


Рис. 5.1

Линия ОА представляет собой кривую *плавления (затвердевания)*; линия ОВ – *возгонку* или *сублимацию (десублимацию)*, т.е. переход из твердого в газообразное состояние (и, наоборот); линия *ОК* – кривую *кипения (конденсации)*; эта линия оканчивается в точке *К*, которую называют *критической*. Состояние, в котором существуют три фазы, называется *тройной точкой* (точка *О*).

На линиях *ОА*, *ОК* и *ОВ* находятся в равновесном состоянии две соседствующие фазы.

Вещество может переходить из одной фазы в другую; этот переход называется *фазовым переходом*, или *фазовым превращением.* Переход из одного агрегатного состояния в другое происходит при строго определенных взаимосвязанных температуре и давлении. Фазовый переход сопровождается выделением или поглощением теплоты (*теплота фазового перехода*).

Линия сублимации *ОВ* и линия насыщения *ОК* имеют положительный наклон. Это означает, что с ростом давления тем-

пература фазового перехода (сублимация и кипение) повышается. Линия плавления для различных веществ может иметь как положительный, так и отрицательный наклон.

По фазовой *pT*-диаграмме можно установить, в каком агрегатном состоянии вещество (в данном случае – вода) нахо-

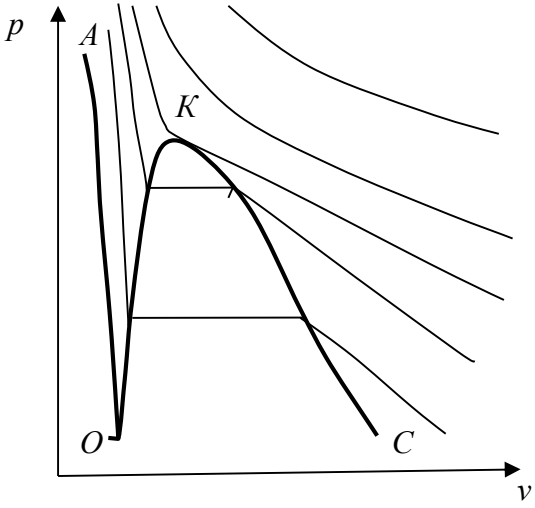


Рис. 5.2

дится при заданных давлении *p* и температуре *T*.

На рис. 5.2 изображена фазовая *pv*-диаграмма для воды: точка *K* – критическая точка, точка *O* – тройная точка, линия *O*–*K*–*C* – линия фазового перехода из жидкого состояния в парообразное, остальные линии – изотермы (*O*–*A* – изотерма при нулевой температуре).

Область, заключенная между изотермой *O*–*A* и осью ординат, является областью равновесного сосуществования жидкой (вода) и твердой (лед) фаз. Левее кривой *O*–*K* расположена область воды. Между кривыми *O*–*K* и *K*–*C* – область двухфазной системы, включающей в себя пар и жидкость (пароводяная

смесь). Правее кривой *K–C* и выше точки *K* расположена область перегретого пара.

Параметры критической точки для воды: t_k = 374,12 °C, v_k = 0,003147 м^3/кг, p_k = 22,115 МПа, h_k = 2095,2 кДж/кг, s_k = 4,424 кДж/(кг К).

Для воды в тройной точке *O* – p_o = 610,8 Па, T_o = 273,16 К или t_o = 0,01 °C.

5.2. Парообразование при постоянном давлении

Рассмотрим процесс приготовления пара при постоянном давлении (на рис. 5.3 – процесс *a–b–e–c–d*).

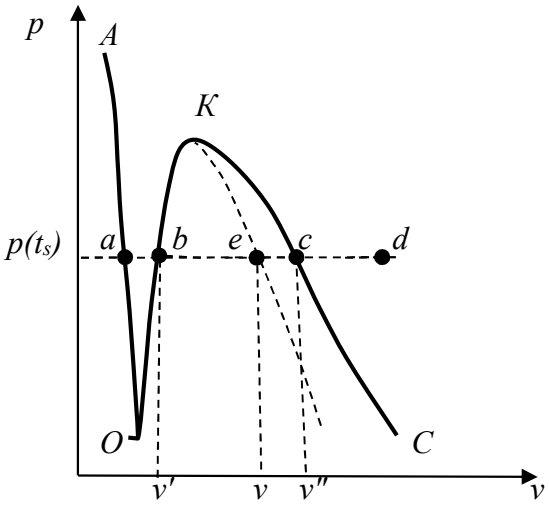


Рис. 5.3

Начальная точка *a* характеризует состояние воды при температуре 0°C и некотором давлении *p*. При подводе теплоты жидкость нагревается до температуры кипения t_s, соответству-

ющей давлению p (например, при p = 0,1 МПА t_s = 99,09 °С, при p = 0,2 МПа t_s = 119,62 °С, а при p = 10 МПа t_s = 309,53 °С).

Удельный объем воды незначительно возрастает до v' (точка b). Точка b – точка *насыщенной (*кипящей*) жидкости*, параметры которой обычно принято обозначать одинарным штрихом (v', h', s'). При дальнейшем подводе теплоты к кипящей жидкости в процессе постоянного давления вода постепенно переходит в пар,

при этом температура ее остается неизменной и равной t_s. В процессе b–c вода находится в равновесном состоянии с паром, причем доля пара постоянно увеличивается (пар как бы «насыщает» объем), и в конце процесса (точка c) вся вода полностью переходит в пар. Точка c соответствует *сухого насыщенного пара* или просто сухого. Все параметры сухого насыщенного пара обычно обозначаются двойным штрихом (v'', h'', s''). Сухой насыщенный пар бесцветен и прозрачен (т. е. невидим).

Смесь кипящей жидкости и сухого насыщенного пара, находящихся в термодинамическом равновесии друг с другом и, следовательно, имеющих одно и то же давление и одинаковую температуру (участок b–c на рис. 5.3), называют *влажным насыщенным паром* или просто влажным паром. Пар, содержащий взвешенные мельчайшие капельки воды диаметром 1–10 мкм (роса, туман) – белый (молочного цвета).

Влажный пар характеризуется массовой долей паровой фазы, которая называется *степенью сухости*:

$$x = \frac{m''}{m' + m''}, \qquad (6.1)$$

где m'' – масса сухого насыщенного пара; m' – масса кипящей воды.

Параметр x принимает значения от 0 до 1: x = 0 – на линии O–K (кипящая вода), x = 1 – на линии K–C (сухой насыщенный пар). На рис. 5.3 изображена линия постоянной сухости x =

const, проходящая через точку *e*. Состояние влажного пара определяется двумя величинами: температурой или давлением и степенью сухости.

Величина (1 – *x*), равная массовой доли воды во влажном паре, называется *степенью влажности*.

При подводе теплоты к сухому насыщенному пару температура его возрастает, его удельный объем увеличивается, и сам пар переходит в состояние *перегретого пара*. Разность между температурой перегретого пара и температурой сухого насыщенного пара называется *степенью перегрева*. Чем выше степень перегрева, тем больше по своим свойствам перегретый пар приближается к газу.

Линия *О–К* (рис. 5.3) называется *линией насыщения жидкости* или *пограничной кривой жидкости,* или *нижней пограничной кривой*, линия *К–С – линией сухого насыщенного пара* или *пограничной кривой пара,* или *верхней пограничной кривой*.

Пограничная кривая жидкости в критической точке *К* переходит в пограничную кривую пара. Жидкость и ее насыщенный пар могут существовать только при температурах ниже критической; при температурах выше критической может существовать только перегретый пар.

Обе кривые *О–К* и *К–С* делят диаграмму на три части: влево от пограничной кривой жидкости до нулевой изотермы располагается область жидкости; между кривыми *О–К* и *К–С* располагается двухфазная система, состоящая из смеси воды и сухого пара (влажный пар); вправо от *К–С* и вверх от точки *К* располагается область перегретого пара. Область, заключенная между изотермой воды (линия *О–А*) и осью ординат, представляет собой область равновесного сосуществования жидкой и твердой фаз.

Процесс парообразования *b–c* является одновременно изобарным и изотермическим.

Процессы подогрева жидкости *a–b*, парообразования *b–e–c* и перегрева пара *c–d* представлены в *tv*-диаграмме на рис. 5.4.

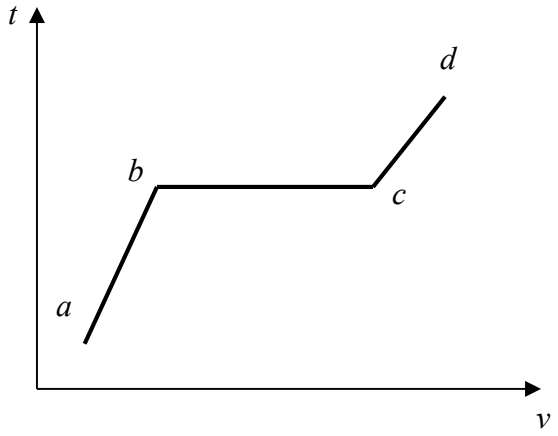


Рис. 5.4

Количество теплоты, затрачиваемое на превращение 1 кг кипящей воды в сухой насыщенный пар, называется *теплотой парообразования* (фазового превращения) и обозначается *r*, Дж/кг. Эта теплота в силу изобарного характера процесса равна разности энтальпий сухого насыщенного пара и кипящей жидкости

$$r = h'' - h' = u'' - u' + p(v'' - v') ,$$

а так как температура в этом процессе не меняется, то эту же теплоту парообразования можно вычислить по изменению энтропии

$$r = T(s'' - s') .$$

Несмотря на то, что удельный объем v'' сухого насыщенного пара намного больше удельного объема v' кипящей жидкости, работа изменения объема составляет лишь небольшую часть теплоты парообразования. Бóльшая часть подводимой при парообразовании теплоты идет на увеличение внутренней энер-

гии. Эта энергия необходима для разрушения относительно плотного сцепления молекул в жидкой фазе и установления значительно более разобщенных молекулярных связей сухого насыщенного пара.

С увеличением давления теплота парообразования уменьшается. В критическом состоянии $r = 0$.

5.3. Определение параметров воды и водяного пара

В силу сложности уравнения состояния для водяного пара при расчетах на микрокалькуляторах (в инженерной практике) его заменяют термодинамическими таблицами и диаграммами, составленными на основе теоретических расчетов и экспериментальных данных [10,11]. В этих таблицах приводятся параметры однофазных состояний воды и пара, причем за нулевое состояние, от которого отсчитываются внутренняя энергия и энтропия, в них принято состояние воды в тройной точке:

$$u_o = 0\,, \quad s_o = 0\,.$$

В этих таблицах термодинамические величины со штрихом относятся к кипящей воде с температурой насыщения (т.е. к параметрам на линии насыщения *O–K*, рис. 5.3), а величины с двумя штрихами – к сухому насыщенному пару (т.е. к параметрам на линии насыщения *K–C*).

В таблицах насыщения по одному параметру (температуре или давлению) определяются величины v', v'', h', h'', s', s'', r .

В таблицах недогретой воды и перегретого пара параметры этих состояний разделены жирной горизонтальной чертой, выше которой – параметры воды, под чертой – параметры перегретого пара. Зная значения любых двух термодинамических параметра, можно определить значения остальных. Так, например, по заданным значениям давления p и температуры t находятся значения v, h, s .

Кроме того, по физическим свойствам перегретый пар близок к идеальным газам и, следовательно, его термические параметры подчиняются уравнению Клайперона. Калорические параметры перегретого газа находятся аналогично, как для идеального газа – через изобарную и изохорную теплоемкости.

Экстенсивные параметры состояния влажного пара (объем V, внутренняя энергия U, энтальпия H и энтропия S) определяются аддитивно из соответствующих величин для обеих фаз. Например, объем влажного пара равен сумме объемов кипящей воды и сухого насыщенного пара

$$V = V' + V'' = m'v' + m''v'',$$

а удельный объем влажного пара

$$v_x = \frac{V}{m} = \frac{m'}{m' + m''}v' + \frac{m''}{m' + m''}v'' = (1 - x)v' + xv'' = v' + x(v'' - v').$$

Аналогично вычисляются и остальные параметры влажного пара со степенью сухости x

$$u_x = u' + x(u'' - u'),$$

$$h_x = h' + x(h'' - h'),$$

$$r_x = xr,$$

$$s_x = s' + x(s'' - s').$$

Количество теплоты, которое требуется для нагрева воды или водяного пара от температуры t_1 до температуры t_2 при постоянном давлении, определяется по формуле

$$q_{1-2} = h_2 - h_1.$$

5.4. *hs*-диаграмма водяного пара

На рис. 5.5 изображена *hs*-диаграмма водяного пара.

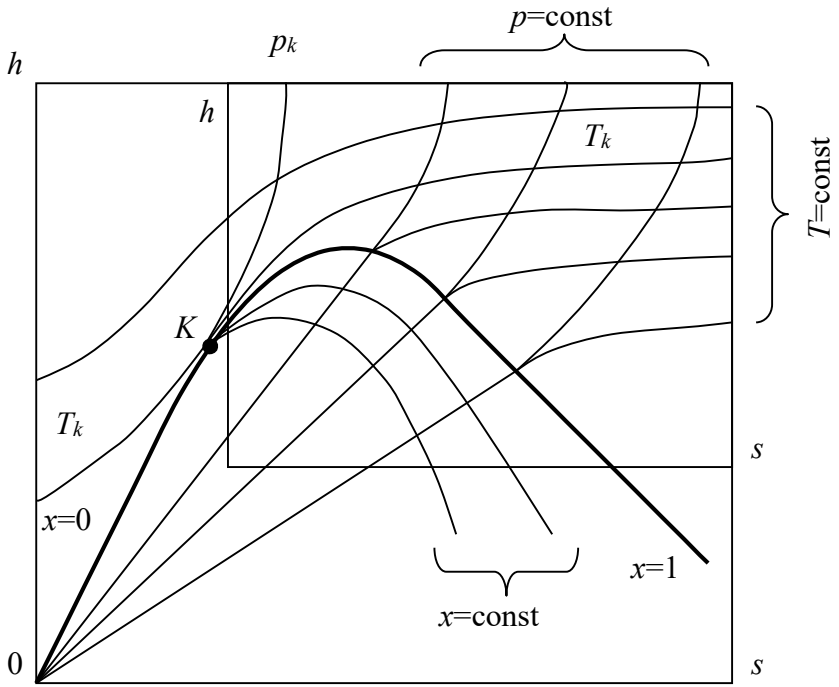


Рис. 5.5

За начало координат в *hs*-диаграмме принято состояние в тройной точке. По оси абсцисс откладывается удельная энтропия *s*, а по оси ординат – удельная энтальпия *h*.

На диаграмму наносятся пограничные кривые воды и пара, соответственно, $x = 0$ и $x = 1$ (жирная кривая), изобары – p = const, изотермы – T = const и линии постоянной сухости – x = const. В области влажного пара ($0 < x < 1$) изотермы и изобары совпадают.

На диаграмму наносятся также сетка изохор (v = const), которые на рис. 5.5 не изображены.

В практических расчетах обычно используется часть диаграммы для области влажного пара с большой степенью сухости (область диаграммы в верхнем правом углу), что дает возможность изобразить диаграмму в более крупном масштабе.

В практике могут встретиться паровые процессы, которые протекают полностью в области либо влажного, либо перегретого пара, либо так, что одна часть процесса протекает в области влажного, а другая – в области перегретого пара.

Исследование процесса состоит в определении начальных и конечных параметров пара, изменений внутренней энергии, энтальпии и подведенного (отведенного) количества теплоты.

Диаграмма позволяет по двум известным (независимым) термодинамическим параметрам определить все остальные.

По известным начальному и конечному состояниям процесса можно определить изменение внутренней энергии по формуле

$$\Delta u = u_{к} - u_{н} = (h_{к} - p_{к}v_{к}) - (h_{н} - p_{н}v_{н}) \ .$$

Удельная теплота процесса определяется по формулам:

– для изохорного процесса (v=const)

$$q = \Delta u = h_{к} - h_{н} - v(p_{к} - p_{н}) ;$$

– для изобарного процесса (p = const) $q = h_{к} - h_{н}$;

– для изотермического процесса (T = const) $q = T(s_{к} - s_{н})$;

– для адиабатного (обратимого изоэнтропического) процесса (s = const) $q = 0$.

Удельная работа процесса рассчитывается по формуле

$$l = q - \Delta u .$$

Графический метод расчета по hs-диаграмме является наглядным, относительно малотрудоемким, но недостаточно точным. Для получения более точных данных используются со-

ответствующие формулы и таблицы воды и водяного пара [10,11].

Контрольные вопросы

1. Перечислите все возможные состояния воды и водяного пара.
2. Как определяются термодинамические параметры для этих состояний воды и водяного пара?
3. Какие состояния водяного пара изображаются точками на пограничной кривой водяного пара?
4. При каких условиях происходит процесс парообразования?
5. Определение удельного объема, удельной энтальпии и удельной энтропии влажного пара.
6. Сколько параметров должно быть задано, чтобы определить все остальные для конкретного состояния воды или водяного пара?
7. Как изображаются основные термодинамические процессы в различных диаграммах водяного пара?
8. Как подсчитать внутреннюю энергию водяного пара?
9. Как рассчитать теплоту и работу в основных термодинамических процессах водяного пара?

6. ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

В атмосферном воздухе всегда есть влага в виде водяного пара, содержание которого зависит от метеоусловий, а также от наличия источников испарения воды и колеблется в широких пределах: от малых долей до 4 % (по массе). Влажность воздуха – важнейший параметр, определяющий комфортность окружающей среды, которая в помещениях искусственно поддерживается с помощью систем отопления, вентиляции и кондиционирования.

С атмосферным воздухом также приходится иметь дело в некоторых теплотехнических процессах (например, в процессе сушки). Воздух используется в качестве охладителя на тепловых электростанциях с циркуляционным оборотом воды, расположенных далеко от источников водоснабжения.

6.1. Основные понятия

Смесь сухого воздуха (не содержащего молекул воды) с водяным паром называется *влажным воздухом*.

Влажный воздух представляет собой один из частных случаев газовых смесей. Принципиальное отличие влажного воздуха от обычных газовых смесей заключается в том, что количество водяного пара в смеси не может быть произвольным: оно зависит от температуры и полного давления смеси и не может превышать определенного значения.

Для практики представляет интерес влажный воздух при атмосферном давлении B с температурами не ниже -50 °С. При таких параметрах сухой воздух находится всегда в газообразном состоянии, тогда как водяной пар в зависимости от температуры смеси может перейти в жидкую или твердую фазу и вследствие этого выпадать из смеси.

В процессах изменения состояния влажного воздуха водяной пар может вводиться или удаляться из влажного воздуха,

стабильным остается только масса сухого воздуха. Поэтому все характеризующие влажный воздух удельные величины относятся к 1 кг сухого воздуха, а не к 1кг смеси.

При невысоких давлениях (близких к атмосферному) и сухой воздух, и содержащийся в нем водяной пар можно рассматривать как идеальные газы.

Рассматривая влажный воздух как газовую смесь, по закону Дальтона (см. (1.4)) имеем:

$$p = p_{\text{воздух}} + p_{\text{пар}} \qquad \text{или} \quad B = p_{\text{воздух}} + p_{\text{пар}} . \qquad (6.1)$$

Чем больше водяного пара находится в паровоздушной смеси, тем больше парциальное давление $p_{\text{пар}}$. Влажный воздух, содержащий максимальное количество водяного пара при данной температуре (пар в насыщенном состоянии), называется *насыщенным*. В противном случае, воздух называется *ненасыщенным* (а пар в нем – перегретый).

Парциальное давление водяного пара при заданной температуре смеси (температуре влажного воздуха) не может превышать давления насыщения p_s, т.е. $p_{\text{пар}} \le p_s$. Для ненасыщенного влажного воздуха – $p_{\text{пар}} < p_s$, а для насыщенного – $p_{\text{пар}} = p_s$. Водяной пар, содержащийся в ненасыщенном влажном воздухе ($p_{\text{пар}} < p_s$), находится в перегретом состоянии (см. рис. 5.1 и 5.2), его температура $t > t_s(p_{\text{пар}})$. Таким образом, ненасыщенный влажный воздух состоит из сухого воздуха и перегретого водяного пара, а насыщенный влажный воздух – из сухого воздуха и насыщенного водяного пара.

Водяной пар содержится в воздухе обычно в небольших количествах и в перегретом состоянии. Масса пара, содержащегося в 1 м^3 влажного воздуха, называется *абсолютной влажностью*:

$$D = \frac{M_{\text{пар}}}{V} = \frac{M_{\text{пар}}}{V_{\text{пар}}} = \rho_{\text{пар}} , \quad \text{кг}/\text{м}^3 ,$$

т.е. абсолютная влажность численно равна плотности пара $\rho_{\text{пар}}$ при парциальном давлении $p_{\text{пар}}$. Параметр D при заданной тем-

пературе может принимать значения от 0 (сухой воздух) до плотности насыщенного пара, равной $1/v''$ (насыщенный воздух).

Относительной влажностью воздуха называется отношение его реальной абсолютной влажности D к максимально возможной абсолютной влажности $D_{\max}$ при той же температуре:

$$\varphi = \frac{D}{D_{\max}} = \frac{\rho_{\text{пар}}}{\rho_s} = \frac{p_{\text{пар}}/(R_{\text{пар}}T)}{p_s/(R_{\text{пар}}T)} = \frac{p_{\text{пар}}}{p_s}. \qquad (6.2)$$

Таким образом, относительная влажность определяется отношением парциального давления водяного пара к давлению насыщения при данной температуре (т.е. максимально возможному парциальному давлению водяного пара при этой температуре). Другими словами, относительная влажность отражает степень насыщения влажного воздуха водяным паром при данной температуре.

Во всех случаях $\varphi \le 1$. Обычно относительную влажность выражают в процентах. Для сухого воздуха $\varphi = 0$, для насыщенного воздуха $\varphi = 100$ %.

Отношение массы пара к массе сухого воздуха называется *влагосодержанием* (или *паросодержанием*):

$$d = \frac{M_{\text{пар}}}{M_{\text{воздух}}} = \frac{\rho_{\text{пар}}}{\rho_{\text{воздух}}} \quad .$$

Параметр d представляет собой массу влаги, приходящейся на 1 кг сухого воздуха. Эту безразмерную величину задают либо в кг/кг, либо в г/кг. Параметр d может принимать значения от 0 до ∞ .

Величину влагосодержания можно определить следующим образом. Уравнения состояния для сухого воздуха и водяного пара ($p_{\text{воздух}}V = R_{\text{воздух}}TM_{\text{воздух}}$ и $p_{\text{пар}}V = R_{\text{пар}}TM_{\text{пар}}$) разделим почленно:

$$\frac{p_{\text{воздух}}}{p_{\text{пар}}} = \frac{M_{\text{воздух}} R_{\text{воздух}}}{M_{\text{пар}} R_{\text{пар}}} = \frac{M_{\text{воздух}} 287{,}04}{M_{\text{пар}} 461{,}6} = \frac{0{,}622}{d}.$$

Найдем отсюда влагосодержание, подставив в это уравнение значение $p_{\text{воздух}}$ из закона Дальтона (6.1):

$$d = 0{,}622 \frac{p_{\text{пар}}}{p - p_{\text{пар}}}. \qquad (6.3)$$

Из уравнения видно, что с увеличением парциального давления пара влагосодержание увеличивается.

Максимальное значение влагосодержания зависит от температуры и давления влажного воздуха: при заданной температуре влажного воздуха максимум давления водяного пара равен давлению насыщения p_s при этой температуре, следовательно, максимальное влагосодержание

$$d_s = 0{,}622 \frac{p_s(T)}{p - p_s(T)}.$$

Так как p_s увеличивается с ростом температуры, то с ростом температуры влажного воздуха увеличивается и его максимальное влагосодержание.

Отсюда, в частности, следует: если влажный воздух находится при атмосферном давлении B, то при температуре влажного воздуха в 100 °С максимальное паросодержание $d_s = \infty$ (чистый водяной пар).

Из уравнений (6.2) и (6.3) можно получить выражение, связывающее влагосодержание с относительной влажностью:

$$d = 0{,}622 \frac{\varphi p_s}{p - \varphi p_s} \text{ или } \varphi = \frac{d}{0{,}622 + d} \frac{p}{p_s}.$$

Понижая температуру ненасыщенного влажного воздуха ($\varphi < 1$) при постоянном давлении, его можно довести до состояния насыщения ($\varphi = 1$) (см. (6.2)). Это произойдет в тот момент, когда температура воздуха станет равной температуре сухого насыщенного пара при данном парциальном давлении его в

воздухе, т.е. $T = T_s(p_{\text{пар}})$. Температура, при которой воздух с данным влагосодержанием d становится насыщенным ($\varphi = 1$), называется *температурой точки росы* и обозначается $t_{\text{р}}$. При дальнейшем охлаждении влажного воздуха из него начнет выделяться вода в виде тумана или росы (происходит конденсация пара) и, следовательно, влагосодержание влажного воздуха d будет уменьшаться, при этом воздух будет оставаться влажным насыщенным ($\varphi = 1$).

6.2. Расчет параметров влажного воздуха

Газовая постоянная смеси двух идеальных газов – сухого воздуха и водяного пара – определяется выражением (см.(1.6)):

$$R = \frac{R_{\mu}}{r_{\text{воздух}}\mu_{\text{воздух}} + r_{\text{пар}}\mu_{\text{пар}}},$$

где $r_{\text{воздух}}$ и $r_{\text{пар}}$ – объемные доли соответственно сухого воздуха и водяного пара в смеси.

Из уравнения состояния идеального газа объемные доли можно вычислить как (см. (1.5))

$$r_{\text{воздух}} = \frac{p_{\text{воздух}}}{p} = \frac{p - p_{\text{пар}}}{p}, \quad r_{\text{пар}} = \frac{p_{\text{пар}}}{p}.$$

Так как $\mu_{\text{воздух}} = 28{,}96$ кг/кмоль и $\mu_{\text{пар}} = 18{,}016$ кг/кмоль, то получаем

$$R = \frac{8314}{r_{\text{воздух}}28{,}96 + r_{\text{пар}}18{,}016} = \frac{8314}{\frac{p - p_{\text{пар}}}{p}28{,}96 + \frac{p_{\text{пар}}}{p}18{,}016} =$$

$$= \frac{8314}{28{,}96 - \frac{p_{\text{пар}}}{p}10{,}94}.$$

Запишем уравнение состояния влажного воздуха:

$$\frac{p}{\rho} = RT = \frac{8314T}{28{,}96 - 10{,}94\, p_{пар} / p}.$$

Отсюда плотность влажного воздуха определяется как

$$\rho = \frac{28{,}96p - 10{,}94\, p_{пар}}{8314T}.$$

Из этого соотношения следует, что чем больше влажность воздуха (т.е. чем выше парциальное давление водяного пара в воздухе), тем меньше плотность воздуха. Следовательно, влажный воздух всегда легче, чем сухой.

Энтальпия влажного воздуха равна сумме энтальпий сухого воздуха и водяного пара. Отсюда удельная энтальпия влажного воздуха, отнесенная к единице массы сухого воздуха, определяется как:

$$h = h_{\text{воздух}} + h_{\text{пар}} d.$$

Если за начало отсчета энтальпий сухого воздуха и водяного пара принять энтальпии при 0°С, то удельная энтальпия сухого воздуха (кДж/кг) численно равна $h_{\text{воздух}} = \bar{c}_p t$, где теплоемкость сухого воздуха при постоянном давлении (для малого интервала температур) равна ~ 1 кДж/(кг·К), а удельная энтальпия сухого пара может быть определена по приближенной формуле $h_{\text{пар}} = r(0\ ^\circ C) + \bar{c}_p \cdot t = 2500 + 1{,}96t$, кДж/кг, где r – теплота парообразования, $\bar{c}_p$ - удельная массовая изобарная теплоемкость.

Тогда удельная энтальпия влажного воздуха

$$h \approx t + (2500 + 2t)\, d \ \text{, кДж/кг,} \qquad (6.4)$$

где d берется с размерностью кг/кг.

6.3. *hd*-диаграмма влажного воздуха

Параметры влажного воздуха для практических целей определяют либо по таблицам, либо по диаграммам. Второй способ менее точный, но более наглядный.

Определение параметров влажного воздуха графическим способом рассмотрим с помощью *hd*-диаграммы, предложенной в 1918 г. проф. Л.К. Рамзиным.

