

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ

ЦЕНТР ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩИХ ИНТЕГРИРОВАННЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
«ХАРЬКОВСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ»

**Товажнянский Л.Л., Анипко О.Б., Маляренко В.А., Абрамов Ю.А.,
Кривцова В.И., Капустенко П.А.**

ОСНОВЫ ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИИ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Учебник для студентов нетеплоэнергетических специальностей.
Печатается по программе «Учебник»

Утверждено
ученым советом НТУ «ХПИ»,
протокол № 1 от 25.01.02

Харьков НТУ «ХПИ» 2002

ББК 65.304.14 я7
УДК 536.7:66.02(075)

Рецензент: Приходько І.М., д.т.н., професор

Товажнянський Л.Л., Аніпко О.Б., Малярєнко В.А., Абрамов Ю.О., Кривцова В.І., Капустєнко П.О. Основи енерготехнології промисловості: Підручник для студентів нетеплоенергетичних спеціальностей. Харків: НТУ «ХПІ», 2002. – 436 с. – Рос. мовою.

ISBN 966-593-286-1

У підручнику висвітлюються питання реальних термодинамічних процесів, які йдуть у різноманітних технологіях промислових виробництв.

Наведено основи технічної термодинаміки та розглянуто цикли теплового, холодильного та утилізаційного обладнання, що застосовується у технологіях промисловості. Розглянуто питання енергозабезпечення, енергозбереження та раціонального природокористування, а також пожаро- та вибухобезпеки енергоустановок.

Призначено для студентів нетеплоенергетичних спеціальностей.

Іл. 69. Бібліогр.: 51 назв.

В учебнике освещены вопросы реальных термодинамических процессов, протекающих в различных технологических процессах промышленных производств.

Приведены основы технической термодинамики и рассмотрены циклы тепловых, холодильных и утилизационных установок, применяющихся в технологических процессах промышленности. Рассмотрены вопросы энергообеспечения, энергосбережения и рационального природопользования в отрасли, а также пожаровзрывобезопасности энергоустановок.

Предназначено для студентов нетеплоэнергетических специальностей.

Ил. 69. Библиогр.: 51 назв.

ББК 65.304.14 я7

ISBN 966-593-286-1

© Товажнянский Л.Л., Анипко О.Б.,
Малярєнко В.А., Абрамов Ю.А.,
Кривцова В.И., Капустєнко П.А.,
2002 г.

Предисловие

Среди важнейших проблем, поставленных наукой и практикой, особое место занимает проблема энергосбережения. Сбережение первичного топлива, энергии и теплоты в Украине поднято на уровень государственной политики.

Промышленные предприятия являются одним из основных потребителей топлива и других энергоресурсов, поэтому рациональное построение и использование энерготехнологических систем имеет первостепенное значение.

Повышение эффективности использования топливно-энергетических ресурсов связано как с дальнейшим развитием и совершенствованием производства энергии и ее транспортировки, так и повышением уровня использования топлива, энергии и теплоты во всех отраслях хозяйства и промышленности.

Экономия энергоресурсов на промышленных предприятиях может в основном достигаться двумя путями: применением энергосберегающей технологии и рациональным построением энерготехнологической системы. Теплоэнергетические системы промышленных предприятий связывают в единый комплекс все энергетические потоки, как потребляемые, так и генерируемые энергетическими и технологическими агрегатами.

В учебнике рассматриваются на основе фундаментальных положений технической термодинамики схемы и циклы энергогенерирующих установок, основы системного подхода построения энерготехнологических систем, их моделирования и анализа, на основе энерготехнологических характеристик различных производств, а также вопросы пожаробезопасности энергоустановок.

Учебник предназначен для студентов неэнергетических специальностей, но может быть полезен и при подготовке специалистов в других областях.

Авторами с благодарностью будут приняты все замечания и отзывы, которые следует направлять по адресу: 61002, г. Харьков, ул. Фрунзе 21, Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт».

Книга написана при поддержке Программы Региональных Партнерских связей (REAP) (Проект UKR/395/41/0007), финансируемой фондом Объединенного Королевства «Know-How» и управляемой Британским Советом в Киеве.

Часть 1 ВВЕДЕНИЕ В ТЕХНИЧЕСКУЮ ТЕРМОДИНАМИКУ

Термодинамика – наука о наиболее общих свойствах макроскопических физических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, и о процессах перехода между этими состояниями. Другими словами это наука, изучающая энергию и законы превращения ее из одних видов в другие. Термодинамика делится на общую, химическую и техническую.

Общая (физическая) термодинамика дает представление об общих теоретических основах термодинамики и закономерностях превращения энергии.

Химическая термодинамика изучает тепловые эффекты химических реакций и процессов.

Техническая термодинамика – раздел термодинамики, занимающийся приложением законов термодинамики к теплотехнике, исследующей большой круг явлений, наблюдаемый в природе и технике. Главная ее задача – обоснование теории тепловых двигателей, энергетических установок и теплотехнического оборудования.

В термодинамике, изучающей закономерности превращения энергии в различных процессах и связанное с этим состояние физических тел, используется феноменологический метод исследования, при котором не вводятся никаких предположений о молекулярном строении изучаемых тел. В отличие от статистической физики, термодинамика не базируется на какой-либо модели строения вещества и вообще непосредственно не связана с представлением о его микроструктуре. Она исходит из общих законов, полученных экспериментально. Термодинамика основывается на трех основных законах (началах): первом, представляющем собой приложение к тепловым системам закона превращения и сохранения энергии, втором, характеризующем направление протекающих в природе тепловых процессов, а также третьем, утверждающем, что абсолютный ноль температуры недостижим.

Следовательно, данной науке присущ высокий уровень абстракции объекта исследования. Это, с одной стороны, делает термодинамику и ее методы пригодными для решения многих практических задач из различных областей науки и техники. Но, с другой стороны, именно поэтому,

термодинамика не позволяет объяснить причины, природу происходящих явлений. Ответ на эти вопросы можно получить лишь исходя из молекулярно-кинетической теории газов, по сравнению с которой термодинамика имеет свои преимущества и недостатки.

Термодинамика, основы которой получены на предельно идеализированной модели, применима к системам, для которых справедливы законы, лежащие в ее основе. Однако следует помнить, что ее приложение к реальным системам требует известной осторожности, учета особенностей последних по сравнению с их идеальной моделью.

1.1. Основные понятия и определения

Тепловое движение – беспорядочное (хаотическое) движение микро-частиц (молекул, атомов и др.), из которых состоят все тела.

Передача энергии в результате обмена хаотическим, ненаправленным движением микро-частиц называется **теплообменом**, а количество передаваемой при этом энергии – количеством теплоты, теплотой процесса или **теплотой**.

Изучая поведение веществ (объектов), участвующих в процессах с обменом энергией, термодинамика выделяет их из совокупности окружающих тел. Отсюда вытекает такое важное понятие как термодинамическая система.

Термодинамической системой называется совокупность макроскопических тел, обменивающихся энергией между собой и окружающей средой (всеми остальными телами, не вошедшими в термодинамическую систему).

Термодинамическая система имеет границы, отделяющие ее от окружающей среды. Эти границы могут быть как реальными (газ в резервуаре, граница раздела фаз), так и условными, в виде контрольной поверхности.

Термодинамическая система, между любыми частями которой отсутствуют поверхности раздела, называется гомогенной. Если же она состоит из отдельных частей, разграниченных поверхностями раздела, - гетерогенной, однородная часть которой называется фазой.

Окружающая среда – все, что не вошло в рассматриваемую термодинамическую систему.

Термодинамическая система может энергетически взаимодействовать с окружающей средой и с другими системами, а также обмениваться с ними веществом.

В зависимости от условий взаимодействия с другими системами различают: открытую систему – при наличии обмена энергией и веществом с окружающей средой и закрытую – при отсутствии обмена энергией и веществом с окружающей средой; адиабатную – при отсутствии обмена теплотой с другими системами; изолированную – при отсутствии обмена энергией и веществом с другими системами.

Различают равновесное и неравновесное состояние термодинамической системы. Равновесным термодинамическим состоянием называют состояние тела, которое не изменяется во времени без внешнего энергетического воздействия. При этом исчезают всякие макроскопические изменения (диффузия, теплообмен, химические реакции), хотя тепловое (микроскопическое) движение молекул не прекращается. Состояние термодинамической системы, при котором во всех ее частях температура одинакова, называют изотермическим равновесным состоянием.

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

Состояние термодинамической системы, при котором значения параметров во всех ее частях остаются неизменными во времени (благодаря внешнему воздействию потока вещества, энергии, импульса и т.д.) называется стационарным. Если значения параметров меняются во времени, то состояние термодинамической системы называется нестационарным.

Параметры состояния – физические величины, однозначно характеризующие состояние термодинамической системы и не зависящие от ее предыстории.

Основные термодинамические параметры состояния системы характеризующие макроскопическое состояние тел: давление, температура и удельный объем P , T , ϑ .

Давление – физическая величина, численно равная нормальной составляющей силы, действующей на единицу площади поверхности. Давление может измеряться высотой столба жидкости, уравновешивающего давление рассматриваемой среды. При этом $p = h \cdot \rho \cdot g$ или $h = \frac{p}{\rho \cdot g}$, где

ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения.

Для измерения давления применяют барометры, манометры и вакуумметры. Соответственно различают атмосферное или барометрическое давление, абсолютное давление, манометрическое или избыточное, разрежение или вакуум.