На этой диаграмме все удельные величины относятся к 1 кг сухого воздуха. По оси ординат откладывается удельная энтальпия h (кДж/кг) влажного воздуха, а по оси абсцисс – влагосодержание d (г/кг) влажного воздуха. Для более удобного расположения различных линий (изотерм и линий постоянной относительной влажности) на диаграмме эти координатные оси составляют угол 135º (рис. 6.1). Таким образом, линии постоянного влагосодержания будут вертикальными прямыми, а линии постоянства энтальпии – наклонными прямыми.

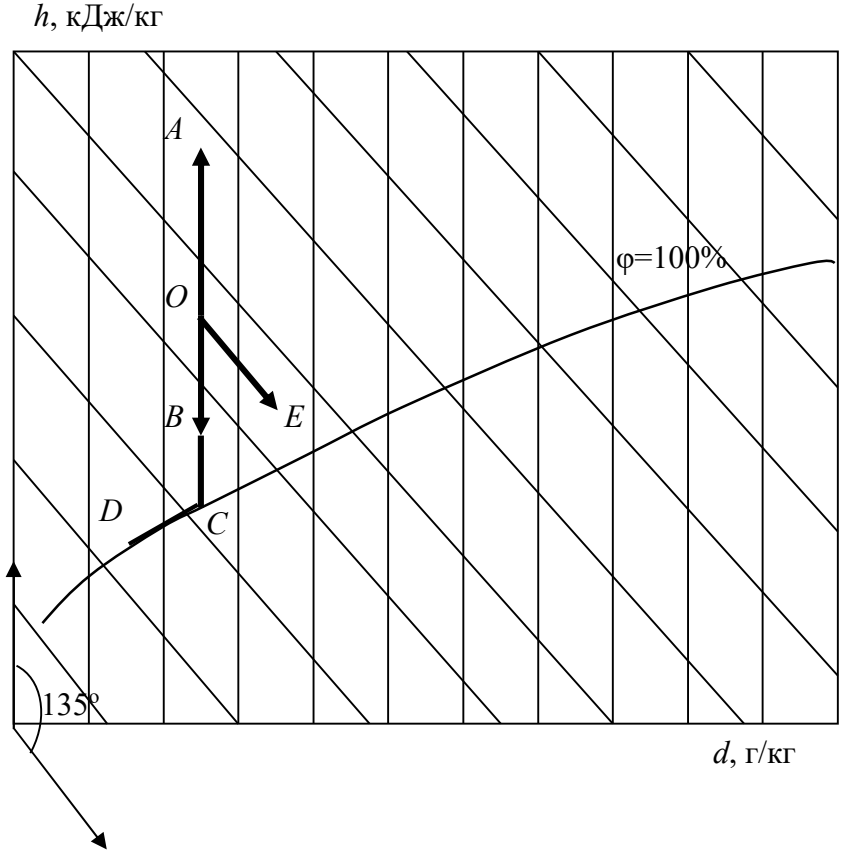


Рис. 6.1

Кроме того, на диаграмме нанесены (на рис. 6.1 они отсутствуют) следующие линии:

– линии постоянных температур ненасыщенного влажного воздуха (t = const). Так как энтальпия при фиксированной температуре t линейно зависит от влагосодержания d (6.4), то эти линии - прямые;

– линии относительной влажности воздуха (φ = const);

– линия парциального давления водяного пара.

Все поле диаграммы разделено на две части линией φ = 100%: выше её находится область ненасыщенного влажного воздуха, ниже линии – область перенасыщенного состояния воздуха.

Обычно диаграмма приводится для барометрического давления 0,09930 МПа (745 мм рт. ст.), но с достаточной степенью точности она может быть использована и для других близких давлений.

С помощью *hd*-диаграммы можно определить все необходимые параметры влажного воздуха: удельную энтальпию *h*, влагосодержание *d*, температуру *t*, температуру точки росы (на рис. 6.1 точка росы – точка С), относительную влажность φ, парциальное давление, если известны только два из этих параметров.

hd-диаграмма удобна не только для определения параметров состояния воздуха, но и для отображения изменений его состояния при нагревании, охлаждении, увлажнении, осушении и других процессов:

– процесс нагревания влажного воздуха совершается при неизменном влагосодержании, т.е. при *d* = const (на диаграмме – вертикальная прямая *O–A* вверх от исходного положения);

– процесс охлаждения влажного воздуха также протекает при *d* = const (вертикальная прямая вниз – *O–B*). Этот процесс справедлив только до состояния полного насыщения воздуха, т.е. до φ = 100% (вертикальная прямая до пересечения с линией φ = 100% – *O–C*). При дальнейшем охлаждении воздух окажется пересыщенным влагой, и она будет выпадать в виде росы на материале;

– процесс конденсации можно считать проходящим по линии φ = 100% (продвижение от точки пересечения влево до пересечения с линией заданной конечной температурой – *C–D*). Количество воды, образовавшейся в результате конденсации от

точки *C* до точки *D*, на 1 кг сухого воздуха равно разности влагосодержаний $d_C - d_D$;

– адиабатный процесс увлажнения (осушения) в условиях постоянного давления происходит при неизменной энтальпии влажного воздуха (h = const) и изобразится на *hd*-диаграмме отрезком *O–E*. Здесь имеется в виду идеальный процесс насыщения влажного воздуха, т.е. не учитываются расход энергии на подогрев жидкости и связанные с этим потери в окружающую среду.

hd-диаграмма влажного воздуха широко используется в отопительно-вентиляционной практике и в теплотехнических расчетах, связанных с сушильной техникой.

Пример.

Для сушки изделий используется воздух при t_1 = 25 °С с относительной влажностью φ = 50%. В воздушном подогревателе воздух нагревают до t_2 = 90 °С и направляют в сушилку, откуда он выходит при температуре t_3 = 35 °С. Определить конечное влагосодержание воздуха, расход количества теплоты и воздуха на 1 кг испаренной влаги. Процесс насыщения влажного воздуха считать идеальным.

Алгоритм решения:

1) в *hd*-диаграмме на пересечении изотермы t_1 = 25 °С и линии постоянной относительной влажности φ = 50 % находим точку, координаты которой определяют начальные влагосодержание и энтальпию (d_1 = 10,0 г/кг и h_1 = 50,0 кДж/кг);

2) так как нагревание воздуха совершается при неизменном влагосодержании, то находим точку пересечения вертикальной прямой (процесс нагревания воздуха) с изотермой t_2 = 90 °С, которая характеризует состояние нагретого воздуха по выходе из подогревателя (d_2 = 10,0 г/кг и h_2 = 117,5 кДж/кг);

3) из точки *2* проводим линию при i = const (так как теплота извне не поступает и процесс является адиабатным и изобарным одновременно) до пересечения с изотермой t_3=35 °С.

Эта точка пересечения характеризует состояние воздуха при выходе из сушилки (d_3 = 32,0 г/кг и h_3 = 117,5 кДж/кг);

4) в рассматриваемом процессе сушки изделий из них испарилось, а в воздух добавилось, влаги $M_{влаги} = d_3 - d_1$ = 32,0 – 10,0 = 22,0 г/кг = 0,022 кг/кг (в расчете на 1 кг сухого воздуха);

5) поэтому для испарения 1 кг влаги потребуется $M_{воздух}$ = 1 кг : $M_{влаги}$ = 1 : 0,022 = 45,5 кг сухого нагретого воздуха;

6) расход количества теплоты на нагрев 1 кг воздуха в воздушном подогревателе составляет $q = h_3 - h_1$ = 117,5 – 50,0 = 67,5 кДж/кг;

7) расход количества теплоты на 1 кг испаренной влаги составит $Q = q\ M_{воздух}$ = 67,5·45,5 = 3070 кДж.

Контрольные вопросы

1. Дать понятие влажного воздуха. Перечислить основные термодинамические параметры, определяющие состояние влажного воздуха.
2. Почему вертикальная шкала для измерения энтальпии влажного воздуха в диаграмме Рамзина совпадает со шкалой для температуры?
3. Дать понятие точки росы.
4. В чем состоит практическое значение *hd*-диаграммы?

7. ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

7.1. Круговые термодинамические процессы или циклы

В термодинамическом процессе получить работу можно за счет либо подведения теплоты, либо траты внутренней энергии системы, либо одновременно за счет того и другого. При любом процессе расширения газа все же наступит момент, когда температура и давление рабочего тела станут равными температуре и давлению окружающей среды, и на этом прекратится получение работы.

Для повторного получения работы необходимо возвратить рабочее тело в первоначальное состояние, т.е. осуществить процесс сжатия рабочего тела.

Этот замкнутый процесс называется *круговым процессом* или *циклом*. В диаграммах равновесные циклы изображаются замкнутыми кривыми, так как двум тождественным состояниям – началу и концу кругового процесса – соответствует на диаграмме одна и та же точка.

Рассмотрим произвольный цикл в координатах *p-v* (рис. 7.1).

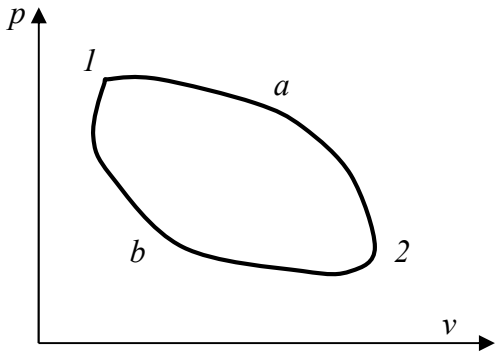


Рис. 7.1

Работа цикла равна алгебраической сумме работ всех составляющих цикл процессов. На рабочей диаграмме работа цикла численно равна площади фигуры, заключенной внутри цикла.

По направленности процессов, т.е. идет цикл по кривой *1–a–2–b–1* (по часовой стрелке) или совершается в противоположном направлении, по кривой *1–b–2–a–1* (против часовой стрелки), все циклы делятся на прямые и обратные.

Цикл, в котором работа расширения больше работы сжатия ($l_{\text{расш}} > |l_{\text{сж}}|$), называется *прямым* (на рис. 7.1 это *1–a–2–b–1*). В результате совершения прямого цикла (*1–a–2–b–1*) получается положительная работа ($l_c > 0$). Поэтому все *циклы тепловых двигателей* являются прямыми циклами, в тепловых двигателях теплота преобразуется в работу.

В *обратных* циклах (*1–b–2–a–1*) работа сжатия больше работы расширения ($|l_{\text{сж}}| > l_{\text{расш}}$), поэтому на его осуществление работа затрачивается ($l_c < 0$). Примером обратного цикла является цикл рабочего тела в *холодильной установке*.

Для любого цикла первое начало термодинамики можно представить в виде

$$\oint \delta q = \oint du + \oint \delta l ,$$

где интегрирование ведется по контуру цикла. Так как u – функция состояния, и по возвращении рабочего тела в свое исходное состояние внутренняя энергия его принимает первоначальное значение, то $\oint du = 0$. Тогда $\oint \delta q = \oint \delta l$ или $q_c = l_c$, т.е. работа цикла равна суммарной теплоте, участвующей в этом цикле.

Этот вывод, основанный на первом начале термодинамики, утверждает, что невозможно построить такой тепловой двигатель, в котором количество производимой работы было больше, чем количество теплоты, подведенной к рабочему телу

извне. Если бы это было не так, то оказалось бы, что возможен был бы тепловой двигатель, в котором бы работа производилась вообще без подвода теплоты, т.е. был бы возможен *вечный двигатель первого рода*.

На одних участках цикла рабочее тело получает теплоту ($q_1 > 0$), на других отдает ($q_2 < 0$):

$$l_c = q_c = q_1 + q_2 .$$

Важнейшей характеристикой всех прямых циклов является *термический коэффициент полезного действия* (КПД) η:

$$\eta = \frac{l_c}{q_1} = \frac{q_1 + q_2}{q_1} = 1 + \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} , \qquad (7.1)$$

который показывает, насколько рационально используется подведенная теплота в тепловом двигателе. Термический КПД цикла всегда меньше единицы, так как $|q_2| < q_1$. Чем больше η, тем большая часть подведенного количества теплоты превращается в полезную работу. Для увеличения КПД надо стремиться уменьшить (по абсолютной величине) q_2 и увеличить q_1.

Эффективность обратных циклов оценивается по-разному, в зависимости от назначения установки. Например, в случае холодильной установки полезным эффектом является теплота, отведенная от объектов охлаждения в холодильной камере q_2. Здесь теплота $q_2 > 0$, а индекс *2* у этой теплоты сохраняется, чтобы подчеркнуть, что процесс идет на низкотемпературном уровне. Для оценки экономичности холодильных установок (обратного цикла) в этом случае применяется так называемый *холодильный коэффициент*

$$\varepsilon = \frac{q_2}{|l_c|} = \frac{q_2}{|q_1 + q_2|} , \qquad (7.2)$$

который показывает, какое количество полезной теплоты, отнятой от холодного источника, приходится на единицу затраченной работы.

И термический КПД прямого цикла, и холодильный коэффициент обратного цикла зависят от процессов, из которых эти циклы состоят.

7.2. Прямой обратимый цикл Карно

В 1824 году французский инженер Сади Карно предложил цикл идеального теплового двигателя, т.е. цикл, состоящий из двух изотермических и двух адиабатных обратимых термодинамических процессов (рис. 7.2), в последствии названным *циклом Карно*.

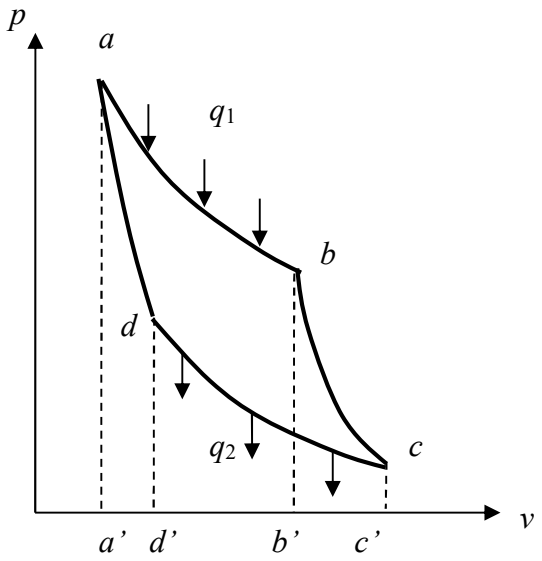


Рис. 7.2

Газ вначале расширяется по изотерме a–b (T_1=const) от v_a до v_b, а затем – по адиабате b–c от v_b до v_c. В изотермическом процессе a–b к газу подводится теплота (q_1); вся подведенная теплота переходит в работу, численно равную пл. a–b–b'–a'.

Количество теплоты, подведенное в изотермическом процессе идеального газа от источника с температурой T_1, можно определить по формуле

$$q_1 = RT \ln\left(\frac{v_b}{v_a}\right) . \qquad (7.3)$$

При расширении по адиабате *b–c* без теплообмена с окружающей средой совершается работа, численно равная площади *b–c–c'–b'*, за счет уменьшения внутренней энергии, при этом температура падает от T_1 до T_2.

В двух процессах изотермического и адиабатного расширения с общим увеличением объема от v_a до v_c газ совершил работу, численно равную пл. *a–b–c–c'–a'*.

Возвращение газа в исходное состояние (точка *a*) происходит в результате двух процессов. Сначала газ сжимается по изотерме *c–d* (T_2=const), объем уменьшается от v_c до v_d ; на сжатие затрачивается работа извне, численно равная пл. *c–d–d'–c'*; от газа отводится теплота (q_2) к охладителю с температурой T_2, количество которой, полагая газ идеальным, можно посчитать по формуле

$$q_2 = RT \ln\left(\frac{v_d}{v_c}\right) . \qquad (7.4)$$

Далее происходит адиабатное сжатие *d–a* без теплообмена с окружающей средой за счет работы извне, численно равной пл. *d–a–a'–d'*, объем уменьшается от v_d до v_a; работа затрачивается на увеличение внутренней энергии газа, температура возрастает от T_2 до T_1. Точка *d* выбирается так, чтобы путем адиабатного сжатия газ вернуть в исходное состояние.

В результате осуществления цикла рабочее тело получает от источника с температурой T_1 теплоту q_1, совершает работу l_c, равную площади *a–b–c–d* , и отдает теплоту q_2 охладителю с температурой T_2.

В круговом процессе, который начинается в точке *a* и заканчивается в точке *a*, изменение внутренней энергии равно нулю, поэтому $q_c = q_1 + q_2 = l_c$.

Вычислим КПД цикла Карно, в котором рабочим телом является идеальный газ:

$$\eta^C = \frac{l_c}{q_1} = \frac{RT_a \ln\left(\frac{v_b}{v_a}\right) + RT_c \ln\left(\frac{v_d}{v_c}\right)}{RT_a \ln\left(\frac{v_b}{v_a}\right)}. \qquad (7.5)$$

Воспользуемся известными связями между параметрами газа в адиабатных процессах в случае идеального газа:

$$\frac{T_b}{T_c} = \left(\frac{v_c}{v_b}\right)^{k-1} \quad \text{и} \quad \frac{T_a}{T_d} = \left(\frac{v_d}{v_a}\right)^{k-1}. \qquad (7.6)$$

Поскольку $T_b = T_a = T_1$, а $T_c = T_d = T_2$, то в выражениях (7.6) левые части равны, следовательно, равны и правые. Отсюда

$$\left(\frac{v_c}{v_b}\right)^{k-1} = \left(\frac{v_d}{v_a}\right)^{k-1}, \quad \frac{v_c}{v_d} = \frac{v_b}{v_a}.$$

Это позволяет определить термический КПД цикла Карно (7.5) как

$$\eta^C = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \qquad (7.7)$$

Термический КПД цикла Карно тем больше, чем больше разница между T_1 и T_2.

Формула (7.7) выведена для рабочего тела, являющегося идеальным газом. С. Карно доказал теорему, которая утверждает, что *термический КПД цикла Карно не зависит от природы рабочего тела* [1,2] *и является функцией только температур «горячего» и «холодного» источников теплоты.*

На рис. 7.3 изображен обратимый цикл Карно в координатах *s, T*.

Количество теплоты q_1, подведенное к рабочему телу в изотермическом процессе *a–b* (T_1=const), численно равно площади *a–b–b'–a'*, т.е. $T_1\,(s_b - s_a)$; количество теплоты q_2, отведенное от рабочего тела в изотермическом процессе (T_2 = const) к

охладителю, численно равно площади *c–d–a'–b'*, т.е. $T_2\,(s_c - s_d)$; термический КПД цикла Карно в соответствии с (7.1) определится следующим образом:

$$\eta^C = \frac{q_1 - (-q_2)}{q_1} = \frac{T_1(s_b - s_a) - T_2(s_c - s_d)}{T_1(s_b - s_a)} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

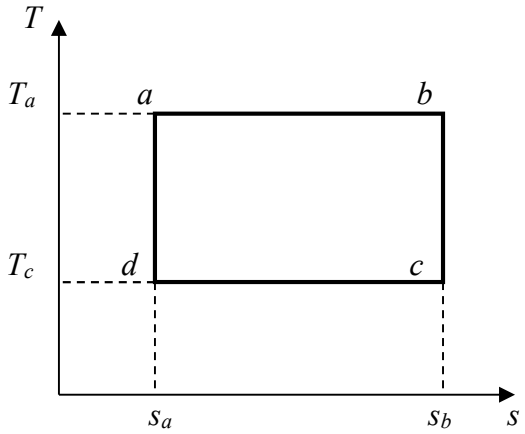


Рис. 7.3

Видно, что с использованием тепловой диаграммы вывод формулы для КПД цикла Карно более простой. Кроме того, так как изотермы и адиабаты для любого рабочего тела представляются в тепловой диаграмме, соответственно, горизонтальными и вертикальными прямыми, то форма цикла Карно представляет собой прямоугольник независимо от природы рабочего тела, что и является наглядным доказательством теоремы Карно.

Особенностью цикла Карно является то, что для его осуществления требуется всего два источника теплоты постоянной температуры: один теплоотдатчик (горячий источник) и один теплоприемник (холодный источник).

Само сочетание процессов, образующих цикл Карно (изотермические и адиабатные), указывает на другую его характер-

ную особенность. А именно, цикл Карно состоит из таких процессов, в которых имеет место наиболее полное превращение располагаемой энергии в работу. Так, в изотермическом процессе расширения вся внешняя подведенная к рабочему телу теплота превращается в работу ($l_{\text{изотер}} = q$), а в адиабатном процессе расширения все изменение внутренней энергии рабочего тела переходит в работу ($l_{\text{адиаб}} = -\Delta u$). Такое полное использование энергетических ресурсов наводит на мысль о высокой эффективности цикла Карно.

Сравним термические КПД двух циклов: обратимого цикла Карно *C* (*1–2–3–4*) и произвольного обратимого цикла *A* (*a–b–c–d*), расположенного в том же интервале температур T_1 и T_2 (рис. 7.4).

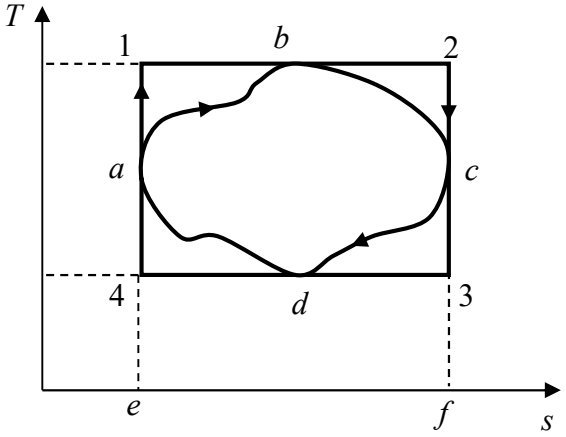


Рис. 7.4

По определению (7.1) термический КПД цикла Карно *C* равен

$$\eta^C = 1 + \frac{q_2^C}{q_1^C} = 1 - \frac{\text{пл.}\, e-4-3-f}{\text{пл.}\, e-1-2-f},$$

а КПД цикла *A* равен

$$\eta^A = 1 + \frac{q_2^A}{q_1^A} = 1 - \frac{\text{пл. } e-a-d-c-f}{\text{пл. } e-a-b-c-f}.$$

Так как $q_1^C > q_1^A$ и $\left|q_2^C\right| < \left|q_2^A\right|$ (сравниваем на рис. 7.4 соответствующие площади), то $\eta^C > \eta^A$, т.е. *термический КПД любого обратимого цикла не превышает термический КПД обратимого цикла Карно, осуществляемого в том же интервале температур.*

Значение цикла Карно состоит в том, что он дает возможность подсчитать тот максимальный энергетический эффект, который вообще может быть достигнут в любом тепловом двигателе при заданных температурных условиях (заданных T_1 и T_2), т.е. является своего рода эталоном.

7.3. Процессы обратимые и необратимые

При равновесном состоянии каждый параметр (*p, v, T*) во всех точках тела имеет одно и то же значение. Состояние равновесия нарушается, как только начинается процесс взаимодействия между средой и телом. Следовательно, все процессы в природе – неравновесные.

В технической термодинамике рассматриваются равновесные процессы. Это означает, что

– либо изменение внешних условий происходит за время, значительно превышающее время установления равновесного состояния системы. И тогда равновесный процесс – идеализация, которая может быть применена к практике (с той или иной степенью точности) для очень медленных процессов, настолько медленных, чтобы успевали выравниваться все параметры состояния термодинамической системы;

– либо процесс проходит настолько быстро, что равновесие системы не успевает нарушиться.

В обоих этих предельных случаях время как параметр исключается из рассмотрения. Время может рассматриваться лишь в связи с направленностью процесса, т. е. учитываться лишь его положительный знак, а не числовое значение. Термодинамика изучает динамику (но не кинетику) процесса. Кроме того, для описания равновесных процессов непосредственно используется уравнение равновесного состояния системы.

Процессы, протекающие в прямом и обратном направлениях через одни и те же промежуточные состояния, называются *обратимыми.* Другими словами, при обратимом процессе термодинамическая система может возвратиться в исходное состояние так, что в окружающей ее среде не останется никаких изменений.

Любой равновесный термодинамический процесс всегда будет обратимым термодинамическим процессом, так как для его выполнения как в прямом, так и в обратном, направлении достаточно выполнения лишь балансового энергетического соотношения (первого начала термодинамики).

Необратимый процесс в прямом направлении проходит через одни состояния, в обратном – через другие; в обратном направлении не восстанавливается первоначальное состояние среды и тела (без дополнительных затрат). В основе необратимости процессов заложена их неравновесность (так как скорость протекания любого процесса конечна). К необратимым процессам относятся все так называемые *диссипационные процессы*, связанные с рассеянием энергии системы в окружающую среду, *такие, как трение, диффузия, лучеиспускание и теплопередача при конечной разности температур.* Величина изменения окружающей среды при обращении процесса называется *степенью его необратимости*.

Все реальные процессы являются необратимыми. Однако в зависимости от условий протекания процесса степень его необратимости может быть разной. Многие процессы могут быть проведены в условиях, обеспечивающих их практическую рав-

новесность и при отсутствии заметных потерь энергии вследствие трения, теплопроводности, диффузии и лучеиспускания, что достигается применением различных смазок, полированных поверхностей, нетеплопроводных материалов и т.д. В таких условиях степень необратимости процесса может быть сделана настолько малой, что его можно считать практически обратимым.

Таким образом, предельным случаем каждого реального необратимого процесса является соответствующий обратимый процесс, рассмотрение которого позволяет судить о предельно возможных результатах реального процесса.

7.4. Второе начало термодинамики

Первое начало термодинамики позволяет установить количественные соотношения между работой, теплотой и внутренней энергией термодинамической системы, однако оно не указывает направления передачи энергии.

Однако, все естественные процессы, происходящие с макротелами в окружающей нас природе, свидетельствуют об одностороннем их протекании. Например,

– вода всегда стремится занять наинизший уровень в гидравлической системе, находящейся в поле гравитационных сил тяготения;

– теплота всегда переходит от горячего тела к холодному, а не наоборот;

– газы легко смешиваются, но самопроизвольно смесь никогда не разделяется.

Без вмешательства извне эти процессы в обратном направлении идти не могут.

Второй закон термодинамики и закрепляет данное наблюдение в виде принципа необратимости: *все естественные процессы необратимы.*

Или более конкретные формулировки:

– *невозможно устройство, которое переводило бы теплоту от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой без каких-либо изменений в других телах;*

– второй закон термодинамики можно еще сформулировать так (М.Планк): *невозможно создать периодически работающую машину, все действия которой сводились бы к совершению работы и к охлаждению одной только горячей среды.* Эта формулировка по существу утверждает, что в цикле нельзя полностью преобразовать теплоту в работу: в любом цикле кроме участков, на которых теплота подводится, должны быть участки, где она отводится. Таким образом, в формуле (7.1) второе слагаемое справа не равно нулю ($q_2 \neq 0$), и КПД любого цикла $\eta < 1$.

Второе начало устанавливает качественное различие между теплотой и работой: работу можно полностью превращать в теплоту, а теплоту, получаемую от горячей среды, полностью (и непрерывно) превращать в работу нельзя, некоторую её часть необходимо передавать холодной среде.

Существует большое множество различных формулировок второго закона термодинамики, и все они эквивалентны.

Если первое начало термодинамики утверждает, что невозможно создать двигатель, который мог бы бесконечно совершать работу без подвода энергии извне (*вечный двигатель первого рода*), то второе начало постулирует невозможность создания двигателя, который мог бы всю теплоту, полученную рабочим телом от горячей среды, преобразовать в работу, не отдавая сколько-нибудь теплоты холодной среде (*вечный двигатель второго рода*). Это еще одна из формулировок второго начала термодинамики.

7.5. Необратимый цикл Карно

В необратимом цикле Карно теплота q_1 может быть подведена от горячего источника (T_1) к рабочему телу (T_1') при условии $T_1 > T_1'$ (согласно второму закону термодинамики), а теплота q_2 может быть передана от рабочего тела (T_2') к холодному источнику (T_2) при условии $T_2' > T_2$.

Термический КПД обратимого цикла Карно можно представить в форме $\eta = 1 - T_2/T_1$, а необратимого – в форме $\eta' = 1 - T_2'/T_1'$. Так как $T_2' > T_2$, а $T_1 > T_1'$, то $T_2'/T_1' > T_2/T_1$ и, следовательно,

$$\eta' < \eta, \tag{7.8}$$

т.е. *термический КПД обратимого цикла Карно больше термического КПД необратимого цикла Карно*.

Этот же вывод справедлив и для любого произвольного цикла: *КПД произвольного обратимого цикла больше КПД такого же, но необратимого цикла*.

Следует заметить, что при выводе неравенства (7.8) учитывалась лишь одна причина необратимости процесса (конечная разность между рабочим телом и источниками теплоты). В действительности в циклах имеются и другие факторы, вызывающие необратимость (например, трение), которые приводят к дополнительному уменьшению полезной работы и, следовательно, к уменьшению термического КПД цикла. В этом смысле говорят, что необратимость ведет к дополнительной потери части затрачиваемой энергии.

7.6. Энтропия, её изменения в обратимых и необратимых произвольных процессах

Рассмотрим произвольный круговой обратимый процесс A (рис. 7.5).

Проведем через цикл A ряд адиабат, а через точки их пересечения с контуром цикла проведем изотермы. Получившаяся фигура аппроксимирует контур A и состоит из нескольких (n) циклов Карно.

Для каждого i-го обратимого цикла Карно КПД выражается формулой (7.7):

$$\eta_i = 1 + \frac{q_{2i}}{q_{1i}} = 1 - \frac{T_{2i}}{T_{1i}},$$

где q_{1i}, q_{2i} – подведенная и отведенная в i-м цикле теплота, а T_{1i}, T_{2i} – температуры горячей и холодной сред, соответственно, в i-м цикле.

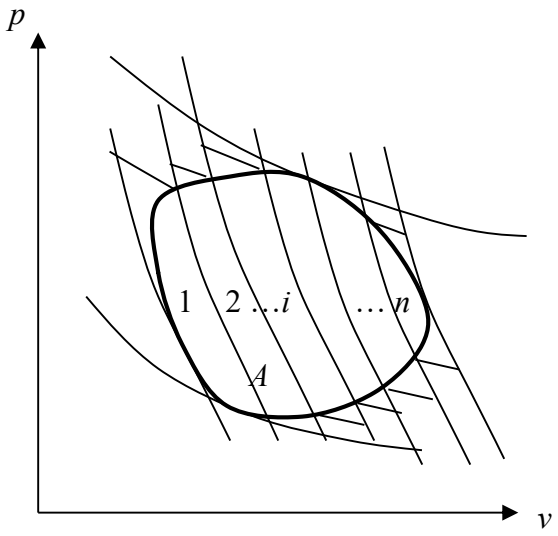


Рис. 7.5

Сравнивая, получаем

$$\frac{q_{2i}}{q_{1i}} = -\frac{T_{2i}}{T_{1i}} \text{ или } -\frac{q_{1i}}{T_{1i}} = \frac{q_{2i}}{T_{2i}} \text{ или } \frac{q_{1i}}{T_{1i}} + \frac{q_{2i}}{T_{2i}} = 0.$$

Суммируем по всем циклам Карно

$$\sum_{i=1}^{n}\left(\frac{q_{1i}}{T_{1i}} + \frac{q_{2i}}{T_{2i}}\right) = 0.$$

Для произвольного обратимого цикла A, который можно рассматривать как предел всех n циклов Карно при $n \to \infty$, получим

$$\oint_A \frac{\delta q}{T} = 0. \qquad (7.9)$$

Уравнение (7.9) выведено Р. Клаузиусом в 1854 году и носит его имя.

Отношение подводимой или отводимой теплоты к соответствующей абсолютной температуре источника этой теплоты называется *приведенной теплотой*. Таким образом, *алгебраическая сумма приведенных теплот для любого обратимого цикла равна нулю*. Уравнение (7.9) представляет собой математическую трактовку второго закона термодинамики для любого обратимого цикла.

Поскольку интеграл по замкнутому контуру равен нулю, то, как следует из математического анализа, подынтегральное выражение представляет собой полный дифференциал некоторой функции s, которая является однозначной функцией состояния рабочего тела и называется *энтропией* тела. В случае обратимых процессов изменение энтропии рабочего тела равно приведенной теплоте этого процесса: $ds = \delta q / T$. Таким образом, аналогично тому, как для вывода первого начала термодинамики было введено понятие внутренней энергии системы, при выводе второго начала появилась новая термодинамическая функция – энтропия.

Рассмотрим случай, когда замкнутый контур A (рис. 7.5) является необратимым. Разобьем его на n необратимых

циклов Карно. Учитывая, что КПД любого необратимого цикла Карно меньше КПД обратимого, получим

$$\eta'_i < \eta_i \quad \text{или} \quad 1+\frac{q_{2i}}{q_{1i}} < 1-\frac{T_{2i}}{T_{1i}} \quad \text{или} \quad \frac{q_{1i}}{T_{1i}}+\frac{q_{2i}}{T_{2i}} < 0 \ .$$

Суммируя по всем i и переходя к пределу при $n \to \infty$, получим для необратимого произвольного цикла A

$$\oint_A \frac{\delta q}{T} < 0 \, . \tag{7.10}$$

Таким образом, *в произвольном необратимом цикле интеграл Клазиуса всегда отрицателен*.

Объединяя формулы (7.9) и (7.10), получим

$$\oint_A \frac{\delta q}{T} \le 0 \ , \tag{7.11}$$

где знак равенства относится к обратимым, а знак неравенства – к необратимым циклам.

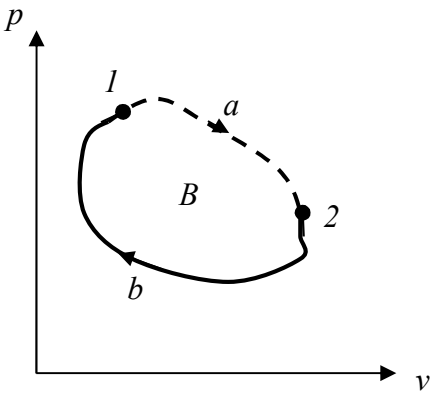


Рис. 7.6

Рассмотрим, как меняется энтропия в процессе необратимом (рис. 7.6).

Допустим, что на отрезке *1–a–2* цикла *B* протекает необратимый процесс (условно изображен пунктирной линией).

К циклу *B* применим соотношение (7.11):

$$\oint_B \frac{\delta q}{T} = \oint_{1a2} \frac{\delta q}{T} + \oint_{2b1} \frac{\delta q}{T} < 0 \ .$$

Второе слагаемое – интеграл по равновесной части цикла *2–b–1*, поэтому

$$\oint_B \frac{\delta q}{T} = \oint_{1a2} \frac{\delta q}{T} + \oint_{2b1} ds = \oint_{1a2} \frac{\delta q}{T} + (s_1 - s_2) < 0 \ .$$

Отсюда

$$\Delta s_{1-2} = s_2 - s_1 > \oint_{1a2} \frac{\delta q}{T} \quad ,$$

т.е. изменение энтропии в необратимом процессе больше, чем интеграл Клазиуса в этом же процессе.

Для элементарного необратимого процесса $ds > \frac{\delta q}{T}$. Учитывая, что в обратимом процессе $ds = \frac{\delta q}{T}$, можно записать единую формулу

$$ds \geq \frac{\delta q}{T} \ , \qquad (7.12)$$

справедливую как для обратимых, так и для необратимых процессов.

Для теплоизолированных (адиабатных) систем, где $\delta q = 0$, равенство (7.12) принимает вид

$$ds \geq 0 \, ,$$

и здесь знак равенства относится к обратимым, а неравенства – к необратимым процессам. Следовательно, *при протекании любых процессов энтропия теплоизолированной системы убывать не может.*

Этот вывод является по существу еще одной формулировкой второго начала: *энтропия – мера необратимости процессов в изолированной системе.*

Если изучаемая система не является изолированной, то закон возрастания энтропии может быть применен к более полной системе, состоящей из рассматриваемой и некоторой совокупности других систем, для которой условие изолированности будет выполненным.

Соотношение (7.12) позволяет объединить оба основных закона (начала) термодинамики:

$$Tds \geq du + pdv \ . \qquad (7.13)$$

Контрольные вопросы

1. Какой процесс называют прямым циклом? Его геометрическая интерпретация.
2. Что такое энтропия? Ее единицы измерения.
3. Как изменяется энтропия рабочего тела в адиабатном процессе?
4. Привести математические формулировки второго начала термодинамики.
5. Чем оценивается эффективность прямого и обратного циклов?

8. ЦИКЛЫ ПОРШНЕВЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ (ДВС)

ДВС представляет собой такую тепловую машину, в которой подвод теплоты к рабочему телу осуществляется за счет сжигания топлива внутри самого двигателя (в отличие, например, от паровой машины).

Преимущества ДВС по сравнению с другими типами тепловых двигателей:

1) бóльшая компактность; благодаря тому, что у ДВС горячий источник теплоты находится внутри самого двигателя, отпадает необходимость в больших теплообменных поверхностях, через которые осуществляется подвод теплоты от горячего источника к рабочему телу;

2) более высокое предельное значение температуры рабочего тела; в тепловых двигателях с внешним подводом теплоты верхний предел температуры рабочего тела ограничен температурой, допустимой для конструкционных материалов, в ДВС рабочее тело получает теплоту не через стенки двигателя, а за счет тепловыделений в объеме самого рабочего тела, которое может существенно превосходить этот предел, при этом нужно еще учесть принудительное охлаждение цилиндра.

Основным элементом любого поршневого двигателя является цилиндр с поршнем, соединенным посредством кривошипно-шатунного механизма с внешним потребителем работы. Крайние положения поршня называют верхней мертвой точкой (*ВМТ*) и нижней мертвой точкой (*НМТ*). Ход поршня между этими крайними положениями называют *тактом*. Пусть цилиндр снабжен двумя отверстиями с клапанами, через одно из которых осуществляется всасывание рабочего тела (воздуха или горючей смеси), а через другое – выброс рабочего тела (продукты сгорания) по завершении цикла.

Последовательность процессов в цилиндре ДВС:

1) всасывание: поршень из крайнего верхнего положения идет вниз, через всасывающий клапан топливная смесь (воздух в дизельном ДВС) поступает в цилиндр;

2) сжатие: поршень движется вверх, оба клапана закрыты, смесь (воздух в дизеле) сжимается, одновременно повышается температура в цилиндре (в дизельном ДВС в конце сжатия в цилиндр специальным насосом подается порция топлива);

3) расширение *(рабочий ход)*: оба клапана закрыты; за счет электрической искры в карбюраторном ДВС (или под воздействием высокой температуры в ДВС дизельном) топливо воспламеняется и сгорает; при этом совершается работа;

4) выхлоп: выхлопной клапан открывается, поршень идет вверх и выталкивает продукты сгорания.

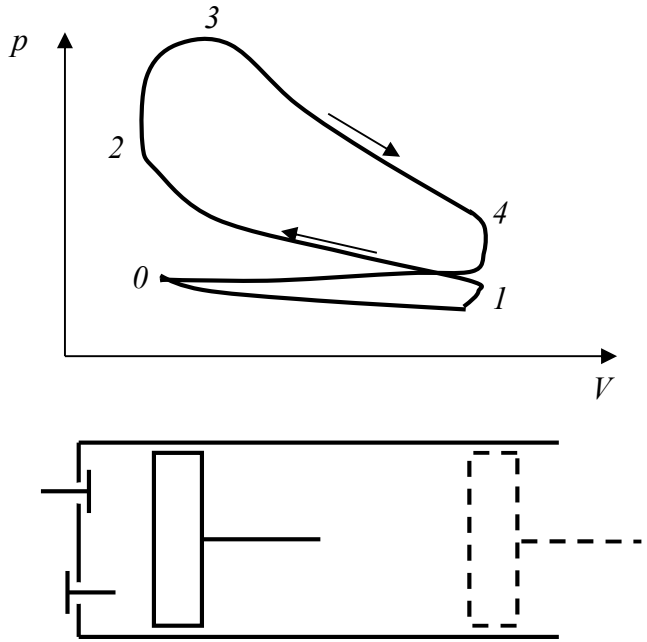


Рис. 8.1

Таким образом, весь рабочий процесс совершается за четыре хода поршня (такта), поэтому эти двигатели называются четырехтактными. Коленчатый вал за это время делает два оборота.

Индикаторная диаграмма цикла ДВС (зависимость давления от положения поршня за весь цикл) представлена на рис. 8.1: линия *0–1* характеризует процесс всасывания;*1–2* – сжатия; *2–3* – подвода теплоты; для дизельных он вытянут вдоль горизонтальной оси, а для карбюраторных – почти вертикален; *3–4* – рабочий ход; *4–0* – выхлоп. Процессы *1–2* и *3–4* близки к адиабатным, поскольку выделяется теплоты при сгорании топлива значительно больше, чем отводится через стенки цилиндра. Точки *1* и *4* находятся почти на одной вертикали. Работа выхлопа и работа всасывания взаимно почти уравновешиваются, и в расчет их можно не вводить.

В двухтактных двигателях очистка цилиндра от остаточных газов происходит через шлицы (окна в стенках цилиндра), открываемые поршнем и расположенные таким образом, что весь цикл осуществляется за два хода поршня.

Различают три основных вида циклов поршневых ДВС (по характеру процесса подвода теплоты – процесс *2–3*): цикл Отто (сгорание при v = const), цикл Дизеля (сгорание при p = const); цикл Тринклера (сгорание при v = const и затем при p = const).

Реальный цикл ДВС – это разомкнутый цикл, рабочее тело засасывается извне и по окончании цикла выбрасывается в атмосферу. Таким образом, в каждом цикле участвует новая порция рабочего тела. Кроме того, в реальном ДВС присутствуют все признаки необратимых процессов – трение, теплообмен при конечной разности температур, конечные скорости движения поршня и т.д.

Будем рассматривать идеальные замкнутые циклы. Для этого примем следующие допущения:

1) рабочим телом будем считать воздух, совершающий замкнутый процесс внутри цилиндра, а значит, количество рабочего тела постоянно;

2) все расчеты проведем в удельных величинах – для 1 кг рабочего тела;

3) теплоемкости воздуха c_v и c_p постоянны;

4) все термодинамические процессы – обратимые;

5) подвод теплоты к рабочему телу производится не за счет сжигания топлива, а от внешних источников теплоты;

6) то же и для отвода теплоты.

8.1. Цикл с изохорным подводом теплоты (цикл Отто)

В циклах ДВС с изохорным подводом теплоты (карбюраторные двигатели) процесс горения протекает настолько быстро, что объем газа почти не меняется (немецкий конструктор Н.А. Отто осуществил этот цикл в 1876 г.).

Идеальный цикл, соответствующий циклу Отто, представлен на рис. 8.2. Здесь подвод теплоты q_1 к рабочему телу осуществляется от внешнего горячего источника в изохорном процессе *2–3* и, соответственно, отвод теплоты q_2 от рабочего тела к холодному источнику – в изохорном процессе *4–1*.

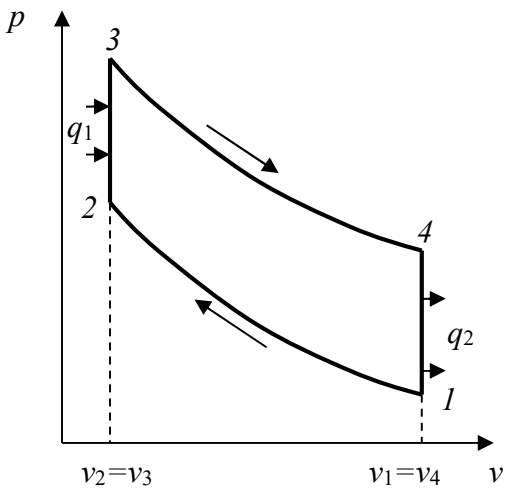


Рис. 8.2

Поскольку процессы сжатия (*1–2*) и расширения (*3–4*) в этом цикле происходят за весьма короткие промежутки времени, в течение которых не успевает произойти заметного теплообмена с окружающей средой, эти процессы с хорошим приближением можно считать адиабатными.

В отношении термодинамического анализа такой идеальный замкнутый цикл не отличается от реального разомкнутого цикла Отто.

Определим термический КПД цикла Отто:

$$\eta = 1 + \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}\frac{T_1}{T_2} \ .$$

Так как уравнение адиабаты (в переменных T и v) – Tv^{k-1} = const, то

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

Величина $\varepsilon = v_1/v_2$, равная отношению полного объема цилиндра к объему камеры сгорания, называется *степенью сжатия*.

Из соотношений

$$T_4 v_4^{k-1} = T_3 v_3^{k-1},$$
$$T_1 v_1^{k-1} = T_2 v_2^{k-1},$$
$$v_1 = v_4, \quad v_3 = v_2,$$

следует $T_4/T_1 = T_3/T_2$. Отсюда следует, что КПД цикла Отто равен

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} . \qquad (8.1)$$

Из уравнения (8.1) следует, что термический КПД цикла Отто зависит от степени сжатия ε и показателя адиабаты k или от природы рабочего тела. КПД увеличивается с возрастанием ε и k.

Однако практически осуществить сжатие до слишком высоких значений ε не удается, так как сопутствующее повышение температуры еще до прихода поршня в верхнее крайнее положение вызывает преждевременное самовоспламенение горючей смеси (*детонация*), что приводит к быстрому разрушению конструкции. Степень сжатия зависит от качества топлива, повышаясь с улучшением его антидетонационных свойств, характеризуемых октановым числом. В связи с этим степень сжатия в карбюраторных ДВС не превышает 8 … 10.

Работа цикла Отто может быть рассчитана по формулам:

$$l = l_{\text{расш}} + l_{\text{сж}} = \frac{1}{k-1}\left[\left(p_3 v_3 - p_4 v_4\right) + \left(p_1 v_1 - p_2 v_2\right)\right],$$

$$l = q_1 \eta = c_v \left(T_3 - T_2\right)\left(1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}\right).$$

8.2. Цикл с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля)

Степень сжатия ε в цикле можно повысить, если сжимать не горючую смесь, а чистый воздух, и затем, после окончания процесса сжатия, вводить в цилиндр горючее, которое там самовоспламеняется и постепенно сгорает. Именно на этом принципе основан цикл Дизеля (немецкий инженер Р. Дизель построил в 1897 г. двигатель, работавший по этому циклу).

Степень сжатия в дизельных ДВС существенно выше, чем в карбюраторных, и достигает значений ε=16 … 18.

Идеальный цикл Дизеля состоит из двух адиабат (адиабата сжатия *1–2* и адиабата расширения *3–4*), изобары *2–3*, по которой осуществляется подвод теплоты q_1 от горячего источника, и изохоры *4–1*, по которой осуществляется отвод теплоты q_2 к холодному источнику. Этот цикл представлен в *pv*-диаграмме на рис. 8.3.

Термический КПД цикла Дизеля

$$\eta = 1 + \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{k}\frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1}\frac{T_1}{T_2} \ .$$

В изобарном процессе идеального газа $T_3/T_2 = v_3/v_2 = \rho$. Это отношение ρ является характеристикой цикла и называется *степенью предварительного расширения*.

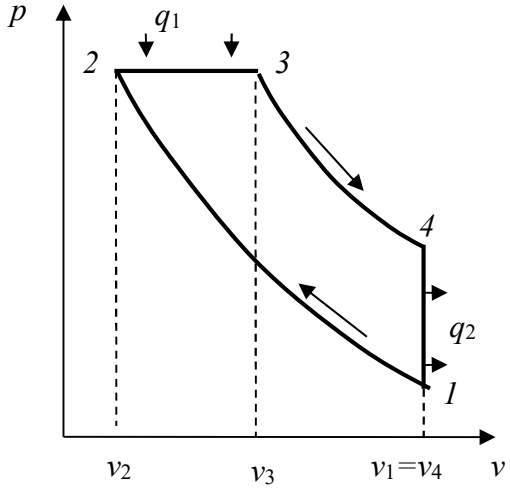


Рис. 8.3

Из уравнения адиабаты для процессов *1–2* и *3–4* имеем

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

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

С учетом того, что $v_4 = v_1$ и $p_2 = p_3$, получаем, почленно деля эти равенства:

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

Или, так как процесс *4 – 1* – изохорный,

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{T_4}{T_1} = \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^k = \rho^k .$$

Окончательно получаем, что КПД цикла Дизеля равен

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\rho^k - 1}{k(\rho - 1)} . \qquad (8.2)$$

Из уравнения (8.2) следует, что термический КПД цикла Дизеля зависит от степени сжатия ε, показателя адиабаты k и степени предварительного расширения ρ. С увеличением ε и k КПД цикла Дизеля, как и в случае цикла Отто, увеличивается, а с увеличением ρ – уменьшается.

При одинаковых степенях сжатия цикл с подводом теплоты по изохоре будет иметь более высокий КПД, чем цикл с подводом теплоты по изобаре. Однако сравнение КПД этих циклов при условии одинаковых значений ε вряд ли правомерно, так как преимуществом цикла Дизеля по сравнению с циклом Отто является именно достижение более высоких степеней сжатия. Именно поэтому, двигатель Дизеля, не нуждающийся в карбюрировании топлива, может работать на более низкосортном топливе.

Основным недостатком двигателя Дизеля по сравнению с двигателем Отто является его более сложная конструкция, связанная с устройством компрессора для сжатия топлива и форсунок для его распыления. Кроме того, наличие компрессора уменьшает экономичность двигателя, так как на его работу затрачивается 6 … 10% от общей мощности двигателя. Но, учитывая высокую стоимость топлива и тенденцию к дальнейшему её повышению, следует отдавать предпочтение двигателям с подводом теплоты по изобаре.

Работа цикла Дизеля может быть рассчитана по формулам:

$$l = l_{\text{расш}} + l_{\text{сж}} = p_2(v_3 - v_2) + \frac{1}{k-1}\left[(p_3 v_3 - p_4 v_4) + (p_1 v_1 - p_2 v_2)\right],$$

$$l = q_1 \eta = c_p (T_3 - T_2)\left(1 - \frac{\rho^k - 1}{k\varepsilon^{k-1}(\rho - 1)}\right).$$

8.3. Цикл со смешанным подводом теплоты

Своего рода «гибридом» циклов Отто и Дизеля является цикл со смешанным сгоранием. Проект бескомпрессорного двигателя со смешанным подводом теплоты впервые (1904 г.) разработал русский инженер Г.В. Тринклер. Этот двигатель лишен недостатков обоих разобранных типов двигателей. Благодаря специальной конструкции дополнительного отсека цилиндра (форкамера), часть топлива, смешанная с воздухом, сгорает сразу, а остальная часть догорает уже при перемещении поршня.

На рис. 8.4 показан цикл такого двигателя в *pv*-диаграмме.

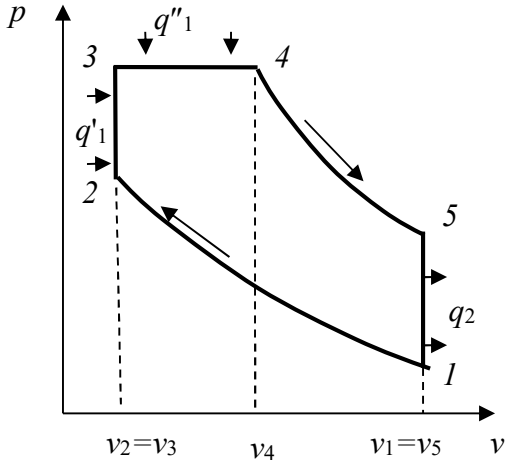


Рис. 8.4

Определим термический КПД цикла со смешанным сгоранием:

$$\eta = 1 + \frac{q_2}{q_1} = 1 + \frac{q_2}{q_1' + q_1''} \ .$$

Первая доля подведенного количества теплоты

$$q_1' = c_v(T_3 - T_2) \ .$$

Вторая доля подведенного количества теплоты

$$q_1'' = c_p(T_4 - T_3) \ .$$

Количество отведенной теплоты

$$q_2 = -c_v(T_5 - T_1) \ .$$

Отсюда

$$\eta = 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_4 - T_3)} = 1 - \frac{T_5 - T_1}{(T_3 - T_2) + k(T_4 - T_3)} =$$

$$= 1 - \frac{T_5 / T_1 - 1}{(T_3 / T_2 - 1) + k(T_3 / T_2)(T_4 / T_3 - 1)} \frac{T_1}{T_2} .$$

Для изохоры *5–1* имеем из уравнения Клайперона:

$$T_5 / T_1 = p_5 / p_1 \ .$$

Уравнения для адиабат *1–2* и *4–5* можно записать в виде:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k \ , \quad p_4 v_4^k = p_5 v_5^k \quad .$$

Почленно деля эти равенства и учитывая, что $v_1 = v_5$ (изохора *5–1*), $p_3 = p_4$ (изобара *3–4*), $v_2 = v_3$ (изохора *2–3*), получим

$$\frac{p_5}{p_1} = \frac{p_4}{p_2}\left(\frac{v_4}{v_2}\right)^k = \frac{p_3}{p_2}\left(\frac{v_4}{v_3}\right)^k = \lambda\rho^k ,$$

где ρ – уже известная (по циклу Дизеля) степень предварительного расширения в изобарном процессе сгорания, а λ – *степень повышения давления* в изохорном процессе *сгорания*.

С учетом этого соотношения получаем:

$$T_5 \ / \ T_1 \ = \ \lambda\rho^{\ k} \ .$$

Для изохоры *2–3* имеем

$$T_3 / T_2 = p_3 / p_2 = \lambda ,$$

для изобары *3–4*:

$$v_4 / v_3 = T_4 / T_3 = \rho ,$$

а для адиабаты *1–2*:

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

В итоге термический КПД цикла Тринклера равен:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \frac{\lambda\rho^k - 1}{(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)} \ . \qquad (8.3)$$

Термический КПД цикла со смешанным горением зависит от четырех параметров: степени сжатия ε, показателя адиабаты *k*, степени предварительного расширения ρ и степени повышения давления при изохорном сгорании λ.

При ρ=1 (это соответствует отсутствию изобарного процесса *3–4*) уравнение (8.3) превращается в уравнение для термического КПД цикла Отто (8.1), а при λ=1 (отсутствие изохорного процесса *2–3*) уравнение (8.3) превращается в уравнение для η для цикла Дизеля (8.2).

Работа цикла Тринклера может быть рассчитана по формуле

$$l = l_{\text{расш}} + l_{\text{сж}} = p_3\left(v_4 - v_3\right) + \frac{1}{k-1}\left[\left(p_4 v_4 - p_5 v_5\right) + \left(p_1 v_1 - p_2 v_2\right)\right].$$

Сравнение циклов поршневых ДВС

Сравнение значений КПД всех трех типов сгорания при одинаковых степенях сжатия ε (что не вполне корректно) показывает, что

$$\eta^p < \eta^{v+p} < \eta^v , \qquad (8.4)$$

а при одинаковых наивысших температурах цикла (T_4):

$$\eta^{p} > \eta^{v+p} > \eta^{v}. \qquad (8.5)$$

Последнее неравенство (8.5) наглядно проиллюстрировано на тепловой диаграмме (рис. 8.5).

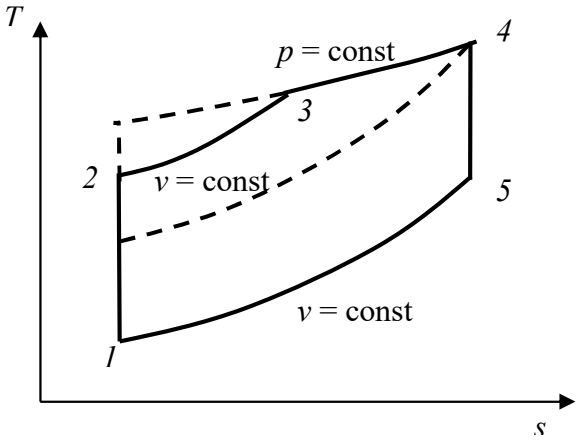


Рис. 8.5

Здесь сплошной линией изображен цикл со смешанным подводом теплоты (цикл Тринклера), а пунктиром нанесены циклы Отто и Дизеля.

Контрольные вопросы

1. Значение термического КПД прямого цикла.
2. По каким признакам классифицируются поршневые ДВС?
3. Представить доказательство неравенства (8.4) на тепловой диаграмме (аналогично (8.5) и рис. 8.5).

9. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

До сих пор рассматривались системы, в которых рабочее вещество не перемещалось (как целое) в пространстве. Работу от такого покоящегося в пространстве тела, можно получить только за счет увеличения его объема. Если же система перемещается в пространстве, то она обладает помимо внутренней еще и кинетической энергией, которая тоже может быть преобразована в работу. В технике имеется большая группа машин, в которых используются процессы преобразования энергии движущегося рабочего тела – паровые турбины, газовые турбины, реактивные двигатели. Рабочее вещество в этих машинах перемещается в каналах, как постоянного сечения, так и переменного.

9.1. Уравнение первого закона термодинамики для потока

Следует подчеркнуть, что закон сохранения энергии (3.1) имеет общий характер и справедлив для любых систем – и неподвижных, и движущихся.