$P_{\text{БАР}}$ – барометрическое давление (атмосферное, измеряемое барометром);

$P_{\text{АБС}} > P_{\text{БАР}} : P_{\text{АБС}} = P_{\text{БАР}} + P_{\text{МАН}}$ – абсолютное давление с учетом избыточного (манометрического) давления;

$P_{\text{АБС}} < P_{\text{БАР}} : P_{\text{АБС}} = P_{\text{БАР}} - P_{\text{МАН}}$ – абсолютное давление в случае разрежения (вакуума).

В термодинамике параметром состояния тела является только абсолютное давление, отсчитываемое от нуля (абсолютного вакуума), которое характеризует состояние термодинамической системы.

Давление измеряется в Паскалях: 1 Па равен давлению 1 Н (силы, сообщаемой телу массой 1 кг ускорение 1 м/с² в направлении действия силы) на площади 1 м², т.е. 1 Па = 1 Н/м². внесистемными единицами давления являются атмосфера (1 ат = 1 кг/см²) и бар (1 бар = 10⁵ Н/м² = 1,01972 кг/см² = 750,06 мм рт. ст. = 10197 мм вод. ст.; 1 ат = 1 кг/см² = 735,6 мм рт. ст. = 10000 мм вод. ст. = 98066 Н/м²), см. также табл 1.1.

Таблица 1.1 – Соотношения между единицами давления

Единица	Па	бар	мм вод. ст	кгс/см ²
Паскаль	1	10 ⁻⁵	0,102	1,02·10 ⁻⁵
Бар	10 ⁵	1	1,02·10 ⁴	1,02
Миллиметры ртутного столба	133,332	1,333·10 ⁻³	13,6	1,36·10 ⁻³
Миллиметры водяного столба	9,8067	9,8067·10 ⁻⁵	1	10 ⁻⁴
Килограмм-сила на квадратный сантиметр	9,8067·10 ⁴	0,98067	10 ⁴	1

Молекулярно-кинетическая теория газа позволяет установить связь между давлением и кинетической энергией теплового движения молекул

газа, пара или жидкости. Давление представляет собой, согласно этой теории, статистически осредненную величину импульса, переносимого в результате хаотического (теплого) движения молекул в единицу времени через единицу площади поверхности, ограничивающей объем системы

$$p = n \frac{m \cdot \bar{w}^2}{3} = \frac{2}{3} \cdot \frac{N_A}{M_\theta} \cdot \frac{(m \cdot \bar{w}) \bar{w}}{2}, \quad (1.1)$$

где n – число молекул в 1 м^3 ; m – масса молекулы, кг; w – среднеквадратичная скорость молекул, м/с; $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ – число Авогадро; M_θ – молекулярный объем вещества газа, $\text{м}^3/\text{кмоль}$; выражение $\frac{m \cdot w^2}{2}$ определяет среднюю кинетическую энергию поступательного движения одной молекулы.

Молекулярно-кинетическая теория газов устанавливает прямую пропорциональность между средней кинетической энергией поступательного движения молекул и абсолютной температурой

$$\frac{2}{3} m \frac{w^2}{2} = k \cdot T, \quad (1.2)$$

где m – масса молекулы, кг; T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана, равная $1,3806 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Следовательно, абсолютная температура является мерой средней кинетической энергии поступательного движения молекулы и относится ко всей массе молекул, движущихся с различными скоростями.

Из уравнений (1.1), (1.2) следует выражение

$$p = n \cdot k \cdot T, \quad (1.3)$$

которое называют основным уравнением кинетической теории газов. Из уравнения (1.3) следует, что давление P тем больше, чем выше абсолютная температура T и чем больше молекул в единице объема. Кроме того, давление имеет не только механический, но и статистический смысл, так как оно связано с температурой.

Температура. Температура характеризует степень нагретости тела, определяющую направление переноса теплоты. Если два тела A и B имеют соответственно температуру T_1 и T_2 и $T_1 > T_2$, то теплота переходит от тела A к телу B . При этом температура тела A уменьшается, а температура тела

B увеличивается. Если $T_1 = T_2$, тела A и B находятся в тепловом равновесии, поэтому самопроизвольного перехода теплоты между ними не будет.

Численное значение термодинамической абсолютной температуры можно определить из уравнения (1.2)

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

Таким образом, в термодинамике температура рассматривается как среднестатистическая величина, характеризующая систему, состоящую из огромного (но конечного) числа молекул, находящихся в хаотическом (тепловом) движении. Поэтому к единичным молекулам понятие температуры не применимо.

Однако, практически невозможно непосредственно измерить кинетическую энергию молекул газа. Температура измеряется с помощью различных термометрических устройств – термометров. В их основу положено явление зависимости свойств вещества (теплого расширения, электрического сопротивления, контактной э.д.с., теплового излучения и др.) от температуры, по величине изменения которого судят об изменении температуры.