Рассмотрим одномерное стационарное течение жидкости или газа в канале произвольной формы (рис. 9.1). (При одномерном течении параметры рабочего тела зависят только от одной координаты, совпадающей с направлением вектора скорости w. *Стационарность* означает, что все параметры в каждой точке неизменны по времени.)

Выделим в нем произвольный объем жидкости (в данном случае это и будет термодинамической системой). Для определенности пусть жидкость движется слева направо.

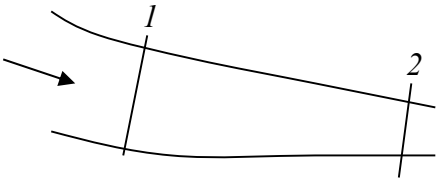


Рис. 9.1

За время $\Delta\tau$ за счет силы давления, приложенной к левой грани *1* и равной $p_1\Sigma_1$, выделенный объем сдвинется по каналу влево (вниз по течению). Работа, которая при этом совершится над системой, будет равна $-p_1\Sigma_1 w_1\Delta\tau$ (знак минус указывает направление этой работы). При этом в силу неразрывности потока через сечение *2* выйдет равная по массе другая часть системы. Для этого уже самой системе приходится протолкнуть ее, преодолевая силу сопротивления, равную $p_2\Sigma_2$, и совершая работу $p_2\Sigma_2 w_2\Delta\tau$. В итоге на перемещение выделенного объема потока за время $\Delta\tau$ затрачивается *работа проталкивания*, равная

$$L_{\text{прот}} = (p_2\Sigma_2 w_2 - p_1\Sigma_1 w_1)\Delta\tau, \qquad (9.1)$$

При установившемся течении количество массы жидкости, проходящей за единицу время (*массовый расход G*, кг/с) через любое сечение канала, остается неизменным

$$G = \rho\Sigma w = \Sigma w / v = \text{const}.$$

Отсюда $\Sigma_1 w_1 = Gv_1$ и $\Sigma_2 w_2 = Gv_2$. Подставляя в (9.1), получим $L_{\text{прот}} = (p_2 v_2 - p_1 v_1)G\Delta\tau$ или в удельных (массовых) величинах $l_{\text{прот}} = p_2 v_2 - p_1 v_1$. Работа проталкивания в элементарном процессе равна

$$\delta l_{\text{прот}} = d(pv) = pdv + vdp = \delta l_{\text{об}} + \delta l_{\text{дв}}.$$

Таким образом, работа проталкивания части рабочего тела в окружающей его среде равна сумме работ по изменению объема рассматриваемой части и по продвижению этого объема в среде.

Подставляя найденную сумму в закон сохранения энергии (3.1), получим

$$\delta q = du + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + gdz + d(pv) + \delta l_{\text{тех}}.$$

Учитывая, что $u + pv = h$, получим закон сохранения энергии для потока в удельных величинах в дифференциальной форме (для элементарного процесса)

$$\delta q = dh + wdw + gdz + \delta l_{\text{техн}}. \qquad (9.2)$$

Уравнение (9.2) представляет собой запись *первого начала термодинамики для потока газа или пара*, причем оно справедливо как для обратимых (не сопровождающихся действием сил трения), так и для необратимых течений (при наличии сил трения).

Сравнивая (9.2) со второй основной формой первого начала термодинамики (3.6) (такое сравнение правомерно в силу независимости энергии от системы отсчета), получим

$$-vdp = wdw + gdz + \delta l_{\text{техн}}.$$

В тех случаях, когда изменением кинетической и потенциальной энергий можно пренебречь, техническая работа равна располагаемой работе:

$$\delta l_{\text{техн}} = -vdp,$$

а для адиабатных систем (при отсутствие теплообмена с внешней средой) еще и

$$\delta l_{\text{техн}} = dh.$$

9.2. Основные уравнения адиабатного течения в каналах

По своему назначению каналы делятся на *сопла* (рабочее тело в них разгоняется) и *диффузоры* (предназначены для торможения потока). Техническая работа в них не совершается, поэтому уравнение (9.2) приводится к виду:

$$\delta q = dh + wdw + gdz.$$

Если течение адиабатное (на практике течения в каналах принимают за адиабатные в случаях, когда тепловые потоки сквозь изоляцию стенок каналов достаточно малы, или когда скорости течения жидкости в каналах большие, а длина канала

– маленькая), а изменением потенциальной энергии потока можно пренебречь по сравнению с другими видами энергии, то это уравнение примет самый простой вид:

$$dh + wdw = 0\,. \qquad (9.3)$$

Подставляя в (9.3) изменение энтальпии для адиабатного процесса из (3.6), получим связь между изменением скорости и изменением давления (*уравнение Бернулли*)

$$wdw = -vdp\,. \qquad (9.4)$$

Это означает, что в соплах давление вдоль течения падает, а в диффузорах – наоборот, увеличивается.

Интегрируя уравнение (9.3) между двумя сечениями потока, получаем

$$h_2 - h_1 + (w_2^2 - w_1^2)/2 = 0 \qquad \text{или} \quad h_2 + w_2^2/2 = h_1 + w_1^2/2\,,$$

т.е. *при адиабатном течении сумма удельной энтальпии и кинетической энергии потока остается неизменной,* или *ускорение адиабатного потока происходит за счет уменьшения энтальпии, а торможение потока вызывает ее увеличение.*

Скорость адиабатного потока в сечении *2* отсюда выражается как

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_1^2}\ \text{, м/с.} \qquad (9.5)$$

Значения удельной энтальпии h_1 и h_2 (Дж/кг) определяются по диаграммам или по таблицам термодинамических свойств данного вещества.

При устоявшемся стационарном течении количество (масса) газа, проходящего в единицу времени через поперечное сечение канала (*расход потока*), постоянно в каждом сечении и равно

$$G = \rho w \Sigma = \frac{w\Sigma}{v}\,, \quad \text{кг/с}\ , \qquad (9.6)$$

где все параметры относятся к данному сечению.

С помощью последней формулы (9.6) можно решить и обратную задачу: найти, какой должна быть площадь сечения Σ, чтобы обеспечить заданный расход G:

$$\Sigma = Gv / w, \text{ м}^2.$$

9.3. Адиабатное истечение из суживающегося сопла

Рассмотрим процесс равновесного (без трения) адиабатного истечения газа через сопло из резервуара, в котором в продолжение всего процесса истечения начальные параметры рабочего тела (p_1, v_1, T_1) остаются неизменными (рис. 9.2). Скорость газа на входе в сопло – w_1. Будем считать, что давление газа на выходе из сопла p_2 равно давлению среды, в которую вытекает газ.

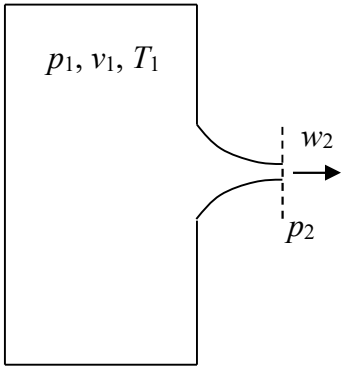


Рис. 9.2

Расчет сопла сводится к определению скорости и расхода газа на выходе из него, нахождению площади поперечного сечения и правильному выбору его формы.

Скорость истечения определяется уравнением (9.5):

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

Учитывая, что в резервуаре газ покоится, его начальную скорость примем равной нулю (w_1=0).

В приближении идеального газа из уравнения адиабатного процесса для идеального газа ($pv^k = \text{const}$) удельный объем газа в выходном сечении равен $v_2 = v_1\left(p_1 / p_2\right)^{1/k}$. Учитывая это, имеем:

$$w_2 = \sqrt{2\left(h_1 - h_2\right)} = \sqrt{2\left(u_1 + p_1v_1 - u_2 - p_2v_2\right)} = \sqrt{2\left(l + p_1v_1 - p_2v_2\right)} =$$

$$= \sqrt{2\left[\frac{1}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2) + p_1v_1 - p_2v_2\right]} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2)} =$$

$$= \sqrt{\frac{2k}{k-1}p_1v_1\left(1 - \frac{p_2v_2}{p_1v_1}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}p_1v_1\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} =$$

$$= \sqrt{2\frac{k}{k-1}p_1v_1\left(1 - \beta^{(k-1)/k}\right)}, \qquad (9.7)$$

где $\beta = p_2/p_1$ – отношение давления в выходном сечении (по принятому предположению – давление среды, куда происходит истечение) к давлению на входе в канал ($p_1 > p_2$ – условие истечения в сопле).

Массовый расход газа через сопло определяется из (9.6):

$$G = \frac{w_2\Sigma_2}{v_2} = \Sigma_2\sqrt{2\frac{k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^2\left(1 - \beta^{(k-1)/k}\right)} =$$

$$= \Sigma_2\sqrt{\frac{2k}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left(\beta^{2/k} - \beta^{(k+1)/k}\right)}. \qquad (9.8)$$

Из этого выражения следует, что массовый расход G идеального газа при обратимом адиабатном течении через сопло зависит от площади выходного сечения (Σ_2), свойств и начальных параметров газа (k, p_1, v_1) и от давлении на выходе из сопла (p_2).

На рис. 9.3 (линия *1-K-0*) представлен характер зависимости расхода G, рассчитанного по формуле (9.8), от параметра β.

Если давление p_1 в резервуаре фиксировано, то изменение параметра β вызвано изменением противодавления p_2. Предельными значениями $\beta = p_2 / p_1$ являются:

1) $p_2 = p_1$; $\beta = 1$ – это условие означает отсутствие процесса истечения, и, следовательно, $G = 0$;

2) $p_2 = 0$; $\beta = 0$ – это условие отвечает истечению газа в пустоту, и, согласно (9.8), расход газа также должен быть равен нулю ($G = 0$).

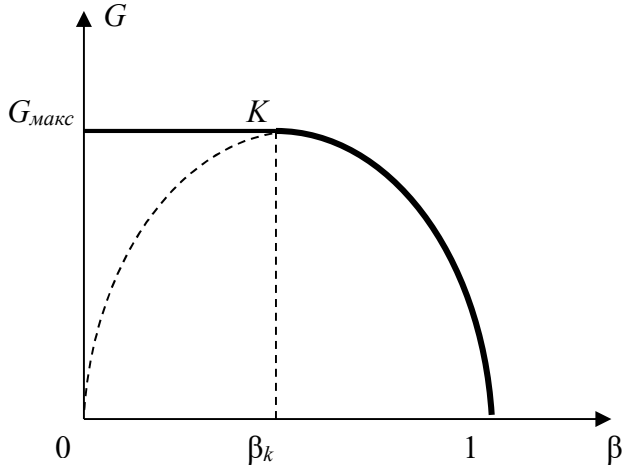


Рис. 9.3

При уменьшении β (от единицы до нуля) возникают разность давлений ($p_1 - p_2$) и процесс истечения. Причем, чем больше разность давлений (чем меньше β), тем больше расход газа, который при некотором отношении давлений β_k достигает своего максимума (точка K), а затем согласно (9.8) уменьшается до нуля.

Сравнение описанной зависимости $G(\beta)$ с экспериментальной диаграммой, полученной для сужающегося канала, обнаружило любопытную картину. В интервале значений β от 1 до значения β_k, соответствующего максимальному расходу, результаты теории хорошо совпадают с экспериментом. А дальнейшее уменьшение давления среды никак не влияло на расход газа через канал: он оставался постоянным (сплошная кривая на рис. 9.3).

Такое поведение расхода объясняется (А. Сен-Венан в 1839 г.) тем, что давление на выходе из сужающегося канала не может быть ниже некоторого критического давления p_k, соответствующего максимальному расходу газа $G(\beta_k)$. Следовательно, при понижении давления среды, в которую газ вытекает, давление газа в выходном сечении, опустившись до критического p_k, далее таким и остается.

Критическое значение β_k находится из необходимого условия максимума функции $G(\beta)$, приравнивая нулю её производную:

$$\beta_k = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} . \qquad (9.9)$$

Критическое давление вычисляется по формуле

$$p_k = \beta_k p_1 = p_1\left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} . \qquad (9.10)$$

Из анализа формулы (9.7) следует, что скорость в выходном сечении w_2 с уменьшением β также увеличивается и достигает при $\beta = \beta_k$ своего критического значения

$$w_2 = w_k = \sqrt{2\frac{k}{k+1}p_1 v_1} \qquad (9.11)$$

или (подставляя $v_1 = v_k\left(p_k / p_1\right)^{1/k} = v_k \beta_k^{\,1/k}$, $p_1 = p_k / \beta_k$ и (9.9))

$$w_k = \sqrt{k p_k v_k} . \qquad (9.12)$$

Расход газа достигает при этом своего максимального значения

$$G_{макс} = \Sigma_2 \sqrt{2\frac{k}{k+1}\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}}} . \qquad (9.13)$$

Таким образом, при истечении идеального газа из резервуара большой вместимости через суживающийся канал в среду с давлением $p_c < p_1$ возможны два случая:

1) давление внешней среды больше критического ($p_k < p_c$ или $\beta_k < \beta = p_c / p_1 < 1$).

Тогда давление в выходном сечении сопла равно давлению внешней среды ($p_2 = p_c$); скорость на выходе и расход (при известной площади выходного сечения сопла) рассчитываются по формулам (9.7) и (9.8), или наоборот, по заданному расходу можно определить из (9.8) площадь выходного сечения сопла.

2) давление внешней среды меньше критического ($p_c < p_k$ или $0 < \beta = p_c / p_1 < \beta_k$).

Тогда в выходном сечении устанавливается критический режим истечения, при котором давление в выходном сечении суживающегося канала равно критическому давлению (9.10), скорость в выходном сечении и расход газа вычисляются по формулам (9.11) и (9.13).

Отношение критического давления $p_2 = p_k$ к давлению перед соплом p_1 зависит только от показателя адиабаты, т.е. от природы рабочего тела.

Газ	k	$\beta_{кр}$
1-атомный	1,66	0,49
2-атомный	1,4	0,528
3-атомный и более	1,3	0,546

Таким образом, изменение $\beta_{кр}$ невелико, поэтому для оценочных расчетов можно принять $\beta_{кр} \approx 0{,}5$.

9.4. Истечение идеального газа из сопла Лаваля

При истечении идеального газа из сужающегося сопла скорость его в выходном сечении достигает максимального критического значения w_k (9.11)-(9.12) при отношении давлений β_k (9.9), расход тоже будет максимальным (9.13) для этого сопла. Если давление внешней среды $p_c < p_k$, то в выходном сечении сопла все параметры остаются равными своим критическим значениям, т.е. разность давлений ($p_k - p_c$) остается неиспользо-

ванной, потерянной для дальнейшего увеличения кинетической энергии потока в этом сопле.

Так, при истечении сухого насыщенного водяного пара (x=1) при его начальном давлении p_1=20 бар критическая скорость истечения равна $w_k \approx 460$ м/с, а кинетическая энергия пара при этой скорости равна $w_k^2/2 = 105{,}8$ кДж/кг. Начальная энтальпия этого пара $h_1 = 2797{,}4$ кДж/кг. Следовательно, при истечении пара при заданных условиях используется только 1/27 располагаемой энергии пара.

Возможно ли разогнать поток до большей скорости? И какова же должна быть тогда форма канала?

Прологарифмируем равенство (9.6), а затем продифференцируем. При условии неразрывности потока, т.е. G=const, считая площадь сечения переменной величиной, получим

$$\frac{dw}{w} + \frac{d\Sigma}{\Sigma} = \frac{dv}{v} \quad . \tag{9.14}$$

Из уравнения адиабаты следует (дифференцируя pv^k = = const)

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{kp} \ , \tag{9.15}$$

а, поделив обе части уравнения Бернулли (9.4) на произведение w^2, получим

$$\frac{dw}{w} = -\frac{v}{w^2}\,dp \, . \tag{9.16}$$

Подставив последние соотношения (9.15) и (9.16) в (9.14), имеем

$$\frac{d\Sigma}{\Sigma} = -\frac{dw}{w} + \frac{dv}{v} = \frac{v}{w^2}\,dp - \frac{dp}{kP} = \frac{kpv - w^2}{kpw^2}\,dp =$$

$$= \frac{a^2 - w^2}{kpw^2}\,dp = \frac{1 - \mathrm{M}^2}{kp\mathrm{M}^2}\,dp \, . \tag{9.17}$$

Здесь $a = \sqrt{k\eth v}$ – скорость распространения малых возмущений в среде (*скорость звука*), $M = w/a$ – отношение скорости потока к местной скорости звука (*число Маха*). (Говорят, что скорость – дозвуковая, если $M < 1$, и сверхзвуковая, если $M > 1$.)

Уравнение (9.17) связывает изменение формы канала с изменением давления в канале.

По уравнению Бернулли (9.4) следует, что знаки у dw и dp противоположны. Следовательно, чтобы поток постоянно ускорялся ($dw > 0$), необходимо, чтобы давление постоянно снижалось, т.е. $dp < 0$. Пока скорость потока – дозвуковая ($M < 1$), уменьшение давления в соответствии с (9.17) приводит к уменьшению сечения сопла, т. е. сопло должно быть сужающимся. Если скорость течения – сверхзвуковая ($M > 1$), то дальнейшее увеличение скорости потока возможно при дальнейшем уменьшении давления и, как следствие, увеличении сечения канала (расширяющееся сопло).

Такое комбинированное сопло (вначале сужающееся, а затем расширяющееся) имеет минимальное (критическое) сечение при $M = 1$. Расход через такое сопло определяется по формуле (9.6) в его критическом сечении или (9.13). Скорость в критическом сечении равна скорости звука (9.12).

Комбинированное сопло, предназначенное для получения на выходе сверхзвуковой скорости потока, называется *соплом Лаваля* (шведский инженер К.Г. Лаваль, который в 1889 году присоединил к простому цилиндрическому насадку расширяющееся сопло) (рис. 9.6).

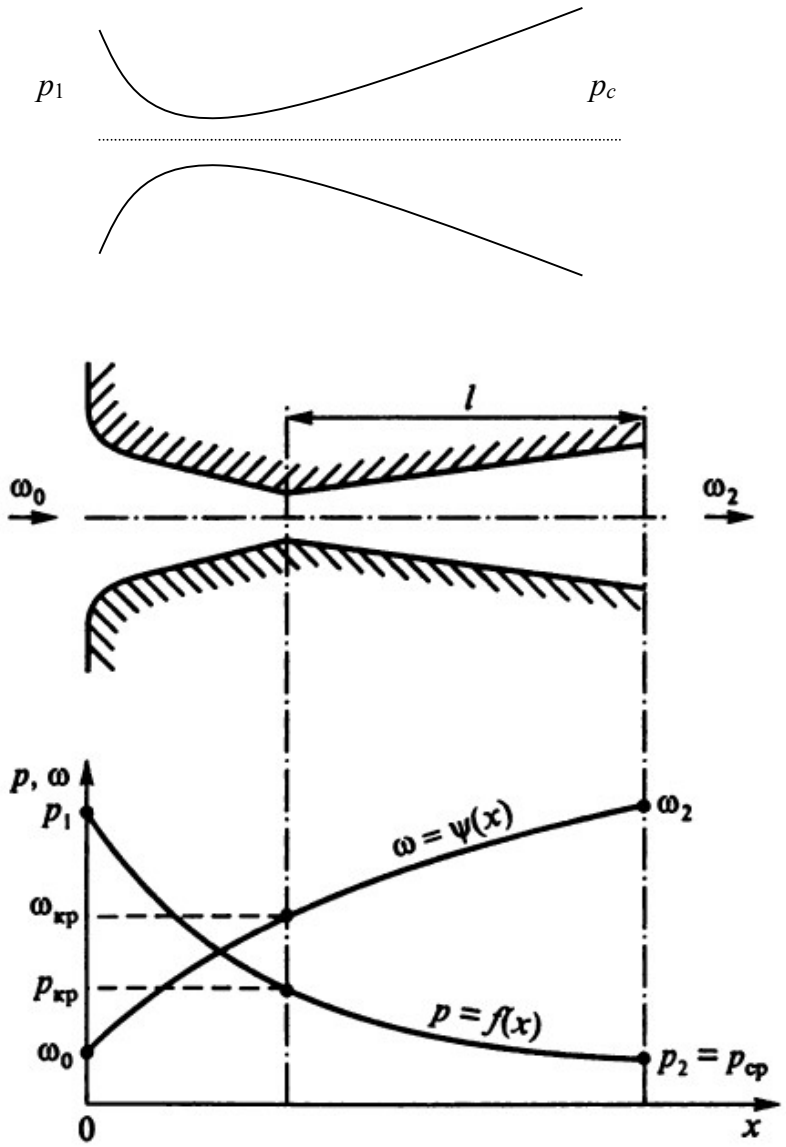

p_1
p_c
l
ω_0
ω_2
p, ω
p_1
$\omega = \psi(x)$
ω_2
$\omega_{кр}$
$p_{кр}$
$p = f(x)$
ω_0
$p_2 = p_{ср}$
0
x

Рис. 9.6

Площадь минимального (критического) сечения Σ_k сопла Лаваля определяется по заданному расходу G из (9.13):

$$\Sigma_k = \frac{G}{\sqrt{2\frac{k}{k+1}\frac{p_1}{v_1}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{2/(k-1)}}} \quad . \tag{9.19}$$

Скорость газа на выходе из сопла Лаваля w_2 определяется из (9.7) (справедливого только для идеального газа) или для любой текущей среды из (9.5).

Площадь выходного сечения сопла определяется по заданному расходу как:

$$\Sigma_{\text{вых}} = Gv_2 / w_2 \ .$$

Удельный объем идеального газа в выходном сечении может быть найден из уравнения адиабаты:

$$v_2 = v_1\left(\frac{p_1}{p_c}\right)^{1/k} \quad .$$

Длина суживающейся части обычно берется равной диаметру критического сечения сопла d или из конструктивных соображений.

Длину расширяющейся части можно определить по уравнению

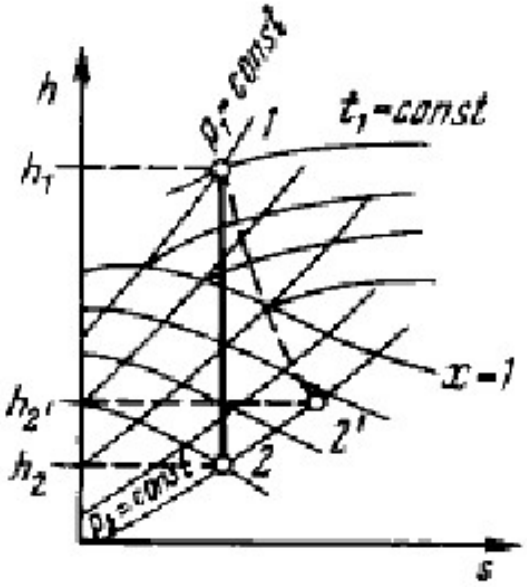
$$l = \frac{D-d}{2tg(\omega/2)} \ ,$$

где D – диаметр выходного отверстия; ω – угол конусности сопла (при проектировании сопла рекомендуется выбирать в пределах от 8° до 12°, чтобы не было отрыва потока от стенок сопла).

9.5. Истечение газов и паров с учетом трения

В действительности на истечение газов и паров по каналам большое влияние оказывают трение рабочего тела о стенки

этих каналов и внутреннее трение между соседними слоями потока, движущимися с различными скоростями. Часть работы затрачивается на преодоление этих сил трения. Эта работа переходит в теплоту, в результате чего газ или пар нагревается, хотя теплообмен с окружающей средой отсутствует.



В силу необратимости процесса энтропия рабочего тела увеличивается вдоль всего канала. При одинаковом перепаде давления $\Delta p = p_1 - p_2$ энтальпия рабочего тела на выходе из канала при учете трения больше, чем без трения, а скорость истечения при этом уменьшается (см. (9.5)). Для оценки влияния трения при истечении используют *скоростной коэффициент*

$$\varphi = w_д / w \ ,$$

где $w_д$ – действительная скорость, а w – теоретическая, вычисленная по уравнению (9.5) для изоэнтропного процесса. Коэффициент φ определяется экспериментально, и для правильно

спрофилированных и хорошо обработанных сопел он изменяется в пределах 0,95 … 0,98.

С уменьшением скорости истечения теряется и кинетическая энергия рабочего тела. Отношение действительной кинетической энергии к теоретической называется *коэффициентом полезного действия канала*:

$$\eta_k = \frac{w_д^2/2}{w^2/2} = \frac{w_д^2}{w^2} = \frac{\varphi^2 w^2}{w^2} = \varphi^2,$$

т.е. *КПД канала равен квадрату коэффициента скорости газа.*

Контрольные вопросы

1. Написать уравнение неразрывности для стационарного потока.
2. Как определить скорость истечения в адиабатном потоке?
3. Как определяется максимальный расход идеального газа?
4. Дать описание комбинированного сопла Лаваля.
5. Чему равно давление потока на срезе сопла Лаваля?
6. Как связано изменение площади поперечного сечения канала с изменением скорости и числом М?

10. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

Из опыта известно, что если на пути потока газа (жидкости), движущегося в канале, встречается препятствие в виде резкого сужения проходного сечения, а затем сечение потока восстанавливается, то давление движущегося газа (жидкости) за препятствием всегда оказывается меньшим, чем перед ним.

Такое резкое сужение канала называется *местным сопротивлением* (или *дросселем*). Процесс, происходящий при течении потока газа или пара через местное сопротивление в трубопроводе, называют *дросселированием* (или *мятием*).

Процесс дросселирования приводит к уменьшению давления, при этом нет ни увеличения кинетической энергии, ни совершения технической работы.

Примеры дросселей из практики – установленные в трубопроводе и не полностью открытые вентили, задвижки, краны, а также клапаны, шайбы, диафрагмы, пористая перегородка и т.п.

В тепловых двигателях дросселирование нежелательно, так как приводит к снижению работоспособности рабочего тела (давление снижается без производства полезной работы) и уменьшению КПД.

В других же случаях процесс дросселирования осуществляется как необходимый рабочий процесс, преследующий определенные цели. Например, в паровых турбинах – для регулировки мощности; в холодильных установках – для понижения давления пара с одновременным понижением его температуры.

10.1. Уравнение адиабатного дросселирования

Рассмотрим адиабатный процесс протекания потока газа (жидкости) через трубу с дросселем (рис. 10.1).

Сечения трубы до и после диафрагмы одинаковы. Обозначим сечение потока до места сужения через *1*, а после – сечение *2*.

Уравнение адиабатного течения газа (9.3)

$$dh + wdw = 0\,.$$

Запишем его для двух сечений (*1* и *2* на рис. 10.1), доста-

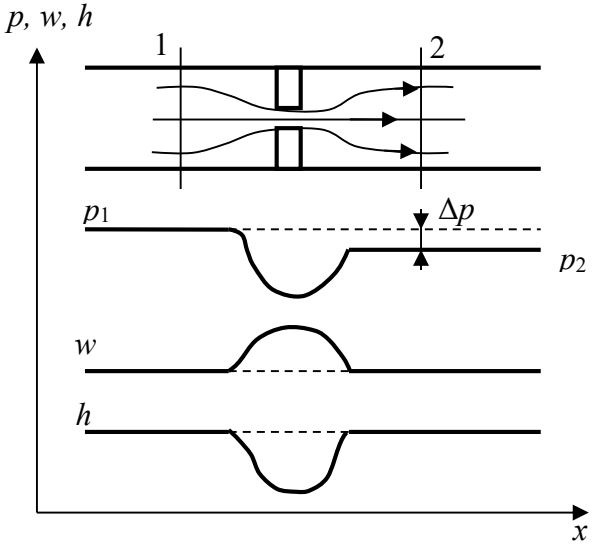


Рис. 10.1

точно удаленных от места сужения:

$$\Delta h + \Delta\left(\frac{w^2}{2}\right) = 0\,.$$

При одинаковом сечении до и после сужения канала изменение кинетической энергии потока мало по сравнению с абсолютными значениями энтальпий h_1 и h_2, составляет лишь доли процента (например, если энтальпия водяного пара равна h_1 =3079 кДж/кг, то изменение энтальпии при дросселировании равно лишь $h_2 - h_1$ = 1,9 кДж/кг). Поэтому с достаточной для практики точностью в процессе дросселирования можно пренебречь изменением кинетической энергии потока. Тогда основное уравнение первого закона термодинамики для процесса дросселирования примет вид

$$\Delta h = 0\,,$$

или

$$h_1 = h_2\,. \qquad (10.1)$$

Следовательно, в результате адиабатного дросселирования значения энтальпий рабочего тела до местного сопротивления и после одинаковы, и оба состояния газа до дросселирования и после дросселирования в *hs*-диаграмме расположатся на горизонтальной прямой. Энтропия, таким образом, в этом адиабатном процессе увеличивается, что также следует из второго начала термодинамики: дросселирование представляет собой существенно необратимый процесс (если изменить направление течения на обратное, то давление при протекании газа через дроссель по-прежнему упадет). Снижение давления является следствием потерь на трение и вихреобразования у стенок дросселя и в потоке.

На практике величина снижения давления в каждом конкретном случае регулируется степенью сужения трубопровода.

Из (10.1) получаем

$$u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2\,. \qquad (10.2)$$

Для идеального газа $u = u(T)$ и $pv = RT$, поэтому из (10.2) следует, что $T_1 = T_2$, т.е. температура рабочего тела после прохождения его через дроссель полностью восстанавливается.

В отличие от идеального температура реального газа в разных условиях меняется по-разному, и в общем случае $T_1 \neq T_2$. Температура реальных газов при дросселировании остается постоянной лишь при одной определенной начальной температуре газа, называемой *температурой инверсии*. Приближенное значение этой температуры определяется из выражения

$$T_{\text{инв}} \approx 6{,}75\, T_{\text{кр}}\,,$$

где $T_{\text{кр}}$ – критическая температура газа или пара, К.

Если же температура подвергающегося дросселированию газа отлична от температуры инверсии, то его температура изменяется: уменьшается, если температура газа меньше темпера-

туры инверсии, и увеличивается в противном случае. Это изменение температуры при дросселировании называется *эффектом Джоуля–Томпсона*. У большинства газов при не очень высоких температурах при дросселировании наблюдается охлаждение, что широко используется в холодильной технике.

Что касается удельного объема, то за дросселем он возрастает и для идеального и для реального газов (плотность соответственно падает, поэтому этот процесс называют мятием).

10.2. Дросселирование водяного пара

Исследование процесса дросселирования водяного пара наглядно производится по *hs*-диаграмме водяного пара (рис. 10.2).

Процесс дросселирования изображается горизонтальной линией h = const (причем смысл имеют только конечные точки этого процесса, так как сам процесс является необратимым).

Если мятию подвергается перегретый пар (процесс *1–2*), то давление и температура уменьшаются, а объем и энтропия увеличиваются. При мятии пара высокого давления (процесс *3–4*), перегретый пар может перейти во влажный, а затем снова – в перегретый.

При дросселировании кипящей жидкости (процесс *5–6*) она частично испаряется с увеличением степени сухости.

При дросселировании влажного пара (процесс *7–8*) степень сухости его увеличивается, одновременно происходит значительное понижение температуры этого пара. Этот эффект значительного понижения температуры при дросселировании влажных паров используется в современной холодильной технике для получения холода. При мятии перегретого пара температура также уменьшается, но в значительно меньшей степени.

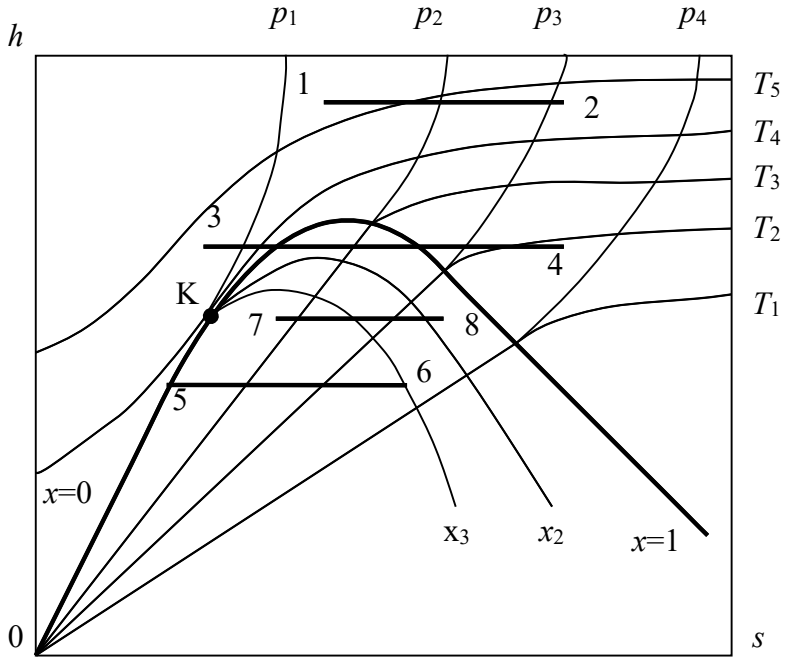


Рис. 10.2

Процесс дросселирования является необратимым процессом, который сопровождается увеличением энтропии.

Контрольные вопросы

1. Что называется дроссельным эффектом и для чего он используется на практике?
2. Как меняются при дросселировании водяного пара давление, удельный объем, плотность, энтальпия, энтропия?

11. КОМПРЕССОРЫ

Компрессором называют машину для сжатия газов и паров.

Компрессоры получили широкое распространение в технике. Их используют в химической промышленности, металлургической, горнорудной и других, в железнодорожном транспорте, в авиации, в газотурбинных установках, в холодильной технике и т.п. Они предназначены для:

– создания запаса энергии для последующего совершения работы (пневматические тормоза автомобилей, устройства для передвижения под водой и т.д.);

– повышения температуры газа с последующей отдачей теплоты (холодильные установки);

– транспортировки газа на заданные расстояния;

– компактного хранения газа (газобаллонные станции).

На привод компрессора работа затрачивается.

По принципу действия компрессоры делятся на два типа: поршневые и ротационные (турбинные). В ротационных компрессорах роль поршня выполняет ротор.

Термодинамика процессов сжатия во всех типах компрессоров одинакова.

Основной задачей термодинамического расчета компрессора является определение затрачиваемой работы на сжатие газа.

11.1. Одноступенчатое сжатие в идеальном поршневом компрессоре

Поршневой компрессор состоит из:

– цилиндра (в нашем случае – одного) с системой для охлаждения (либо воздушного, либо водяного);

– поршня;

– кривошипно-шатунного механизма, соединенного с двигателем привода компрессора;

– двух клапанов в крышке цилиндра (всасывающий и нагнетательный).

Будем считать компрессор идеальным, т.е.

– термодинамические процессы сжатия – равновесные;

– отсутствует трение поршня о стенки цилиндра;

– поршень подходит к крышке цилиндра вплотную (нет вредного пространства);

– всасывание и выпуск (нагнетание) газа осуществляются при постоянных давлениях, т.е. отсутствует дросселирование в клапанах.

На рис. 11.1 представлены индикаторная диаграмма и принципиальная схема одноступенчатого (один цилиндр) поршневого компрессора.

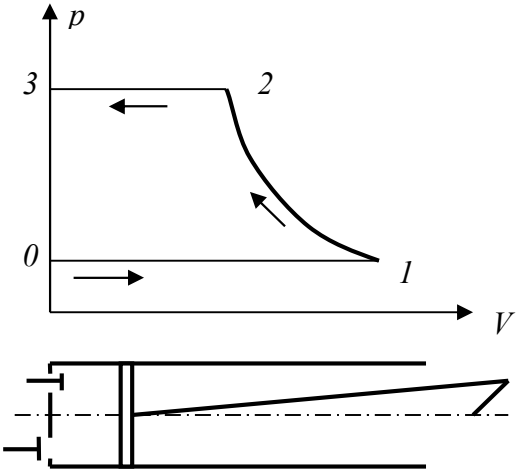


Рис. 11.1

Принцип работы компрессора:

– при движении поршня слева направо под действием давления окружающей среды открывается всасывающий клапан и в цилиндр поступает газ (линия *0–1 – линия всасывания*);

– при обратном ходе поршня всасывающий клапан закрывается, и находящийся в цилиндре газ сжимается (линия *1–2 – процесс сжатия*);

– при заданном давлении газа p_2 (оно определяется пружиной, установленной на нагнетательном клапане) автоматически открывается нагнетательный клапан и сжатый газ поступает потребителю или в резервуар для хранения;

– в начале следующего хода нагнетательный клапан закрывается, всасывающий клапан открывается, при этом давление мгновенно падает (теоретически с p_2 до давления среды p_1), и процесс заново повторяется.

Рабочим процессом компрессора называют процесс получения сжатого газа по замкнутой линии *0–1–2–3–0*. Рабочий процесс компрессора совершается за один оборот вала или два хода поршня.

Следует отметить, что линии всасывания *0–1* и нагнетания *2–3* не изображают термодинамические процессы, так как состояние рабочего тела в них остается неизменным, а меняется только его количество.

Определим работу на привод компрессора:

$$L = L_{\text{всасывания}} + L_{\text{сжатия}} + L_{\text{нагнетания}} = p_1 F x_1 + \int_1^2 p dV - p_2 F x_2 =$$

$$= \left(p_1 V_1 - p_2 V_2\right) + \int_1^2 p dV = -\int_1^2 d(pV) + \int_1^2 p dV = -\int_1^2 V dp \,.$$

Работа на привод компрессора (она носит название *технической работы компрессора*) затрачивается, поэтому l отрицательна. Она численно равна располагаемой работе процесса повышения давления (линия 1-2 на рис. 11.1), которая на диаграмме изображается площадью фигуры *0–1–2–3*.

Для удельной технической работы сжатия 1 кг газа это уравнение имеет вид

$$l = -\int_{p_1}^{p_2} v dp \,. \qquad (11.1)$$

Величина технической работы сжатия зависит от процесса сжатия (т.е. от вида функции $v=v(p)$), который определяется условиями охлаждения цилиндра компрессора. Желательно, чтобы работа на привод компрессора была как можно меньшей, а температура после сжатия не слишком высокой, во избежание разрушения компрессора (она должна быть ниже температуры плавления материала, ниже температуры воспламенения смазочного масла и т.п.).

Рассмотрим три варианта процесса сжатия:

а) изотермическое сжатие (вся энергия, подводимая в форме работы, отводится от газа в виде теплоты; имеет место идеальный мгновенный теплообмен с окружающей средой через стенки цилиндра):

$$l_{\text{из}} = -p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \,.$$

Работа на привод компрессора равна работе изотермического сжатия (сравните с (4.9)).

b) адиабатное сжатие (процесс сжатия в компрессоре осуществляется достаточно быстро, а цилиндр компрессора снабжен теплоизоляцией):

$$l_{\text{ад}} = -\frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right].$$

Работа на привод компрессора в k раз больше работы адиабатного сжатия (сравните с (4.10)).

с) политропное сжатие ($1 < n < k$) (занимает промежуточное положение, наиболее приближенное к действительности; в реальных компрессорах осуществляется политропное сжатие со средним показателем n = 1,2÷1,25, при этом охлаждение стенок цилиндра компрессора либо водяное, либо воздушное):

$$l_{\text{пол}} = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right]. \qquad (11.2)$$

На рис. 11.2 приведены все три процесса сжатия в рабочей диаграмме. Как видно, при сжатии по изотерме затраченная работа будет минимальной (пл. *0–1–2'–3*), а при адиабатическом сжатии (пл. *0–1–2''–3*) – максимальной. Кроме того, при изотермическом сжатии температура газа в конце сжатия остается такой же, как и в начале процесса, т. е. по сравнению с другими процессами сжатия является наиболее низкой.

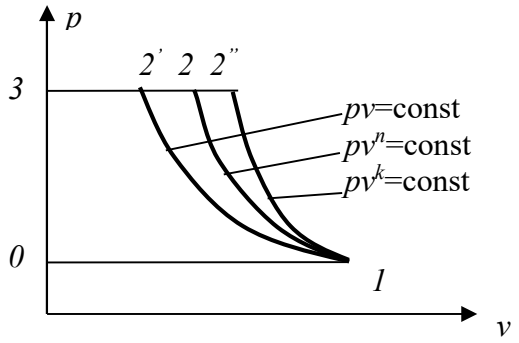


Рис. 11.2

Теоретическое количество отведенной теплоты при политропном сжатии равно

$$q_{1-2} = c(T_2 - T_1) = c_v \frac{k-n}{1-n}(T_2 - T_1). \qquad (11.3)$$

Величина $q_{1\text{-}2}$ отрицательна, так как это теплота, отводимая от газа.

Производительность компрессора (объемная подача) вычисляется по формуле

$$V = V_h n', \quad \text{м}^3/\text{с}, \qquad (11.4)$$

где $V_h=V_1$ – рабочий объем цилиндра; n' – число оборотов коленчатого вала компрессора (об/с).

Мощность компрессора определяется как

$$N = G|l|, \text{ Вт}, \qquad (11.5)$$

где G – расход газа ($G=\rho_1 V=V/v_1= n' V_h/v_1$), кг/с.

11.2. Особенности реальных процессов сжатия

Действительная индикаторная диаграмма компрессора (рис. 11.3) отличается от идеальной:

– наличием гидравлических сопротивлений при всасывании и нагнетании газа;

– наличием вредного пространства;

– наличием потерь на трение.

Первая особенность связана с дросселированием газа при прохождении через всасывающий и выпускающий клапаны. Вследствие этого всасывание происходит при давлении газа в цилиндре, меньшем давления среды, из которой происходит всасывание, а нагнетание происходит при давлении, большем

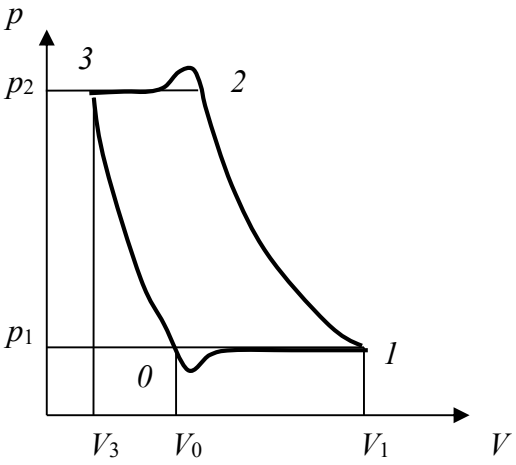


Рис. 11.3

давления в нагнетательном резервуаре.

Вторая особенность заключается в том, что между крышкой цилиндра и поршнем, в его крайнем положении, всегда

остается некоторый свободный объем (зазор), называемый *вредным пространством* (обычно 4–10% к объему V_h).

После окончания процесса нагнетания некоторое количество газа с давлением p_2 остается во вредном пространстве $V_{вр}$. При обратном ходе поршня впускающий клапан открывается только тогда, когда давление в цилиндре упадет до давления среды p_1 (объем цилиндра в этот момент $V_0 > V_{вр}$). Таким образом, вредное пространство уменьшает производительность компрессора.

Отношение

$$\eta_{об} = \frac{V_1 - V_0}{V_1 - V_3} = \frac{V}{V_h}$$

называется *объемным коэффициентом полезного действия*, который оценивает влияние вредного пространства.

Объемный КПД уменьшается с увеличением вредного пространства и при некотором значении $V_{вр}$ может стать равным нулю.

При $V_{вр}$=const и увеличении конечного давления сжатия p_2 процесс нагнетания (линия *2–3*) сокращается, объемный КПД также уменьшается (в пределе до нуля).

Производительность компрессора падает с уменьшением объемного КПД.

Неизбежные потери на трение (трение поршня о стенки цилиндра, трение в подшипниках редуктора привода компрессора) составляют третью отличительную особенность реального компрессора от идеального. В результате мощность, затрачиваемая на привод реального компрессора, определяется по формуле

$$N_д = N / \eta_м ,$$

где N – теоретическая мощность, вычисляемая по формуле (11.5), $\eta_м$ – механический КПД компрессора.

Кроме того, повышение конечного давления p_2 повышает температуру сжатого газа T_2, что может вызвать самовоспламенение смазочного масла (авария компрессора).

Опыт показывает, что одноступенчатое сжатие целесообразно осуществлять до давлений 0,6 … 1 МПа.

11.3. Многоступенчатое сжатие

Для получения газа высокого давления производят сжатие последовательно в нескольких цилиндрах с промежуточным между ними охлаждением сжатого газа, т.е. производят многоступенчатое сжатие.

На рис.11.4 приведена упрощенная схема трехступенчатого компрессора.

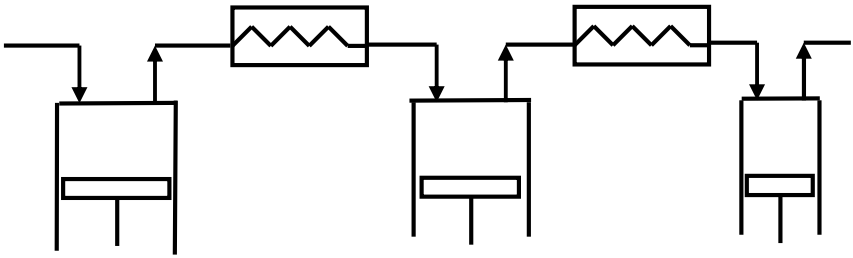


Рис. 11.4

На рис. 11.5 приведена индикаторная диаграмма идеального трехступенчатого компрессора:

– линия p_1–1 – всасывание газа в 1-м цилиндре;

– линия 1–a – политропное сжатие газа в 1-м цилиндре от давления p_1 до p_a;

– линия a–p_a – нагнетание из 1-го цилиндра в 1-й охладитель;

– линия p_a–b – всасывание во 2-й цилиндр;

– линия b–c – политропное сжатие газа в 2-м цилиндре от давления p_a до p_c;

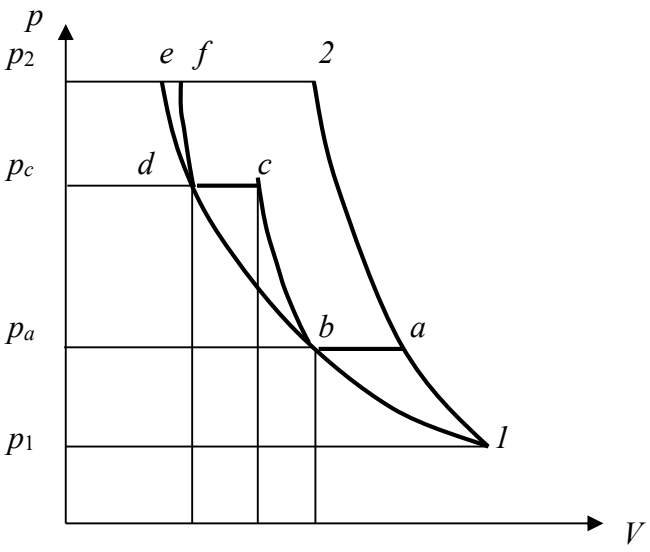


Рис. 11.5

– линия $c–p_c$ – нагнетание из 2-го цилиндра во 2-й охладитель;

– линия $p_c–d$ – всасывание в 3-й цилиндр;

– линия $d–f$ – политропное сжатие газа в 3-м цилиндре от давления p_c до p_2;

– линия $f–p_2$ – нагнетание из 1-го цилиндра в резервуар или на производство.

Перед всасыванием в очередной цилиндр газ охлаждается (в данном случае до первоначальной температуры, поэтому точки *b* и *d* лежат на изотерме *1–e*).

Работа, затраченная на сжатие в трехступенчатом компрессоре, численно равна пл. $1–a–b–c–d–f–p_2–p_1–1$. Для сравнения на этом же рисунке нанесена линия одноступенчатого сжатия газа до того же давления (линия *1–2*); работа в этом случае равна пл. $1–2–p_2–p_1–1$. Как видно, она значительно больше ра-

боты на сжатие газа в трехступенчатом компрессоре. Кроме того, и температура сжатого газа (точка *2*) намного выше температуры сжатого до того же давления газа (точка *f*) в трехступенчатом компрессоре ($T_2 >> T_f$).

Процесс многоступенчатого сжатия по мере увеличения числа цилиндров приближается к изотермическому (процесс *1–a–b–c–d–f* – к процессу *1–e*).

Многоступенчатый компрессор сложнее и дороже одноступенчатого.

Путем подбора числа цилиндров можно получить газ заданного давления так, что температура сжатого газа не будет превышать наперед заданную (допустимую).

Обычно отношение давлений во всех цилиндрах берется одинаковым, т. е.

$$\frac{p_a}{p_1} = \frac{p_c}{p_a} = \frac{p_2}{p_c} = x$$

(такое соотношение давлений обеспечивает минимальную работу на привод многоступенчатого компрессора).

Отсюда при произвольном числе цилиндров (z) в компрессоре получаем

$$x = \sqrt[z]{\frac{p_z}{p_1}} \ .$$

При равенстве температур у входа в каждый цилиндр и равенстве отношений давлений во всех цилиндрах получаем равенство затраченных работ в каждом из цилиндров:

$$l_i = l_1 = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_a}{p_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[x^{(n-1)/n} - 1 \right] .$$

Вся затраченная удельная работа на привод многоступенчатого компрессора равна

$$l = z l_1 \ .$$

В тепловой диаграмме (рис. 11.6) политропные процессы сжатия – отрезки линий *1–2*, *3–4* и *5–6*, а процессы охлаждения в охладителях – отрезки *2–3* и *4–5*. Количество теплоты, отводимой в каждом из этих процессов, численно равно площади трапеции под соответствующей кривой процесса. При одинаковых температурах газа у входа в цилиндры компрессора и одинаковых температурах газа при выходе из цилиндров количества отведенной теплоты при каждом сжатии равны между собой

$$q_{\text{пол}} = c_v \frac{n-k}{n-1}(t_2 - t_1),$$

количества отведенной теплоты при каждом изобарном охлаждении

$$q_p = c_p(t_1 - t_2) \ .$$

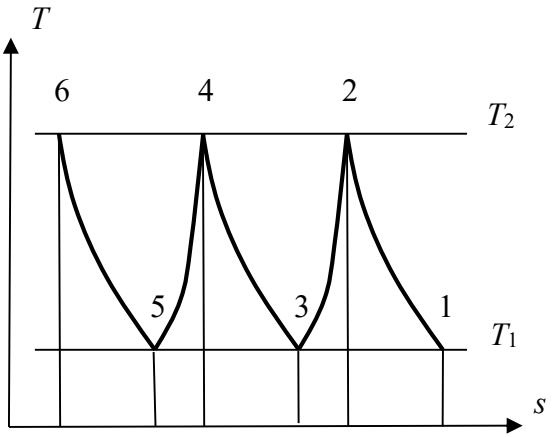


Рис. 11.6

Суммарное количество отводимой теплоты в представленном на рис. 11.6 трехступенчатом компрессоре равно

$$q = 3q_{\text{пол}} + 2q_p \, .$$

Контрольные вопросы

1. Каким способом можно уменьшить работу компрессора?

2. С какой целью и в каких случаях используется многоступенчатое сжатие?

3. В чем преимущество и недостатки многоступенчатого способа сжатия по сравнению с одноступенчатым?

4. Каково должно быть соотношение объемов цилиндров при многоступенчатом сжатии?

12. ЦИКЛЫ ПАРОТУРБИННЫХ УСТАНОВОК

Паротурбинная установка (ПТУ) предназначена для привода электрогенераторов на тепловых электростанциях. Рабочим телом ПТУ является водяной пар, агрегатное состояние которого изменяется в процессе цикла от жидкого до перегретого пара (кипящая вода, влажный и сухой насыщенный пар). Продукты сгорания топлива в ПТУ являются только промежуточным теплоносителем в отличие от двигателей внутреннего сгорания.

12.1. Паровой цикл Карно

Наиболее эффективным циклом теплового двигателя с точки зрения термодинамики является цикл Карно, состоящий из двух адиабатных процессов сжатия и расширения и двух изотермических процессов подвода и отвода теплоты.

На рис.12.1 представлена схема простейшей ПТУ, а на рис. 12.2 и 12.3 – диаграммы цикла Карно для насыщенного пара.

Пар приготавливается в котле (КТ) путем подвода теплоты сгорания топлива к жидкости (воде) в процессе *4–1* при постоянных давлении и температуре (парообразование или кипение в котле); сухой насыщенный пар поступает на турбину (ПТ), где совершает работу в адиабатном процессе *1–2* расширения пара; турбина

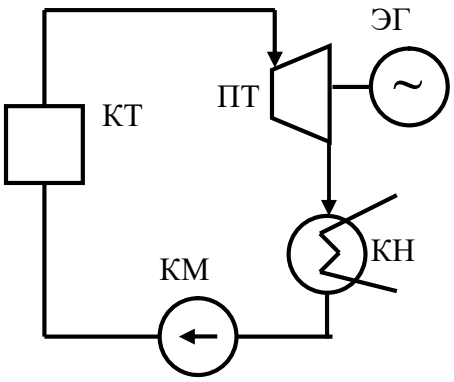


Рис. 12.1

соединена с электрогенератором (ЭГ); отработавший пар попадает в конденсатор (КН), где отдает теплоту (процесс конденсации пара *2–3*) охлаждающей среде (воде или воздуху); затем компрессором (КМ) сжатый конденсат возвращается в котел (адиабатное сжатие *3–4*).

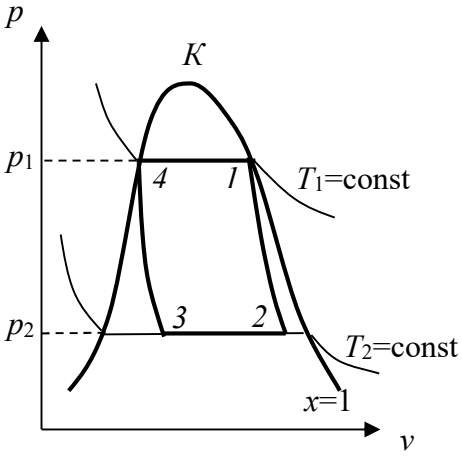


Рис. 12.2

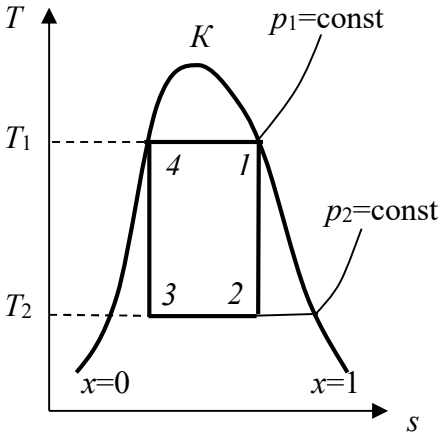


Рис. 12.3

Состояние *4* – кипящая вода, состояние *1* – сухой насыщенный пар, состояние *2* и *3* – пар со степенью сухости x_2 и x_3 соответственно.

Термический КПД цикла Карно на водяном паре равен

$$\eta^C = 1 - \frac{T_2}{T_1} \ .$$

ПТУ, работающие по циклу Карно, практически невыгодны, так как:

– увеличение КПД путем завышения температуры пара T_1 в процессе подвода теплоты ограничено температурой критической точки T_K = 647,3 К;

– температура холодного источника T_2 ограничена снизу температурой окружающей среды;

– так как конденсация пара в процессе *2–3* осуществляется не полностью, то объем цилиндра компрессора должен быть весьма значителен, а это затраты на металл; размеры цилиндра компрессора возрастают с увеличением давления пара в котле и с уменьшением давления в конденсаторе, т.е. при переходе к более выгодным температурным режимам; работа парового цикла (пл. *1–2–3–4*) и работа на привод компрессора (пл. p_1–*3*–*4*–p_2) соизмеримы;

– турбина работает на влажном паре, вследствие эрозии ее лопатки быстро изнашиваются;

– последнее (большая влажность пара) также относится и к работе компрессора.

Таким образом, для водяного пара цикл Карно сохраняет лишь теоретическое значение эталонного цикла.

12.2. Цикл Ренкина

Шотландский инженер У. Дж. Ренкин предложил заменить частичную конденсацию пара в процессе отвода теплоты полной конденсацией. Тогда в процессе сжатия рабочее тело находится в жидком состоянии и вместо компрессора используется насос (Н). Затрачиваемая на привод насоса работа по сравнению с работой турбины мала (несколько процентов).

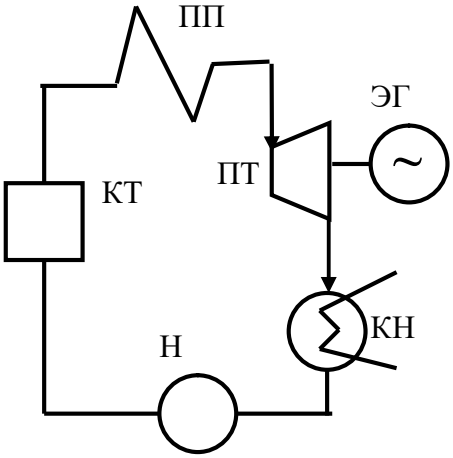


Рис. 12.4

Одновременно в схему ПТУ пе ред подачей в турбину вводят еще и пароперегреватель (ПП) (рис. 12.4).

В цикле Ренкина с перегревом пара (диаграммы на рис. 12.5 и 12.6):

– точка *4'* характеризует состояние кипящей воды в котле;

– линия *4'–4"* – процесс парообразования;

– линия *4"–1* – процесс перегрева пара в ПП;

– пар по адиабате *1–2* расширяется от давления p_1 до p_2;

– пар конденсируется (линия *2–2'*) в КН до состояния кипящей воды;

– адиабата *2'–3* – процесс перекачки воды насосом;

– изобара *3–4'* соответствует нагреванию воды в котле при $p = p_1$ от температуры в КН до температуры кипения в КТ.

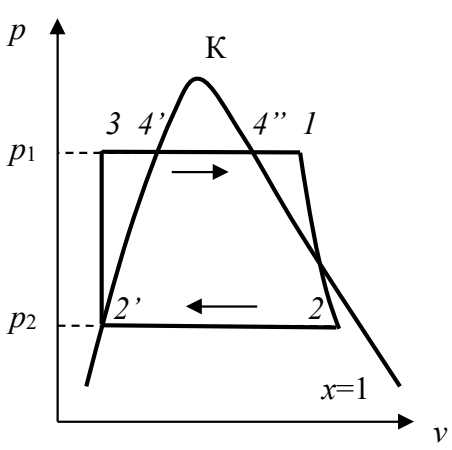


Рис.12.5

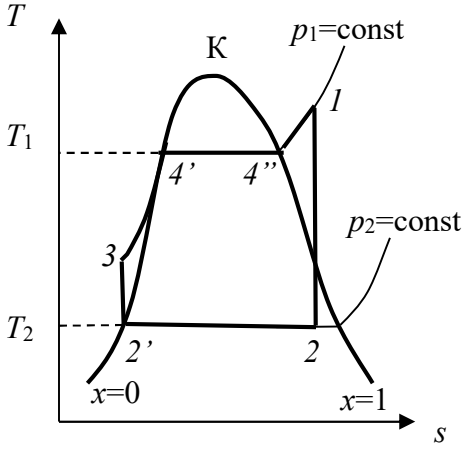


Рис. 12.6

Теплота в цикле подводится на участке *3–4'–4"–1* (в процессах подогрева, парообразования и перегрева) при $p = p_1$ и

равна $q_1 = h_1 - h_3$, а отводится по изобаре *2–2'* ($p = p_2$) (в процессе конденсации) – $q_2 = h_{2'} - h_2$.

Термический КПД цикла Ренкина

$$\eta^R = 1 + \frac{q_2}{q_1} = 1 + \frac{h_{2'} - h_2}{h_1 - h_3} \approx \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2'}} \ .$$

В последнем равенстве не учитывается повышение температуры воды при адиабатном сжатии в насосе (практически точки *3* и *2'* на *Ts*-диаграмме сливаются), т.е. принимается $h_3 \approx h_{2'}$. На рис. 12.6 это означает, что изобара *3–4'* совпадает с нижней пограничной кривой.

Это же значение КПД может быть получено по формуле $\eta^R = l/q_1$, где полезная работа цикла *l* (рис. 12.5) равна работе паровой турбины ($l_т = h_1 - h_2 = -\int_{p_1}^{p_2} v dp = $ пл. *1–2–2'–p₂–p₁–3–1*) без работы, затраченной на привод насоса ($l_н = h_3 - h_{2'} = -\int_{p_{2'}}^{p_3} v dp = $ пл. *p₁–3–2'–p₂–p₁*), т.е. $l = l_т - l_н$ = пл. *1–2–2'–3–1*.

Термический КПД равновесного цикла Ренкина, естественно, меньше, чем КПД идеального цикла Карно при тех же температурах T_1 и T_2.

12.3. Способы повышения эффективности ПТУ

В реальном тепловом двигателе процессы необратимы, поскольку имеют место потери энергии вследствие трения и наличия других сопротивлений. Поэтому работа, мощность и КПД энергетической установки в действительности меньше, чем в идеальном цикле.

В частности, потери в действительном процессе расширения пара в турбине ПТУ, в результате которых растут энтальпия и энтропия по сравнению с их значениями в идеальном процессе, называются *внутренними*.

Из-за наличия этих внутренних потерь в турбине работа, получаемая в турбине:

$$l_{\text{т}}^{\text{действ}} = h_1 - h_{2\text{д}} < l_{\text{т}}^{\text{теор}} = h_1 - h_2 \ .$$

Действительный КПД ПТУ с учетом внутренних потерь в турбине равен

$$\eta = \frac{l_{\text{т}}^{\text{действ}}}{q_1} = \frac{l_{\text{т}}^{\text{теор}}}{q_1}\frac{l_{\text{т}}^{\text{действ}}}{l_{\text{т}}^{\text{теор}}} = \eta^R \eta_{oi} \ ,$$

где η_{oi} показывает, насколько действительный цикл менее совершенен, чем обратимый цикл (i – узел, в котором учитываются необратимые потери, в нашем случае это турбина), и называется *внутренним относительным КПД цикла*.

Относительный внутренний КПД, характеризующий степень отклонения реальной турбины от идеальной, у современных мощных паровых турбин равен $\eta_{oi} = 0{,}8 \ldots 0{,}9$.

Для оценки эффективности теплового двигателя используют понятие *среднеинтегральной температуры* подвода (или отвода) теплоты, которая определяется по формуле

$$T_{cp} = \frac{q_{1-2}}{\Delta s} = \int_{s_1}^{s_2} Tds / (s_2 - s_1) \ .$$

Тогда термический КПД прямого обратимого цикла в соответствии с его определением (7.1) вычисляется через среднеинтегральные температуры по формуле

$$\eta = 1 + \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_{2cp}\Delta s}{T_{1cp}\Delta s} = 1 - \frac{T_{2cp}}{T_{1cp}} \ ,$$

т. е. термический КПД любого обратимого цикла вычисляется по аналогичной формуле, что и КПД цикла Карно.

Из этого уравнения следует, что чем выше среднеинтегральная температура подвода теплоты и чем ниже среднеинтегральная температура отвода теплоты, тем выше термический КПД цикла. Таким образом, среднеинтегральные температуры подвода и отвода теплоты могут служить критериями для сравнительной оценки различных термодинамических циклов.

Рассмотрим некоторые пути повышения эффективности ПТУ.

1. При увеличении давления пара в котле p_1 (при постоянном давлении в конденсаторе p_2 и температуре пара на выходе из пароперегревателя T_1) КПД цикла значительно увеличивается, что связано с повышением температуры насыщенного пара и, как следствие, с увеличением средней температуры подвода теплоты. Кроме того, повышение начального давления p_1 в связи с уменьшением удельного объема пара благоприятно сказывается на габаритных размерах установок и диаметрах паропроводов, поэтому в крупных стационарных ПТУ давление пара доводят до 30 МПа (и выше).

Но одновременно с ростом p_1 повышается конечная влажность пара (точка *2*), в результате чего капли воды разрушают лопатки последних ступеней турбины (уменьшается относительный КПД турбины η_{oi}).

2. Повышение начальной температуры пара T_1 также увеличивает среднюю температуру подвода теплоты, к тому же (при постоянстве других параметров) увеличивается степень сухости отработанного пара.

Повышение температуры перегрева пара ограничено жаропрочностью материала ПТУ. В настоящее время температура T_1 доходит до 600 ºС.

3. Величина отводимой теплоты уменьшается с уменьшением давления отработавшего пара p_2, и одновременно увели-

чивается доля теплоты, превращенной в полезную работу цикла.

С другой стороны, с понижением p_2 (также как и с увеличением p_1) увеличивается влажность пара в конце процесса расширения в турбине, что приводит к увеличению потерь энергии и эрозионному износу деталей турбины. Допустимая влажность составляет 12 … 14%.

4. Одним из средств получения высоких значений степени сухости x_2 в конце адиабатного расширения является промежуточный (вторичный) перегрев пара. Введение промежуточного перегрева пара вызывает изменения в цикле (рис. 12.7) и схеме ПТУ (рис. 12.8).

В этой установке турбина выполняется из двух частей – части высокого давления и части низкого давления. Промежуточный перегрев пара между этими частями установки (при правильном выборе давления промежуточного перегрева) позволяет избежать повышенной влажности в конце процесса расширения и тем самым предотвратить эрозию лопаток турбины, снизить потери на трение и повысить относительный внутренний КПД.

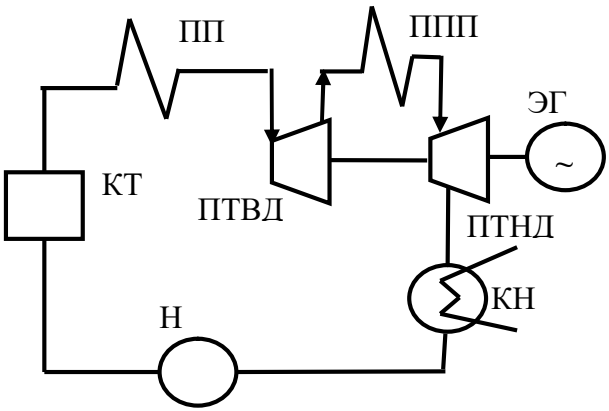


Рис. 12.7

Возможно применение многократного промежуточного перегрева. Каждая дополнительная ступень перегрева связана с потерей давления пара и усложнением установки.

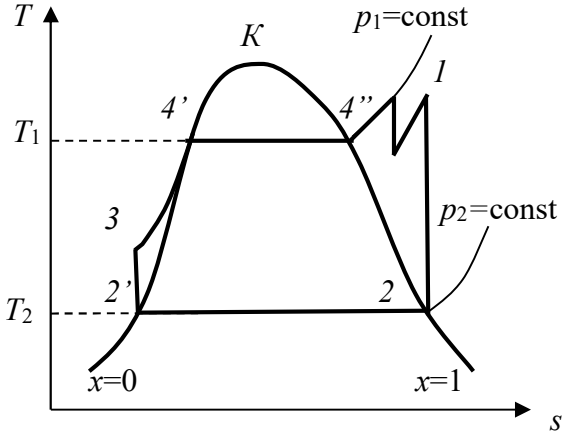


Рис. 12.8

5. Для повышения экономичности цикла ПТУ необходимо увеличивать среднюю температуру подвода теплоты в цикле. Поэтому большое значение имеет повышение температуры питательной воды, т.е. температуры, с которой начинается подвод теплоты в цикле. Для этой цели применяют специальные устройства *регенераторы*, которые передают теплоту, отобранную от рабочего тела в одном месте цикла, ему же, но в другом процессе цикла.

Для осуществления регенерации необходимо, чтобы в цикле имелись участки, на которых подвод и отвод теплоты производились бы в одинаковых температурных условиях.

На рис. 12.9 представлена диаграмма цикла Ренкина с идеальным регенератором, в котором теплота отработанного пара идет на нагрев питательной воды после выхода из конденсатора. Таким образом, количество отведенной теплоты уменьшается, и, следовательно, КПД цикла увеличивается.

Регенеративный подогрев воды применяют во всех современных паросиловых установках.

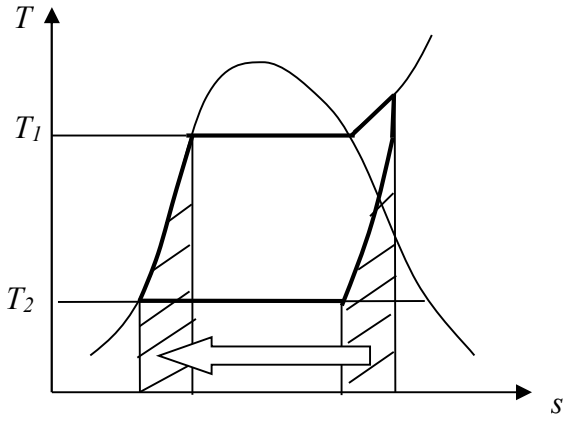


Рис. 12.9

В целом увеличение КПД цикла Ренкина ограничен в принципе лишь теплостойкостью конструкционных материалов, а в более широком смысле – КПД цикла Карно.

Контрольные вопросы

1. Чем отличается ПТУ от ДВС?
2. Чем отличается цикл Ренкина от цикла Карно?
3. С какой целью вводится промежуточный перегрев водяного пара в ПТУ?
4. Как влияет на КПД ПТУ необратимый характер процессов?
5. С какой целью вводится регенеративный подогрев воды в ПТУ?

13. ЦИКЛЫ ХОЛОДИЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Холодильной установкой, или машиной (ХМ), называют машину, которая путем затраты работы непрерывно поддерживает температуру тел ниже температуры окружающей среды.

Согласно второму началу термодинамики самопроизвольно такой процесс идти не может: теплоту от холодной среды к горячей можно передать только при добавочной затрате энергии. ХМ различаются по виду подведенной энергии (механическая работа, теплота, электрическая энергия) и по типу используемого рабочего тела.

В большинстве ХМ таким воздействием является механическая работа, затрачиваемая на привод компрессора. Рабочими телами (*хладагентами*) в ХМ служат воздух и пары различных веществ (аммиак, углекислота, фреоны и т.д.), которые в цикле ХМ меняют своё агрегатное состояние.

13.1. Обратные тепловые циклы

Все ХМ работают по обратному циклу (на диаграммах – в направлении против часовой стрелки), в результате которого за счет извне подводимой работы происходит передача теплоты от тела с более низкой температурой к телу с более высокой температурой.

Пусть q'' – теплота, отбираемая от холодного источника; теплота q' – теплота, отдаваемая горячему источнику; l_c – работа, совершаемая в цикле. Тогда (согласно первому началу термодинамики)

$$q' + q'' = l_c .$$

Эффективность холодильного цикла определяется количеством теплоты, отведенным от охлаждаемого тела, и работой, затраченной на это охлаждение. Отношение $\varepsilon = q''/|l_c|$ называется *холодильным коэффициентом* цикла.

В отличие от термического КПД прямого цикла η, который всегда меньше единицы, коэффициент обратного цикла может быть больше, меньше или равным единице. Чем выше значение ε, тем более эффективен цикл холодильной установки.

Между КПД прямого обратимого цикла и эффективностью обратного обратимого холодильного цикла существует следующая связь:

$$\varepsilon = \frac{1}{\eta} - 1 \ .$$

Из этого уравнения можно сделать следующий вывод: мероприятия, которые в прямом цикле увеличивают термический КПД, в обратном цикле вызывают снижение холодильного коэффициента.

Другой характеристикой ХМ является *холодильная мощность* (или *холодопроизводительность*), равная количеству теплоты, отводимой от охлаждаемого тела за единицу времени.

13.2. Обратный цикл Карно

Обычно у охлаждаемого тела и у тела, воспринимающего теплоту, поддерживаются постоянные температуры. На практике первым телом является холодильная камера с помещенными в ней предметами, вторым – естественная среда (вода или воздух).

В такой системе, состоящей из двух источников теплоты постоянных температур (холодной среды – T_1 и горячей – T_2), циклом идеальной (без потерь) ХМ является обратный обратимый цикл Карно. Для этого цикла

$$\varepsilon = \frac{q''}{|l_c|} = \frac{T_1 \Delta s}{(T_2 - T_1)\Delta s} = \frac{T_1}{T_2 - T_1} = \frac{1}{T_2 / T_1 - 1}. \qquad (13.1)$$

Таким образом, уменьшение температуры внешней среды T_2 приводит к повышению эффективности холодильного цикла; снижение температуры охлаждаемого тела (углубление холода)

влечет за собой увеличение работы, затрачиваемой на это охлаждение, что приводит к уменьшению холодильного коэффициента.

Холодильный коэффициент обратного обратимого цикла Карно зависит лишь от температур T_1 и T_2 и имеет наибольшее значение по сравнению с холодильными коэффициентами любых других циклов реальных ХМ, протекающих в тех же температурных пределах [4].

13.3. Цикл воздушной холодильной установки

Промышленное получение искусственного холода впервые было осуществлено при помощи воздушной ХМ.

На рис. 13.1 приведена схема воздушной холодильной установки.

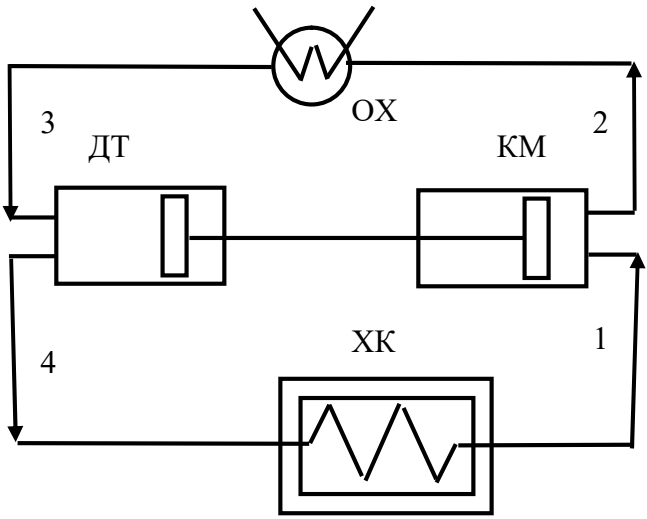


Рис. 13.1

ХМ работает следующим образом:

– воздух из холодильной камеры ХК всасывается в компрессор КМ, где он сжимается до давления p_2, одновременно поднимается и его температура (выше температуры окружающей среды);

– затем, он нагнетается в охладитель ОХ, в этом теплообменнике он отдает теплоту *q'* охлаждающей среде (обычно это либо проточная вода, либо окружающий установку воздух), при этом температура воздуха понижается, оставаясь всегда выше температуры этой среды;

– затем воздух через клапан поступает в расширительную машину ДТ (*детандер*), где он расширяется до начального давления, совершая полезную работу; при расширении температура воздуха понижается до температуры, более низкой, чем в ХК;

– холодный воздух поступает в ХК, где при постоянном давлении к нему подводится теплота *q''* от охлаждаемых предметов;

– после чего вновь поступает в компрессор;

– цикл вновь повторяется.

На рабочей и тепловой диаграммах (рис. 13.2–3) описанный цикл состоит из следующих теоретических процессов:

– адиабатное сжатие *1–2* в КМ,

– изобарное охлаждение *2–3* в ОХ,

– адиабатное расширение *3–4* в ДТ,

– изобарный нагрев *4–1* в ХК.

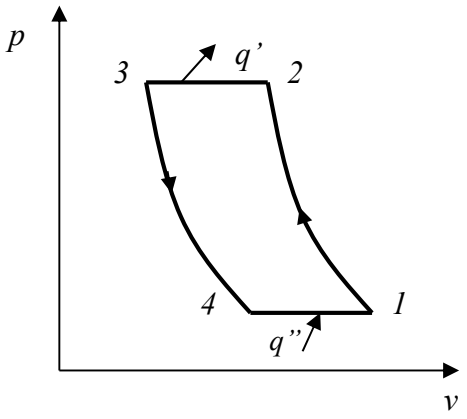


Рис. 13.2

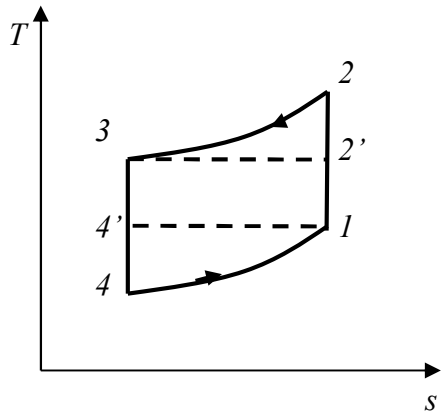


Рис. 13.3

Работа, затраченная за цикл, равна алгебраической сумме количеств теплоты q' и q''. Считая теплоемкость постоянной, вычислим холодильный коэффициент цикла:

$$\varepsilon = \frac{q''}{|l_c|} = \frac{q''}{-(q'+q'')} = \frac{c_P(T_1 - T_4)}{-c_P(T_3 - T_2) - c_P(T_1 - T_4)} =$$

$$= \frac{T_1 - T_4}{(T_2 - T_3) - (T_1 - T_4)} = \frac{1}{\dfrac{T_2 - T_3}{T_1 - T_4} - 1} \quad .$$

Из адиабатных процессов *1–2* и *3–4* и изобарных процессов *2–3* и *4–1* имеем:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}\right)^{(k-1)/k}, \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{\vartheta_3}{\vartheta_4}\right)^{(k-1)/k}, \quad \vartheta_2 = \vartheta_3, \quad \vartheta_1 = \vartheta_4 .$$

Тогда $T_2 / T_1 = T_3 / T_4$ или $T_4 / T_1 = T_3 / T_2$ и, окончательно:

$$\varepsilon = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1}\frac{1-T_3/T_2}{1-T_4/T_1}-1} = \frac{T_1}{T_2-T_1} = \frac{1}{\frac{T_2}{T_1}-1} = \frac{1}{\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}-1}, \qquad (13.2)$$

где T_1 – температура охлаждаемого тела или температура воздуха, засасываемого в компрессор, а T_2 – температура сжатого воздуха. Последнее равенство свидетельствует о том, что холодильный коэффициент зависит только от отношений давлений (степени сжатия) в компрессоре.

По внешнему виду уравнение (13.2) для ε совпадает с уравнением (13.1) для холодильного коэффициента обратного цикла Карно. Однако это сходство лишь внешнее: цикл воздушной ХМ необратим, так как отвод теплоты осуществляется в окружающую среду с температурой T_3, а подвод теплоты происходит от охлаждаемого тела с температурой T_1. Таким образом, эквивалентным по действию будет цикл Карно, который в тепловой диаграмме на рис. 13.3 изображается линией *1–2'–3–4'–1*, и

$$\varepsilon^C = \frac{T_1}{T_3 - T_1} \ .$$

Так как $T_3 < T_2$, следовательно, $\varepsilon^C > \varepsilon$. Более низкий холодильный коэффициент цикла воздушной ХМ обусловлен необратимостью теплообмена в изобарных процессах отвода (*2–3*, рис. 14.2) и подвода (*4–1*) теплоты к рабочему телу.

Степень приближения произвольного цикла ХМ к наиболее результативному циклу Карно оценивается отношением $\varepsilon/\varepsilon^C$. Для реальной воздушной ХМ оно не превосходит 0,3 [9].

Цикл воздушной холодильной установки является термодинамически несовершенным, а установка малоэкономична и громоздка. Воздушные ХМ, работающие по рассмотренному циклу, практически не применяются в промышленности.

13.4. Цикл паровой холодильной установки

Наибольшее распространение для охлаждения тел до умеренно низких температур (до температур примерно –20 ºС) получили компрессорные ХМ, в которых хладагентом являются легкокипящие жидкости при невысоких давлениях. В качестве рабочего тела (хладагента) выбираются те вещества, у которых температура насыщения при атмосферном давлении ниже нуля по шкале Цельсия, а температура критической точки выше температуры окружающей среды. Эти легко кипящие жидкости должны иметь достаточно высокую теплоту парообразования, так как от ее величины напрямую зависит холодопроизводительность ХМ. Кроме того, они не должны вызывать коррозию металлов, не быть токсичными, не отличаться чрезмерно высокой плотностью (для уменьшения потерь энергии при циркуляции) и не содержать фтор, который по мнению экологов ответственен за уменьшение толщины атмосферного озонового слоя, защищающего Землю от опасного для живых существ космического излучения.

Наиболее часто используются в качестве хладагентов хлористый метил CH_3Cl, углекислый газ CO_2 и, особенно, аммиак NH_3 (табл. 13.1).

Таблица 13.1

Хладагент	Температура кипения при давлении 101,3 кПа, °С	Критическая температура, °С	Температура замерзания, °С
CH_3Cl	-24	143	-97,6
CO_2	-78,5	31	-56,6
NH_3	-33,3	132,4	-77,9

Основное достоинство цикла паровой компрессорной ХМ состоит в том, что подвод и отвод теплоты к рабочему телу осуществляются, когда оно находится в двухфазном состоянии. В этом случае соответствующие термодинамические процессы являются одновременно и изобарными, и изотермическими, в силу чего весь цикл ХМ становится близким к обратному циклу Карно.

Схема такой установки изображена на рис. 13.4, а на рис. 13.5–6 – её цикл в рабочей и тепловой диаграммах.

Из испарителя (ИСП) рабочее тело в виде перегретого, влажного или насыщенного пара поступает в компрессор (КМ), где он сжимается по адиабате *1–2* до давления конденсации p_2. В общем случае после сжатия пар – перегретый. В конденсаторе (КН) пар, отдавая свою теплоту охлаждающей воде или воздуху, полностью сжижается (точка *3*). Процесс *2–3* – изобарный, на участке *5–3* он одновременно и изотермический. Для снижения температуры можно было применить адиабатное расширение через детандер (как в случае с воздушной ХМ). Тогда бы процесс пошёл по линии *3–4'*. Но в паровой компрессорной установке рабочее тело дросселируется в регулировочном вентиле (ДР). Эта замена значительно упрощает установку и дает возможность легко регулировать давление испарения p_4.

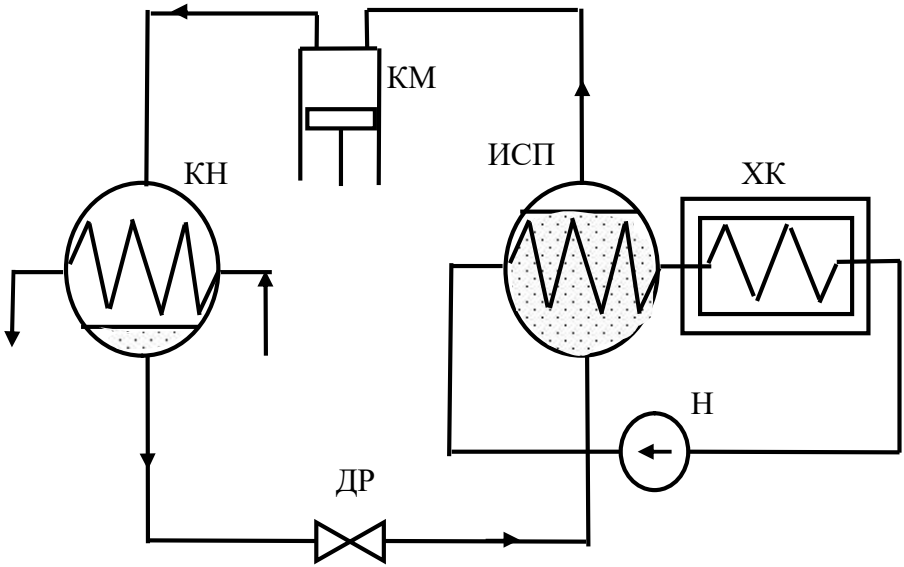


Рис. 13.4

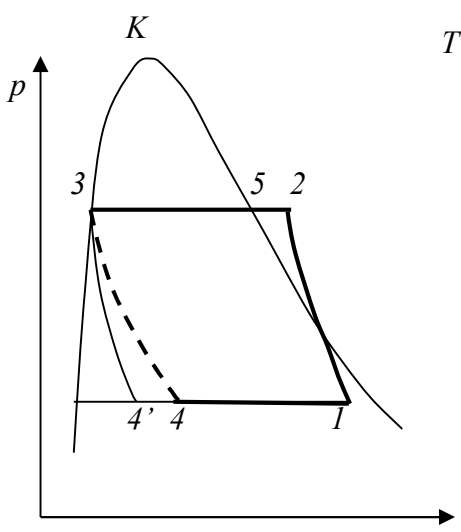


Рис. 13.5

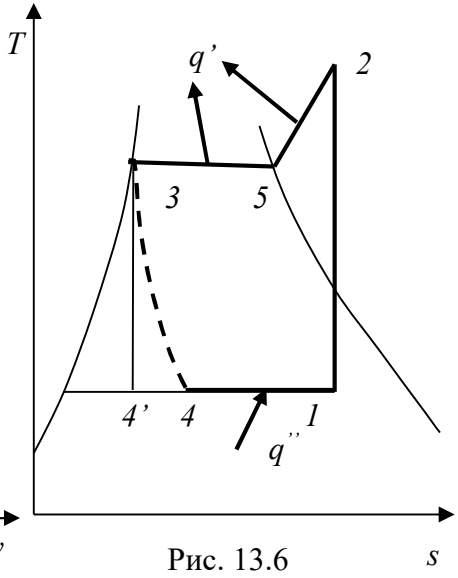


Рис. 13.6

Процесс дросселирования – необратимый процесс, поэтому он изображен условно пунктирной линией *3–4*. В результате дросселирования пара энтропия его увеличивается, температура и давление падают. Таким образом, замена детандера дроссельным вентилем вызывает некоторую потерю холодопроизводительности, вызванную возрастанием энтропии рабочего тела.

В процессе *4–1* в испарителе (ИСП) пар получает теплоту, испаряется и охлаждает жидкость, циркулирующую в охлаждаемой камере (ХК). Далее цикл повторяется.

Работа, затраченная на осуществление цикла, определяется только работой компрессора, так как расширение происходит без производства работы ($h_3=h_4$). При адиабатном сжатии в компрессоре

$$l_{\tilde{n}} = -\left(h_2 - h_1\right).$$

Теплота, подводимая к хладагенту в испарителе, равна

$$q'' = h_1 - h_4 = h_1 - h_3 \ .$$

Тогда холодильный коэффициент паровой ХМ равен

$$\varepsilon = \frac{q''}{\left|l_c\right|} = \frac{h_1 - h_3}{h_2 - h_1}. \qquad (13.3)$$

Сравнивая цикл идеальной парокомпрессорной ХМ (при условии, что пар при выходе из компрессора будет сухим насыщенным, т.е. на диаграммах точка *2* совпадает с точкой *5*) и обратный цикл Карно, можно заметить, что в одинаковом диапазоне температур их холодильные коэффициенты близки (величина $q'+q''$, вычисленная в обоих циклах, различается на величину пл. *3–4'–4–3*). Следовательно, парокомпрессорная холодильная установка термодинамически весьма совершенна.

Величина холодильного коэффициента, определяемого по формуле (13.3), ниже, чем у цикла Карно, но значительно выше, чем у воздушных ХМ. Отношение холодильных коэффициентов $\varepsilon/\varepsilon^C$ оказывается достаточно высоким и достигает 0,85 [9].

13.5. Тепловой насос

Если нижний уровень в цикле ХМ соответствует температуре окружающей среды (вода водоемов, воздух) $T_1=T_c$, то теплоту q', отводимую на верхнем уровне T_2, можно использовать для отопления (рис.13.6).

Холодильная установка, которая используется для подвода теплоты к нагреваемому объекту, называется *тепловым насосом.*

Тепловые насосы термодинамически не отличаются от ХМ и конструктивно близки к ним. В испарителе ИСП (рис. 13.4) в процессе парообразования хладоагента из окружающей среды забирается теплота q'', пар хладоагента высокой степени сухости направляется в компрессор КМ, где адиабатно сжимается, затем пар поступает в конденсатор КН, в котором за счет отдачи теплоты q' воде, циркулирующей в отопительной системе, происходит его конденсация. В жидком состоянии хладоагент дросселируется (ДР) до малой степени сухости и поступает в ИСП. Цикл повторяется.

Эффективность теплового насоса оценивается *отопительным коэффициентом*

$$\psi = \frac{q'}{l_c} = \frac{-q'' + l_c}{l_c} = \frac{-q''}{l_c} + 1 = \frac{q''}{-l_c} + 1 = \varepsilon + 1. \qquad (13.4)$$

Эта величина показывает, что тепловой насос передает количество теплоты в отопительную систему в ψ раз больше, чем затрачивается работы. Отопительный коэффициент всегда больше единицы и тем выше, чем больше холодильный коэффициент.

Отопительный коэффициент можно вычислить напрямую:

$$\psi = \varepsilon + 1 = \frac{h_1 - h_3}{h_2 - h_1} + 1 = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_1}.$$

Отопительный коэффициент в случае, если бы тепловой насос работал по обратимому обратному циклу Карно, был бы равен

$$\psi^C = \frac{T_2}{T_2 - T_1}. \qquad (13.5)$$

Например, при отоплении здания при температуре низшего источника (наружный воздух) $t_1 = 0$ °С и температуре нагреваемого помещения $t_2 = 25$ °С отопительный коэффициент $\psi^C = (25 + 273)/25 = 11{,}9$. Это значит, что тепловой насос передает количество теплоты в 11,9 раз больше, чем количество затраченной в компрессоре работы, т.е. при указанных значениях температуры тепловой насос теоретически мог бы передать потребителю теплоты в 11,9 раз больше, чем при обычном электрообогреве при той же затраченной энергии.

Отопительные коэффициенты тепловых насосов, которые работают по менее совершенным циклам, чем цикл Карно, имеют меньшее значение, чем ψ^C из (14.5). В реальных установках отопительный коэффициент к тому же уменьшается из-за неизбежных потерь вследствие необратимости процессов и может принимать значения 3 … 4 и более.

13.6. Кондиционеры

За счет затраты энергии теплота отнимается от холодного источника и передается горячему. В зависимости от потребности используется либо охлаждающий (холодильные установки), либо нагревающий (тепловые насосы) эффекты.

Установки, позволяющие переключением регулирующего устройства переходить с режима охлаждения на режим нагрева (и обратно) одного и того же помещения, называются *кондиционерами воздуха.*

13.7. Термотрансформаторы

Зачастую для проведения технологического процесса необходимо поддерживать определенную температуру.

Простейший способ такой поддержки заключается в сжигании топлива и передаче теплоты от горячих продуктов сгорания либо непосредственно потребителю, либо промежуточному теплоносителю. При этом теплообмен происходит естественным путем от горячего источника с температурой T_1 более холодному с температурой T_2. При этом способе большее количество теплоты, чем полученное при сгорании топлива, передать невозможно (а в связи с потерями оно значительно меньше).

Однако принципиально возможно, располагая некоторым количеством теплоты q' при высокой температуре T_1, получить без затраты работы большее количество теплоты при более низкой температуре T_2. Для этого достаточно осуществить обратимый прямой цикл Карно между источником с высокой температурой и окружающей средой с температурой T_c, в результате которого будет получена работа (см. (7.7)):

$$l_c = q'\eta^C = q'\frac{T_1 - T_c}{T_1} \quad .$$

Затратив эту работу в обратном обратимом цикле Карно между средой с температурой T_c и потребителем с температурой T_2, передадим последнему количество теплоты, равное

$$q'' = -q_c + l_c = \left(\frac{q_c}{-l_c} + 1\right) l_c = (\varepsilon^C + 1) l_c = \left(\frac{T_c}{T_2 - T_c} + 1\right) l_c = \frac{T_2}{T_2 - T_c} l_c \, .$$

Подставив в это выражение значение работы l_c из предыдущего выражения, получим:

$$q'' = \frac{T_2}{T_1}\frac{T_1 - T_c}{T_2 - T_c}q' = \frac{1 - \frac{T_c}{T_1}}{1 - \frac{T_c}{T_2}}q' = \psi_{1,2}q',$$

где коэффициент пропорциональности $\psi_{1,2}$ называется *коэффициентом преобразования теплоты* от температуры T_1 к температуре T_2.

Следовательно, получив q' количества теплоты от источника с температурой T_1, можно передать телу с температурой T_2 количество теплоты $\psi_{1,2}q'$.

Так как $T_2 < T_1$, то $\psi_{1,2} > 1$ и $q'' > q'$.

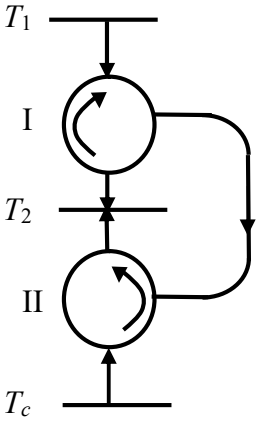
Например, пусть $t_1 = 1000$ °С, $t_2 = 50$ °С, $t_c = 0$ °С. Коэффициент $\psi_{1,2} = (1 - 273/1273)/(1 - 273/323) \approx 5$. Таким образом, для того, чтобы получить, предположим, 5 Дж теплоты при температуре 50 °С, следует затратить лишь 1 Дж теплоты при 1000 °С, тогда как в обычной отопительной установке 1 Дж теплоты при высокой температуре переходит в такое же количество теплоты при низкой температуре.

Следовательно, с точки зрения термодинамики отопительная установка в 5 раз менее экономична, чем обратимая теплопреобразующая установка.

Устройство, позволяющее осуществлять прямой и обратный циклы теплопередачи от источника с одной температурой потребителю с другой температурой, называется *термотрансформатором*.

Если требуемая температура ниже исходной, то термотрансформатор называется *понижающим*.

Для поддержания более высокой температуры, чем исходная, требуется помощь *повышающего* термотрансформатора, для которого $\psi_{1,2} < 1$, так как $T_2 > T_1$.



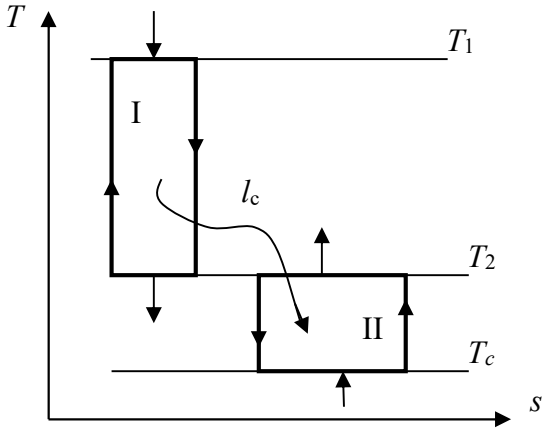


Рис. 13.7 Рис. 13.8

Термотрансформатор представляет собой сочетание теплового двигателя и теплового насоса.

На рис. 13.7 представлена схема понижающего термотрансформатора, а на рис. 13.8 – его теоретический цикл.

На рис. 13.9 представлена схема повышающего термотрансформатора, а на рис. 13.10 – его теоретический цикл.

На рисунках: I – тепловой двигатель, II – тепловой насос.

Если термотрансформатор предназначен для поддержания температур и более низких, и более высоких, чем исходная, то он называется *термотрансформатором смешанного типа*.

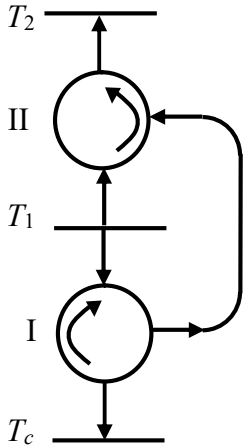


Рис. 13.9

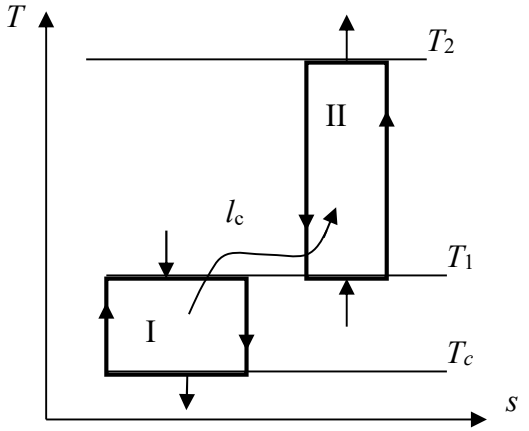


Рис. 13.10

Контрольные вопросы

1. Как осуществляется обратный цикл Карно?
2. Каким параметром оценивается термодинамическая эффективность теплонасосной установки?
3. Чем отличаются принципиальные схемы теплонасосных и холодильных установок?

14. СМЕШЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

В различных устройствах часто приходится иметь дело со смешением различных газов, паров или жидкостей. В этом случае требуется определить параметры состояния смеси по известным параметрам состояния компонентов, составляющих эту смесь.

Решение этой задачи зависит от условий, при которых осуществляется этот процесс смешения. Все способы образования смесей можно разделить на три группы:

- смешение газов при постоянном объеме,
- смешение газовых потоков,
- смешение газов при заполнении резервуара.

Будем считать, что процесс смешения осуществляется без отвода или подвода теплоты, т.е. адиабатно (неадиабатное смешение может быть сведено к адиабатному с последующим теплообменом).

14.1. Процесс смешения в постоянном объеме

Этот способ образования смеси состоит в том, что несколько газов с давлениями p_1, p_2, …, p_n, температурами T_1, T_2, …, T_n и массами G_1, G_2, …, G_n занимают различные объемы V_1, V_2, …, V_n (рис. 14.1).

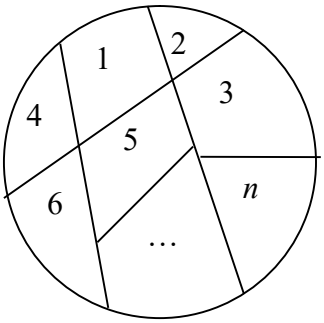


Рис. 14.1

Если убрать разъединяющие перегородки между газами, то произойдет смешение газов, причем объем смеси

$$V = V_1 + V_2 + \ldots + V_n ,$$

а масса смеси

$$G = G_1 + G_2 + \ldots + G_n .$$

При установлении равновесного состояния параметры смеси будут p, v, T, u.

Так как процесс адиабатный и объем не изменился, то в соответствии с первым началом термодинамики сохраняется внутренняя энергия системы:

$$U = U_1 + U_2 + ... + U_n \text{ или } Gu = G_1u_1 + G_2u_2 + ... + G_nu_n.$$

Отсюда удельная внутренняя энергия смеси определяется следующим образом:

$$u = \frac{G_1u_1 + G_2u_2 + \ldots + G_nu_n}{G_1 + G_2 + \ldots + G_n} = \sum_{i=1}^{n} g_iu_i \,, \qquad (14.1)$$

где g_i – массовая доля i-го газа.

А удельный объем по своему определению равен

$$v = \frac{G_1v_1 + G_2v_2 + \ldots + G_nv_n}{G_1 + G_2 + \ldots + G_n} = \sum_{i=1}^{n} g_iv_i \,. \qquad (14.2)$$

Остальные параметры (p, T) для реальных газов, паров и жидкостей находятся из диаграмм для этих веществ.

В частном случае, когда смешиваются идеальные газы с постоянными теплоемкостями, для которых $du=c_vdT$, получим

$$T = \frac{G_1c_{v1}T_1 + G_2c_{v2}T_2 + \ldots + G_nc_{vn}T_n}{Gc_v} = \frac{G_1c_{v1}T_1 + G_2c_{v2}T_2 + \ldots + G_nc_{vn}T_n}{G_1c_{v1} + G_2c_{v2} + \ldots + G_nc_{vn}} =$$

$$= \frac{g_1c_{v1}T_1 + g_2c_{v2}T_2 + \ldots + g_nc_{vn}T_n}{g_1c_{v1} + g_2c_{v2} + \ldots + g_nc_{vn}} \,.$$

В том случае, когда смешиваются порции одного и того же газа, температура смеси вычисляется по более простой формуле:

$$T = \frac{G_1T_1 + G_2T_2 + \ldots + G_nT_n}{G} = \sum_{i=1}^{n} g_iT_i \,.$$

Давление газа после смешения определяется по уравнению Клайперона–Менделеева

$$p = \frac{GRT}{V},$$

где R – газовая постоянная смеси (определена в разд. 1.4).

14.2. Процесс смешения потоков

В этом случае смешение газов происходит в результате соединения нескольких потоков в одном канале.

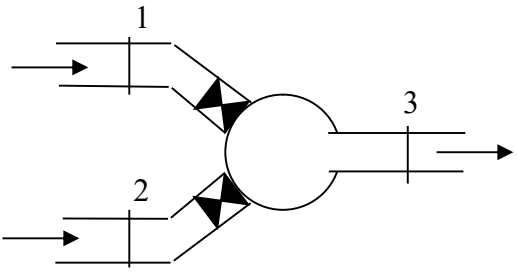


Рис. 14.2

Пусть по трубопроводу *1* (рис. 14.2) в камеру смешения поступает газ с параметрами p_1, v_1, T_1, h_1, а по трубопроводу *2* – газ с параметрами p_2, v_2, T_2, h_2.

Расход газа через трубопровод *1* равен G_1, через трубопровод *2* – G_2. На входе в камеру смешения эти газовые потоки дросселируются для того, чтобы давление в камере p было меньше, чем p_1 и p_2 (если бы, к примеру, $p > p_1$, то газ из камеры смешения устремился бы в трубопровод *1*).

Следует подчеркнуть, что давление p в камере смешения может быть выбрано различным (регулировкой вентилей); этим процесс смешения в потоке существенно отличается от смешения в постоянном объеме, где давление однозначно определяется параметрами смешиваемых газов.

Из камеры смешения газ с параметрами p, v, T отводится по трубопроводу *3*. Расход газа в трубопроводе *3*, очевидно, равен $G = G_1 + G_2$.

Поскольку газ в трубопроводах движется, то, помимо внутренней энергии, он обладает (как целое) еще и кинетиче-

ской и потенциальной энергией. Для простоты (для большинства технических задач она оправдана) будем считать, что

– трубопроводы расположены горизонтально, тем самым изменением потенциальной энергией можно пренебречь;

– скорости перемещения газа относительно малы, т.е. изменением кинетической энергией также пренебрежем.

Тогда согласно первому началу для адиабатного потока (9.3) при вышеперечисленных условиях имеем

$$\Delta H = 0$$

или

$$H = H_1 + H_2 .$$

Отсюда получим выражение для удельной энтальпии смеси, полученной в результате смешения в потоке:

$$h = \frac{h_1 G_1 + h_2 G_2}{G} = g_1 h_1 + g_2 h_2 \ . \tag{14.3}$$

Зная удельную энтальпию h и давление p газа после смешения, с помощью диаграмм состояния можно найти остальные параметры смеси (T, v, s и др.).

Для идеальных газов, заменяя удельную энтальпию выражением $c_p T$, получим

$$T = \frac{c_{p1} T_1 G_1 + c_{p2} T_2 G_2}{c_{p1} G_1 + c_{p2} G_2} = \frac{c_{p1} T_1 g_1 + c_{p2} T_2 g_2}{c_{p1} g_1 + c_{p2} g_2} \ . \tag{14.4}$$

В случае смешения двух потоков одного газа формула для температуры смеси упрощается:

$$T = \frac{T_1 G_1 + T_2 G_2}{G_1 + G_2} = T_1 g_1 + T_2 g_2 . \tag{14.5}$$

Зная определенную таким образом температуру T, из уравнения состояния для идеального газа можно найти удельный объем:

$$v = \frac{RT}{p} \ .$$

Формулы (14.3)–(14.5) аналогично записываются и для произвольного числа смешивающихся потоков газов.

14.3. Смешение при заполнении объема

Пусть в резервуаре *1* (рис. 14.3) объемом V имеется газ (пар, жидкость) массой G_1 с параметрами p_1, T_1. В этот резервуар поступает по трубопроводу *2* газ с параметрами p_2, v_2, T_2 (очевидно, что $p_2 > p_1$) и массой G_2, после чего вентиль закрывается. В резервуаре получается смесь газов объемом V и массой $G = G_1 + G_2$. Необходимо определить параметры полученной смеси.

В процессе заполнения совершается работа проталкивания над газом в трубопроводе *2*, равная $-p_2v_2G_2$; работа в резервуаре не происходит, поскольку объем резервуара постоянен.

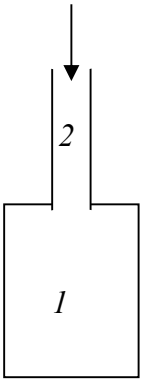


Рис. 14.3

В адиабатном процессе работа совершается за счет изменения внутренней энергии (как и прежде кинетической энергией втекающего газа пренебрегаем ввиду малости скорости течения):

$$uG - (u_1G_1 + u_2G_2) = p_2v_2G_2 \ .$$

Отсюда удельная внутренняя энергия смеси в сосуде равна

$$u = \frac{u_1G_1 + (u_2 + p_2v_2)G_2}{G} = \frac{u_1G_1 + h_2G_2}{G}$$
$$= g_1u_1 + g_2h_2 \ .$$

Удельный объем смеси по определению равен $v = V/G$.

Зная u и v, с помощью диаграмм находят остальные параметры смеси (p, T, s, h).

В случае смешения одного и того же идеального газа с постоянными теплоемкостями

$$T = \frac{g_1 c_v T_1 + g_2 c_p T_2}{c_v} = g_1 T_1 + k g_2 T_2 \ ,$$

где k – показатель адиабаты.

Давление в резервуаре после смешения равно

$$p = \frac{(G_1 + G_2) R T}{V} \ .$$

Пример.

Смешиваются две порции воздуха, причем масса первого компонента – 10 кг, а его температура – 400 ºС, а масса второго компонента – 90 кг, а температура – 100 ºС. Определить температуру смеси при различных способах смешения.

Решение: температура смеси в результате процесса смешивания при постоянном объеме или процесса смешения в газовом потоке будет определяться по формуле $t = g_1 t_1 + g_2 t_2$. И в нашем примере равна $t = 0{,}1 \cdot 400 + 0{,}9 \cdot 100 = 130$ ºС.

Если смесь получается в результате заполнения объема, в котором уже находится первый газ, то ее абсолютная температура вычисляется по формуле $T = g_1 T_1 + k g_2 T_2$. В рассматриваемом примере показатель адиабаты воздуха $k = 1{,}4$, а температура смеси равна $t = 0{,}1\ (400 + 273) + 1{,}4 \cdot 0{,}9 \cdot (100 + 273) - 273 = 264$ ºС.

14.4. Изменение энтропии при смешении

Энтропия смеси представляет собой сумму энтропий составляющих эту смесь, т.е.

$$S = S_1 + S_2 + \ldots + S_n ,$$

или в удельных величинах

$$s = g_1 s_1 + g_2 s_2 + \ldots + g_n s_n .$$

Так как процесс смешивания – процесс необратимый, то энтропия термодинамической системы (все участвующие в адиабатном смешивании вещества) согласно второму началу термодинамики в этом процессе будет возрастать, т.е.

$$s - \left(g_1 s_1 + g_2 s_2 + \ldots + g_n s_n\right) > 0 .$$

Необратимость процесса смешения объясняется сопровождающей этот процесс диффузией смешивающихся компонент. Увеличение энтропии в процессе смешивания является мерой этой необратимости.

Контрольные вопросы

1. Какие известны основные способы смешения?
2. Какими способами задается смесь?
3. Как определить температуру смеси при различных способах смешения?
4. Чем объяснить, что при адиабатном смешении газов или паров энтропия смеси увеличивается?

15. ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

Неоднородная система определяется составом своих компонент. При определенных условиях этот состав может изменяться за счет происходящих в системе химических и физико-химических превращениях, при которых происходит разрушение старых и возникновение новых связей между атомами. Эти процессы сопровождаются выделением или поглощением энергии в результате действия сил этих связей.

Химическая термодинамика рассматривает применение первого и второго начал термодинамики к химическим и физико-химическим явлениям.

15.1. Химические реакции

Химическое вещество – это макроскопическое тело определенного химического состава, т.е. тело, в отношении которого известно не только, из каких химических элементов и в какой пропорции оно состоит (*индивидуальное химическое вещество*), но также известно, из каких соединений химических элементов оно образовано (*смесь* или *раствор*).

Химическое вещество (соединение) обычно характеризуется химической формулой, показывающей, из каких элементов оно состоит и в каком отношении атомы этих элементов соединяются при его образовании.

Процессы взаимодействия между отдельными химическими веществами, ведущие к образованию новых веществ, называются *химическими реакциями*.

Любая химическая реакция может происходить как в прямом, так и обратном направлениях.

В закрытых системах химические реакции происходят таким образом, что общее количество каждого из химических элементов, представленных в системе, не изменяется. По этой причине в химических реакциях участвуют не произвольные

количества веществ, а *стехиометрические их количества*, т.е. количества, соответствующие химическим формулам веществ. Поэтому химические реакции записываются в виде равенств между химическими формулами участвующих в реакции веществ и химическими формулами продуктов этой реакции. Пусть A_1, A_2, …, A_n – исходные вещества, а B_1, B_2, …, B_m – конечные продукты реакции. Тогда химическая реакция между веществами A_1, A_2, …, A_n, приведшая к образованию веществ B_1, B_2, …, B_m, запишется в виде равенства:

$$\alpha_1 A_1 + \alpha_2 A_2 + \ldots + \alpha_n A_n = \beta_1 B_1 + \beta_2 B_2 + \ldots + \beta_m B_m , \qquad (15.1)$$

в котором α_1, α_2, … α_n, β_1, β_2 … β_m – стехиометрические коэффициенты. Например, в результате сгорания метана образуется углекислый газ и вода:

$$CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O .$$

За единицу количества вещества в химии принимается 1 моль. В этом количестве содержится строго определенное число молекул (атомов) данного вещества, равное постоянной Авогадро $N_A = 6{,}02204 \cdot 10^{23}$. Другими словами: 1 моль вещества определяется как такое количество вещества, масса которого в граммах равна его молекулярной (атомной) массе M.

Состав сложных систем, образованных из многих веществ, количество каждого из которых составляет n_i молей, в химии задается *мольными долями* компонент системы:

$$x_i = \frac{n_i}{n} , \quad n = \sum_i n_i .$$

15.2. Тепловой эффект реакции

Химические реакции сопровождаются выделением или поглощением теплоты Q (эта энергия необходима для разрушения старых и образования новых связей между атомами вещества). В первом случае, т.е. при выделении теплоты ($Q < 0$), ре-

акции называют *экзотермическими*, во втором ($Q > 0$) – *эндотермическими*.

В качестве примера экзотермической реакции можно привести процессы горения углерода и водорода

$$2C + O_2 = 2CO\ ,$$
$$C + O_2 = CO_2\ ,$$
$$2H_2 + O_2 = 2H_2O\ ,$$

а эндотермической реакции – реакция образования ацетилена

$$2C + H_2 = C_2H_2\ .$$

Теплота δQ есть функция процесса (в данном случае – химической реакции). Согласно первому закону термодинамики

$$\delta Q = dU + pdV \quad \text{или} \quad \delta Q = dH - Vdp\ .$$

С математической точки зрения теплота не является полным дифференциалом какой-либо функции, но в двух частных случаях δQ может быть полным дифференциалом:

– во-первых, если процессы протекают при постоянном объеме, то $pdV = 0$ и $\delta Q_v = dU$ или $Q_v = U_2 - U_1$;

– во-вторых, если процессы протекают при постоянном давлении, то $Vdp = 0$ и $\delta Q_p = dH$ или $Q_p = H_2 - H_1$.

Таким образом, значения Q_v и Q_p однозначно определяются соответствующими начальным и конечным состояниями системы.

Под тепловым *эффектом реакции* понимают количество теплоты, выделяющейся (или поглощающейся) в результате данной реакции при постоянном объеме или давлении и равенстве температуры конечных продуктов и исходных веществ.

Для каждой реакции может быть определен либо изохорный $Q_{v,T}$, либо изобарный $Q_{p,T}$ тепловой эффект в зависимости от условий проведения этой реакции (реакция проходит либо в закрытом сосуде, либо в открытой емкости). Причем $Q_{v,T} = \Delta U(V,T)$, а $Q_{p,T} = \Delta H(V,T)$, т.е. тепловой эффект равен изменению соответствующей функции состояния.

Этот вывод составляет содержание закона, полученного опытным путем в 1836 г. русским академиком Г.И. Гессом до установления первого начала термодинамики: *тепловой эффект реакции не зависит от промежуточных стадий, а определяется лишь конечным и начальным состояниями системы.*

Закон Гесса можно сформулировать иначе: если система посредством ряда химических превращений совершает круговой процесс при неизменных температуре и объеме или неизменных температуре и давлении, то алгебраическая сумма тепловых эффектов реакций должна быть равной нулю.

Из закона Гесса можно сделать следующие очевидные следствия.

1. Тепловой эффект образования соединения из исходных веществ не зависит от способа его получения.

2. Тепловые эффекты прямой и обратной реакций одинаковы по абсолютной величине и противоположны по знаку:

$$Q_{p,T}(\text{прям}) = \Delta H = H_2 - H_1 = -(H_1 - H_2) = -Q_{p,T}(\text{обр}).$$

3. Разность между тепловыми эффектами превращения двух различных систем в одинаковые продукты реакции равна тепловому эффекту перехода одной системы в другую. Так как

$$Q_{p,T}(1 \rightarrow К) + Q_{p,T}(К \rightarrow 2) + Q_{p,T}(2 \rightarrow 1) = 0 ,$$

то

$$Q_{p,T}(1 \rightarrow К) - Q_{p,T}(2 \rightarrow К) = Q_{p,T}(1 \rightarrow К) + Q_{p,T}(К \rightarrow 2) = \\ = -Q_{p,T}(2 \rightarrow 1) = Q_{p,T}(1 \rightarrow 2) .$$

С помощью закона Гесса можно решать многие практические важные задачи, в частности, определять значения тепловых эффектов реакций, трудно измеряемых экспериментально, на основе известных тепловых эффектов некоторых других реакций.

Например, требуется определить тепловой эффект реакции неполного сгорания углерода при постоянном давлении

$$C + \frac{1}{2}O_2 = CO + Q_P \ .$$

Известны тепловые эффекты двух других реакций при p = 101,325 кПа и t = 25 °С:

$$C + O_2 = CO_2 - 393785 \text{ кДж/кмоль},$$

$$CO + \frac{1}{2}O_2 = CO_2 - 283187 \text{ кДж/кмоль}.$$

Для решения этой задачи рассмотрим следующий изобарно-термический круговой процесс – рис. 15.1.

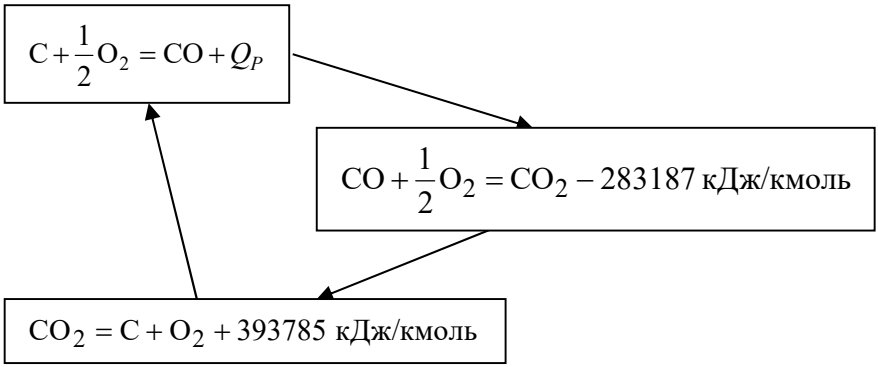


Рис. 15.1

Согласно закону Гесса

$$Q_{p,T} + (-283187) + (+393785) = 0.$$

Отсюда получим

$$Q_{p,T} = -110598 \text{ кДж/кмоль}.$$

Изобарный и изохорный тепловые эффекты реакции связаны соотношением

$$Q_{p,T} = \Delta H = \Delta(U+PV) = \Delta U + p\,\Delta V = Q_{v,T} + p(V_2 - V_1) \ .$$

В конденсированных системах, состоящих только из жидких и твердых веществ, объем практически не меняется и, сле-

довательно, можно считать оба эффекта численно равными. Если же в реакции присутствуют газы, то из уравнения состояния идеального газа $pV = R_\mu nT$. Отсюда

$$Q_{p,T} - Q_{v,T} = p\,\Delta V = R_\mu\, T\Delta n = 8{,}314\; T\Delta n \text{ (кДж)},$$

т.е. разность тепловых эффектов реакции с участием газов пропорциональна изменению числа молей в реакции.

Ввиду того, что в химии и химической технологии чаще всего встречаются процессы, происходящие при постоянном давлении, под тепловым эффектом будем понимать в дальнейшем изобарный тепловой эффект $Q_{p,T}$.

Тепловой эффект произвольной химической реакции (15.1) может быть выражен через мольные энтальпии исходных веществ и конечных продуктов реакции следующим образом:

$$Q_{p,T} = \Delta H(T) = \sum_{i=1}^{m} \beta_i H(B_i, T) - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i H(A_i, T).$$

Тепловой эффект реакции зависит от температуры проведения этого процесса. Выведем формулу для расчета $Q_{p,T}$ для заданной температуры T:

$$\begin{aligned}
Q_{p,T} &= \sum_{i=1}^{m} \beta_i H(B_i, T) - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i H(A_i, T) = \\
&= \sum_{i=1}^{m} \beta_i \left(H(B_i, T_0) + \int_{T_0}^{T} \mu c_P(B_i, T) dT \right) - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i \left(H(A_i, T_0) + \int_{T_0}^{T} \mu c_P(A_i, T) dT \right) = \\
&= \sum_{i=1}^{m} \beta_i H(B_i, T_0) - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i H(A_i, T_0) + \sum_{i=1}^{m} \beta_i \int_{T_0}^{T} \mu c_P(B_i, T) dT - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i \int_{T_0}^{T} \mu c_P(A_i, T) dT = \\
&= Q_{p,T_0} + \sum_{i=1}^{m} \beta_i \int_{T_0}^{T} \mu c_P(B_i, T) dT - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i \int_{T_0}^{T} \mu c_P(A_i, T) dT,
\end{aligned}$$

где T_0 – фиксированная температура. Эта же зависимость теплового эффекта от температуры в дифференциальном виде выглядит следующим образом:

$$\frac{dQ_{p,T}}{dT} = \sum_{i=1}^{m} \beta_i \mu c_P(B_i, T) - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i \mu c_P(A_i, T)$$

и именуется *уравнением Кирхгофа.* Производная $dQ_{p,T}/dT$ называется *температурным коэффициентом теплоты реакции.*

На практике тепловой эффект реакции для любой температуры рассчитывается по известным табличным стандартным (для p = 101325 Па и t = 25 °С или T_0 = 298,15 К) тепловым эффектам Q_{p,T_0} и средним теплоемкостям $\overline{\mu c_P}\Big|_{T_0}^{T}$, вычисленным по таблицам средних молярных теплоемкостей для B_i и A_i, по формуле

$$Q_{p,T} = Q_{p,T_0} + \sum_{i=1}^{m} \beta_i \overline{\mu c_P}(B_i)\Big|_{25\,^\circ C}^{t} - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i \overline{\mu c_P}(A_i)\Big|_{25\,^\circ C}^{t}.$$

15.3. Изобарно-изотермический потенциал

В общем случае уравнение (7.13), объединяющее первое и второе начала термодинамики, можно записать в виде

$$TdS \geq dU + L, \qquad (15.2)$$

где L – не только работа, совершаемая при механическом взаимодействии системы с окружающей средой и приводящая к изменению объема системы, т.е. pdV, но и работа сил иной природы L', вызывающих существенно иные изменения в системе (например, изменение химического или фазового состава). В нашем случае именно работа L' (этот вид работы называют *полезной* работой) представляет наибольший интерес. Поэтому перепишем уравнение (15.2):

$$L' \leq -dU - PdV + Tds \ .$$

Немеханическая работа L' совершается системой, поэтому $L' \geq 0$. Знак равенства в (15.2) относится к обратимым процессам, неравенства – к необратимым. Следовательно, работа L' достигает своего максимального значения $L'_{\max}$ в случае обратимого (равновесного) процесса.

В общем случае нельзя определить работу как изменение какой-либо термодинамической функции, так как работа зави-

сит от условий протекания процесса. Но в четырех случаях $L' = L'_{\max}$ можно выразить через дифференциал некоторой функции (такие функции называются *термодинамическими потенциалами*):

1) при V=const и S=const $L' = -dU$;
2) при S=const и p=const $L' = -d(U + PV) = -dH$;
3) при V=const и T=const $L' = -d(U - TS)$;
4) при p=const и T=const $L' = -d(U + PV - TS) =$
$= -d(H - TS)$.

Здесь следует сделать следующее замечание: в предыдущих главах рассматривались либо однородные системы, либо системы, состоящие из нескольких веществ, причем состав системы не менялся. Для полной характеристики такой системы достаточно было определения двух независимых параметров. Основным признаком любой химической реакции является изменение состава системы. Поэтому здесь в качестве переменной, характеризующей систему, входит ее состав. Следовательно, задание, например, p и T (случай 4) оставляет свободу для изменения состояния системы, а именно ее состава. Другими словами, химические реакции отличаются от физических процессов тем, что изменение, например, V без одновременного изменения p и T, возможно (среди физических процессов исключения составляют фазовые превращения, т.е.переходы из одного агрегатного состояния в другое).

Так как в большинстве случаев химические реакции проходят при изобарно-изотермических условиях, то

$$0 \le L' \le -d(H - TS) . \qquad (15.3)$$

Функция

$$G = H - TS \qquad (15.4)$$

называется *энергией Гиббса* (1875 г.), или *свободной энтальпией,* или *изобарно-изотермическим потенциалом*.

Из (15.3) следует, что

$$\Delta G \le 0 . \qquad (15.5)$$

Здесь знак равенства имеет место при обратимом процессе, необратимому процессу соответствует знак неравенства. Следовательно, *при необратимых изобарно-изотермических процессах уменьшается свободная энтальпия системы, а при обратимых – не изменяется.*

При заданных внешних условиях любая система самопроизвольно, т.е. необратимо переходит в состояние термодинамического равновесия, в котором она будет пребывать до тех пор, пока будут сохраняться неизменными внешние условия. Следовательно, если система находится в условиях постоянства давления и температуры, то ее переход в состояние термодинамического равновесия должен согласно (15.5) сопровождаться уменьшением ее свободной энтальпии G. При достижении равновесного состояния значение свободной энтальпии примет минимальное (при данных p и T) значение, которое будет оставаться неизменным, пока система будет пребывать в этом равновесном состоянии. Таким образом, *общее условие термодинамического равновесия произвольной системы при постоянстве давления и температуры заключается в постоянстве функции Гиббса* и имеет вид

$$(dG)_{P,T=\text{const}} = 0 \ .$$

Подобным образом переход в состояние механического равновесия сопровождается уменьшением ее потенциальной энергии, которая в состоянии механического равновесия системы имеет минимальное значение.

Приведенный ранее (разд. 7.6) вывод, что при протекании любых процессов энтропия теплоизолированной системы убывать не может ($\Delta S \ge 0$), не противоречит (15.5), так как при возрастании S согласно своему определению (15.4) значение G действительно падает (15.5). Таким образом, оба критерия равновесия равноценны. На практике отдается предпочтение второму критерию (15.5): расчет процесса с помощью функции S

зачастую громоздок, так как требует изоляции системы, что равносильно знанию изменения энтропии всех тел, участвующих в процессе. Изоляция системы в случае применения функции G не нужна, на систему наложено ограничение в виде внешнего давления.

Принципиальная осуществимость процесса определяется знаком ΔG: если при данных условиях $\Delta G<0$, то реакция возможна; если $\Delta G>0$, то реакция неосуществима; при $\Delta G=0$ система находится в равновесии. Значение ΔG (при $\Delta G<0$) позволяет установить, насколько изучаемая система далека от состояния равновесия.

15.4. Изменение термодинамических свойств веществ при химических превращениях

Находясь в контакте, различные вещества могут вступать друг с другом в химические реакции, в результате которых образуются новые вещества. При этом энтальпия, энтропия и свободная энтальпия образующихся в результате реакции веществ, как правило, отличаются от значений соответствующей величины исходных веществ, рассматриваемых при тех же температуре и давлении, что и конечные вещества. Разности между соответствующими величинами конечных продуктов реакции и исходных веществ $\Delta_r H(P,T)$, $\Delta_r S(P,T)$, $\Delta_r G(P,T)$ называются *энтальпией, энтропией и свободной энтальпией соответствующей реакции* при заданных значениях температуры и давления. Между этими величинами согласно (15.4) имеет место соотношение

$$\Delta_r G(\text{ð},T) = \Delta_r H(\text{ð},T) - T\Delta_r S(\text{ð},T),$$

являющееся основным уравнением химической термодинамики.

Обозначим через X любое из термодинамических свойств (H, S или G). Тогда , если $X_{\text{нач}}$ – термодинамическое свойство исходных веществ, а $X_{\text{кон}}$ – это же свойство конечных продук-

тов реакции при заданных температуре и давлении, то изменение этого свойства в результате реакции определяется как

$$\Delta_r X(P,T) = X_{\text{кон}}(P,T) - X_{\text{нач}}(P,T).$$

Для химической реакции, записанной формулой (15.1):

$$\Delta_r X(P,T) = \sum_{i=1}^{m} \beta_i X(B_i,P,T) - \sum_{i=1}^{n} \alpha_i X(A_i,P,T). \qquad (15.6)$$

Таким образом, изменение тех или иных термодинамических свойств в результате прохождения химических реакций может быть во всех случаях вычислено по соотношению (15.6), если известны соответствующие мольные термодинамические свойства всех компонентов реакции. При этом по знаку ΔG учитывается возможность существования самой реакции.

Контрольные вопросы

1. Что называется тепловым эффектом реакции?
2. Что такое изобарный и изохорный тепловой эффект и какова связь между ними?
3. Закон Гесса и его обоснование с точки зрения термодинамики.
4. Понятие изобарно-изотермического потенциала и его физический смысл.

ГЛОССАРИЙ

А

Абсолютная влажность воздуха – масса водяного пара, содержащегося в 1 $м^3$ влажного воздуха.

Абсолютная температура – мера нагретости тела, т.е. величина, характеризующая интенсивность теплового хаотического движения молекул тела.

Абсолютное давление – сила, действующая по нормали к поверхности тела и отнесенная к единице площади этой поверхности.

Адиабатный процесс – процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой.

В

Вечный двигатель второго рода – двигатель, который мог бы всю теплоту, полученную рабочим телом от горячей среды, преобразовать в работу, не отдавая сколько-нибудь теплоты холодной среде.

Вечный двигатель первого рода – тепловой двигатель, в котором бы работа производилась бы вообще без подвода теплоты.

Влагосодержание – отношение массы водяного пара к массе сухого воздуха.

Влажный воздух – *с*месь сухого воздуха (не содержащего молекул воды) с водяным паром.

Влажный пар – смесь кипящей жидкости и сухого насыщенного пара в состоянии термодинамического равновесия.

Внутренняя энергия U, Дж – энергия системы, которую можно представить как сумму кинетической и потенциальной энергий молекул и атомов этой системы.

Вредное пространство – зазор между поверхностью поршня и внутренней поверхности крышки цилиндра.

Второе начало термодинамики – закон о направленности самопроизвольных процессов в природе. Он утверждает, что невозможно устройство, которое переводило бы тепло от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой без каких-либо изменений в других телах.

Д

Детандер – расширительная машина.

Диаграмма Рамзина – hd-диаграмма влажного воздуха.

Диссипационные процессы – процессы, связанные с рассеянием энергии системы в окружающую среду, такие как трение, диффузия, лучеиспускание и теплопередача при конечной разности температур.

Дросселирование (или *мятие*) *потока* – падение давления потока рабочего тела в процессе протекания через суженое сечение в каком-либо участке канала.

*Дроссель (*или *местное сопротивление)* – резкое сужение канала.

З

Закон Авогадро – в равных объемах различных газов при одинаковой температуре и одинаковом давлении содержится одинаковое число молекул.

Закон Бойля–Мариотта – при постоянной температуре газа произведение давления газа на его объем есть величина постоянная, т.е. $pV = const$.

Закон Гей-Люссака – если в процессе нагрева или охлаждения газа его давление поддерживается постоянным, то его объем изменяется пропорционально его абсолютной температуре, т.е. если $p = const$, то и $v/T = const$.

Закон Джоуля – внутренняя энергия идеальных газов зависит только от их температуры.

Закон Дальтона – давление смеси газов равно сумме парциальных давлений ее составляющих компонент.

Закон Шарля – давление данной массы газа при постоянном объеме изменяется линейно с температурой, т.е. $p = p_0(1+\gamma t)$.

Закрытая термодинамическая система – система, у которой с внешней средой нет обмена веществом, но может осуществляться обмен энергией.

Замкнутая система – система, когда возможен теплообмен с внешней средой при постоянстве объема, т.е. изолированная в механическом смысле.

И

Идеальный газ – модель реального газа, в которой силы межмолекулярного взаимодействия (притяжение и отталкивание) отсутствуют, а сами молекулы рассматриваются как материальные точки.

Изобарная теплоемкость – теплоемкость в изобарном процессе.

Изобарный процесс – процесс, протекающий при постоянном давлении.

Изолированная система – закрытая термодинамическая система, которая не обменивается с внешней средой энергией, т.е. нет обмена ни веществом, ни энергией.

Изотермический процесс – процесс, протекающий при постоянной температуре.

Изохорная теплоемкость – теплоемкость в изохорном процессе.

Изохорный процесс – процесс, протекающий при постоянном объеме.

Индикаторная диаграмма цикла ДВС – зависимость давления от объема рабочего тела.

Интенсивные параметры – параметры состояния, описывающие локальное свойство системы и независящие от ее размера (давление, температура и др.).

Истинная теплоемкость вещества (рабочего тела) – отношение количества теплоты δQ, полученного веществом при бесконечно малом изменении его температуры dT.

К

Количество вещества – $n = N/N_A$ [моль], где N – число частиц (атомов, молекул), $N_A \approx 6{,}02 \cdot 10^{23}$ – число атомов в 12 граммах углерода (число Авогадро).

Компрессор – машина для сжатия газов и паров.

Кондиционер воздуха – холодильная установка, позволяющая переключением регулирующего устройства переходить с режима охлаждения на режим нагрева (и обратно) одного и того же помещения.

Коэффициент полезного действия канала – отношение действительной кинетической энергии к теоретической.

Л

Линия насыщения жидкости (или *пограничная кривая жидкости,* или *нижняя пограничная кривая)* – линия раздела жидкой фазы и влажного пара на диаграммах.

Линия сухого насыщенного пара (или *пограничная кривая пара,* или *верхняя пограничная кривая)* – линия раздела влажного пара и перегретого пара на диаграммах.

М

Массовая доля – отношение массы каждого газа к общей массе смеси: $g_i = m_i / m$.

Массовый расход, кг/с – количество вещества, проходящего через поперечное сечение канала в единицу времени.

Молярная доля компонента – отношение количества вещества каждого газа n_i к количеству вещества смеси газов n.

Молярная масса $\mu=m/n$, кг/моль – масса вещества, взятого в количестве одного моля.

Н

Насыщенная жидкость – кипящая жидкость.

Необратимый процесс – процесс, который в прямом направлении проходит через одни состояния, в обратном – через другие; в обратном направлении не восстанавливается первоначальное состояние среды и тела (без дополнительных затрат).

Неравновесный термодинамический процесс – последовательность состояний, среди которых не все являются равновесными.

Нормальные физические условия – условия, когда p = 101,325 кПа =760 мм рт. ст., T=273,15 К.

О

Обратимый процесс – процесс, протекающий в прямом и обратном направлениях через одни и те же промежуточные состояния.

Обратный цикл (или *цикл холодильной установки)* – цикл, в результате которого затрачивается работа, на диаграммах он совершается против часовой стрелки.

Объемная доля – отношение парциального объема газа к общему объему смеси газов: $r_i = V_i / V$.

Один моль – это единица количества вещества, в которой содержится столько же частиц, сколько в 12 граммах углерода.

Однородное вещество – вещество, имеющее во всех своих частях одинаковые свойства.

Основные термодинамические параметры однородного тела – его удельный объем, абсолютное давление и абсолютная температура.

Открытая термодинамическая система – система, обменивающаяся с внешней средой и веществом, и энергией.

Относительная влажность воздуха – отношение его реальной абсолютной влажности к максимально возможной абсолютной влажности при той же температуре.

Отопительный коэффициент – показатель эффективности теплового насоса (отношение теплоты, подведенной к нагреваемому объекту, к количеству затраченной при этом работе).

П

Параметры состояния – совокупность величин, характеризующих физическое состояние системы – удельный объем, абсолютное давление, абсолютная температура, внутренняя энергия, энтропия, концентрация, изохорная и изобарная теплоемкости и др.

Парциальное давление компонента смеси газов – давление, которое имел бы этот компонент, если бы он один занимал весь объем смеси при той же температуре ($p_i = m_i R_i T / V$).

Парциальный объем компонента смеси газов – объем, который занимал бы этот компонент, если его давление и температура равнялись давлению и температуре смеси газов ($V_i = m_i R_i T / p$).

Первое начало термодинамики – закон сохранения энергии в термодинамике: подведенная к термодинамической системе теплота расходуется на изменение внутренней энергии системы и на совершение работы.

Первое начало термодинамики для потока газа или пара – теплота, которой обменивается движущаяся термодинамическая система с внешней средой, расходуется на изменение энтальпии

рабочего тела, изменение его кинетической и потенциальной энергии и производство технической работы.

Плотность – величина, обратная удельному объему.

Политропный процесс – процесс, все состояния которого удовлетворяют условию $pv^n = \text{const}$, где n – постоянная для этого процесса (показатель политропы).

Прямой цикл (или *цикл теплового двигателя)* – цикл, в результате которого получается положительная работа, на диаграммах он совершается по часовой стрелке.

Р

Работа, Дж – дмакроскопическая форма передачи энергии.

Рабочая диаграмма – *pv*-диаграмма.

Рабочее тело – любая среда (система), которая используется для преобразования энергии.

Равновесное состояние вещества – такое состояние, при котором все его параметры остаются постоянными во времени и в пространстве при неизменных внешних условиях.

Равновесный термодинамический процесс – непрерывная последовательность равновесных состояний.

С

Скоростной коэффициент – параметр для оценки влияния трения при истечении, равный отношению реальной скорости к скорости, рассчитанной без учета трения.

Сопло – канал, в котором скорость течения рабочего тела увеличивается, а давление по ходу течения при этом понижается.

Стационарное течение – течение газа или жидкости, при котором направление и значение скорости в каждой точке неизменны по времени.

Степень сухости – массовая доля паровой фазы во влажном паре.

Т

Тепловая диаграмма – *Ts*-диаграмма.

Тепловой насос – холодильная установка, которая используется для подвода теплоты к нагреваемому объекту.

Тепловой эффект реакции – количество теплоты, выделяющейся (или поглощающейся) в результате данной реакции при постоянном объеме или давлении и равенстве температуры конечных продуктов и исходных веществ.

Теплоемкость тела, Дж/К – отношение поглощенного количества теплоты Q к вызванному этим повышению температуры ΔT.

Теплоизолированная (адиабатная) система – система, исключающая теплообмен с окружающей средой, но возможно изменение объема при совершении работы.

Теплота, Дж – микроскопическая форма передачи энергии.

Теплота парообразования, Дж/кг – количество теплоты, затрачиваемое на превращение 1 кг кипящей воды в сухой насыщенный пар.

Теплота фазового перехода – теплота (либо поглощаемая, либо выделяемая) при переходе вещества из одной фазы в другую.

Термический коэффициент полезного действия (КПД) – показатель эффективности использования подведенной теплоты в тепловом двигателе.

Термодинамическая система – рассматриваемая совокупность материальных тел, которая обычно ограничена физическими, т.е. естественными, границами.

Термодинамические параметры состояния – интенсивные физические параметры состояния системы.

Термодинамический процесс – изменение состояния термодинамической системы, характеризующееся изменением ее параметров.

Термотрансформатор – устройство, позволяющее осуществлять прямой и обратный циклы теплопередачи от источника с одной температурой потребителю с другой температурой.

Техническая работа – работа, отбираемая из потока за счет каких-либо технических устройств (например, работа при расширении пара в турбинах) или подводимая к нему (например, работа при сжатии газа в компрессорах).

Техническая термодинамика – наука, которая изучает закономерности взаимного превращения теплоты и механической энергии, а также свойства тел, участвующих в этих превращениях.

Точка росы – состояние насыщенного влажного воздуха (относительная влажность – 100%).

Тройная точка – равновесное состояние, в котором существуют все три фазы вещества.

У

Удельная массовая теплоемкость, Дж/(кг·К) – теплоемкость единицы массы вещества.

Удельная мольная теплоемкость, Дж/(моль·К) – теплоемкость, отнесенная к одному молю вещества.

Удельная объемная теплоемкость, Дж/($м^3$·К) – теплоемкость единицы объема вещества.

Удельная теплоемкость – теплоемкость единицы количества вещества.

Удельный объем, $м^3$/кг – объем единицы массы вещества.

Уравнение Клайперона–Менделеева – уравнение состояния идеального газа $pV = \frac{m}{\mu} R_\mu T$, где m – масса газа в системе, μ –

молярная масса газа, R_μ = 8314 Дж/(кмоль·К) – универсальная газовая постоянная.

Уравнение состояния – соотношение, связывающее основные параметры состояния однородного вещества в равновесном состоянии.

Ф

Фазой в термодинамике называют совокупность всех частей системы, обладающих одинаковым химическим составом и находящимся в одинаковом состоянии.

Формула Майера – удельная изобарная теплоемкость идеального газа больше его удельной изохорной теплоемкости на величину газовой постоянной, т. е. $c_p - c_v = R$.

Х

Химическая реакция – процесс взаимодействия между отдельными химическими веществами, ведущий к образованию новых веществ.

Химическая термодинамика – наука, рассматривающая применение первого и второго начал термодинамики к химическим и физико-химическим явлениям.

Хладагент – рабочее тело (аммиак, углекислота, фреон и т.д.) в ХМ (холодильная машина).

Холодильная мощность – количество теплоты, отводимое от охлаждаемого тела за единицу времени (характеристика ХМ).

Холодильная установка – устройство, которое путем затраты работы непрерывно поддерживает температуру тел ниже температуры окружающей среды.

Холодильный коэффициент – параметр оценки экономичности холодильных установок (отношение количества теплоты, отведенной от охлаждаемого тела, к количеству работы, затраченной на это охлаждение).

Ц

Цикл – замкнутый (или круговой) процесс, при котором система, проходя через ряд последовательных состояний, возвращается к своему первоначальному состоянию.

Цикл Дизеля – цикл ДВС с изобарным подводом теплоты.

Цикл Карно – цикл идеального теплового двигателя, состоящий из четырех термодинамических процессов: двух изотермических и двух адиабатных.

Цикл Отто – цикл ДВС с изохорным подводом теплоты.

Цикл Ренкина – модифицированный цикл Карно для водяного пара, в котором частичная конденсация пара заменена полной.

Цикл Тринклера – цикл ДВС со смешанным (изохорным, а затем и изобарным) подводом теплоты.

Э

Экзотермическая химическая реакция – реакция, сопровождающаяся выделением теплоты.

Экстенсивные (аддитивные) параметры – параметры состояния, значения которых пропорциональны массе системы (объем, энергия, энтропия и др.).

Элементарный процесс – переход между двумя бесконечно близкими состояниями системы, т.е. между состояниями, отличающимися бесконечно малыми изменениями параметров состояния, вызванными бесконечно малым вмешательством извне.

Эндотермическая химическая реакция – реакция, сопровождающаяся поглощением теплоты.

Энтальпия, Дж – термодинамическая функция состояния, равная $H = U + pV$.

Энтропия, Дж/К – термодинамическая функция состояния, являющаяся мерой необратимости процессов в изолированной системе.

Энергия Гиббса (или *свободная энтальпия,* или *изобарно-изотермический потенциал*) – термодинамическая функция $G = H - TS$.

Эффект Джоуля–Томпсона – изменение температуры при дросселировании рабочего тела.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нащокин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача / В.В. Нащокин – М.: Высшая школа, 1980. – 470 с.
2. Кириллин, В.А. Техническая термодинамика / В.А. Кириллин, В.В. Сычев, А.Е. Шейндлин – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 416 с.
3. Юдаев, Б.Н. Техническая термодинамика. Теплопередача / Б.Н. Юдаев – М.: Высшая школа, 1988. – 480 с.
4. Арнольд, Л.В. Техническая термодинамика и теплопередача / Л.В. Арнольд, Михайловский Г.А., Селиверстов В.М. – М.: Высшая школа, 1979. – 446 с.
5. Вукалович, М.П. Термодинамика / М.П. Вукалович, И.И. Новиков – М.: Машиностроение, 1972. – 670 с.
6. Бэр, Г.Д. Техническая термодинамика. Теоретические основы и технические приложения / Г.Д. Бэр – М.: Мир, 1977. – 518 с.
7. Кудинов, В.А. Техническая термодинамика/ В.А. Кудинов, Э.М. Карташов – М.: Высшая школа, 2000. – 262 с.
8. Сапожников, С.З. Техническая термодинамика и теплопередача / С.З. Сапожников, Э.Л. Китанин – Санкт-Петербург: Изд-во СПбГПУ, 2003. – 319 с.
9. Антонова, А.М. Общая энергетика / А.М. Антонова, М.А. Вагнер, Б.Ф. Калугин – Томск: Изд-во ТПУ, 2003. – 387 с.
10. Луканин, В.Н. Теплотехника / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер, С.Г. Нечаев, И.Е. Иванов, Л.М. Матюхин, К.А. Морозов – М.: Высшая школа, 2005. – 672 с.
11. Вукалович, М.П. Теплофизические свойства воды и водяного пара / М.П. Вукалович, С.Л. Ривкин, А.А. Александров – М.: Энергия, 1980. – 424 с.
12. Ривкин, С.Л. Термодинамические свойства газов: справочник / С.Л. Ривкинд – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 288 с.