Удельный объем рабочего тела (вещества) – это объем, занимаемый единицей массы данного вещества, $\text{м}^3/\text{кг}$

$$\vartheta = \frac{V}{M},$$

где V – объем тела, M – его масса.

Величина обратная удельному объему, определяющая количество вещества в единице объема – плотность рабочего тела – $\rho = 1/\vartheta = M/V$, $\text{кг}/\text{м}^3$, $M = \rho \cdot V$ и $\vartheta \cdot \rho = 1$.

Удельный объем и плотность также являются статистическими осредненными величинами, так как характеризуют распределение массы вещества по объему системы вследствие теплового движения молекул.

Единица плотности в СИ – $\text{кг}/\text{м}^3$, СГС – $\text{г}/\text{см}^3$. Плотность и удельный объем зависят от температуры и давления. Обычно в справочной литературе приводятся их значения при нормальных физических условиях $P = 101,325 \text{ кПа}$ (760 мм рт. ст.) и $t = 0 \text{ }^\circ\text{C}$.

Меры свойств, проявляющиеся в результате взаимодействия системы с другими системами или составных частей данной системы между

собой (на макроскопическом уровне), называются, в отличие от параметров состояния, теплофизическими характеристиками. К ним относятся: теплоемкости C_P и C_V ; коэффициент изотермической сжимаемости $\beta = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$, коэффициент объемного термического расширения $\beta_T = \frac{1}{T}$, коэффициент адиабатической сжимаемости (термический коэффициент давления) $K_S = -V \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S$ и др.

К числу теплофизических характеристик, проявляющихся в результате взаимодействия на микроскопическом уровне (кинетических явлений), то есть не выступающих в качестве термодинамических параметров состояния, широко используемых в термодинамике, можно отнести коэффициенты: теплопроводности λ , вязкости μ , (ν), диффузии D и др.

Любое изменение параметров состояния является причиной (условием) возникновения (наличия) термодинамических процессов.

Термодинамический процесс – последовательное изменение состояния тела, происходящее в результате энергетического взаимодействия рабочего тела с окружающей средой, характеризующееся обязательным изменением хотя бы одного параметра состояния. Процесс называют равновесным, если в системе в каждый момент времени успевает установиться равновесное состояние, т.е. протекающий крайне медленно. Процесс называют неравновесным, если он протекает с конечной скоростью и вызывает появление конечных разностей давлений, температур, плотностей и т.д.

Основные параметры состояния системы, находящейся в термодинамическом равновесии, связаны между собой, причем число независимых параметров состояния системы всегда равно числу ее термодинамических степеней свободы

$$P = f_P(\mathcal{G}, T), \quad \mathcal{G} = f_{\mathcal{G}}(P, T), \quad T = f_T(P, \mathcal{G}). \quad (1.5)$$

Таким образом, равновесное состояние термодинамической системы вполне определяется значениями двух независимых переменных. В этом случае термодинамическая система называется простой системой или простым телом. К простым телам относятся газы, пары, жидкости и многие твердые тела, находящиеся в термодинамическом равновесии.

Следует отметить, что в более общем случае термодинамические параметры состояния подразделяются на интенсивные и экстенсивные. Интенсивные – не зависят от размеров и массы системы. К ним относятся: давление, температура, удельный и молярный объемы, удельная и молярная внутренняя энергия, удельная и молярная энтальпия и энтропия. Экстенсивные – пропорциональны количеству вещества или массе данной термодинамической системы: объем, масса, внутренняя энергия, энтальпия, энтропия и др. Как видно, основные параметры состояния – интенсивные. Кроме того, термодинамические параметры можно разделить на величины, имеющие термодинамический и механический смысл (давление, температура, объем) и величины, которые имеют только статистический смысл (температура).

В общем случае равновесное состояние термодинамической системы определяется совокупностью внешних и внутренних параметров. Внешние параметры характеризуют положение системы во внешних полях и ее скорость, внутренние – изучаемую систему. Например, для газа, находящегося в цилиндре, объем это внешний параметр, а давление газа на стенки цилиндра – внутренний. Если система переходит из одного состояния в другое, изменяются как внешние, так и внутренние параметры.

И, наконец, термодинамические параметры кроме деления на экстенсивные и интенсивные могут быть разделены на термические и калорические величины. К термическим относятся давление P , объем \mathcal{V} , температура T , а также термические коэффициенты: изотермический коэффициент сжимаемости, коэффициент объемного расширения и термический коэффициент давления.

К калорическим относятся такие термодинамические параметры как энтропия S , внутренняя энергия U , энтальпия $I = U + p V$, свободная энергия $E = U - T S$, изобарно-изотермический потенциал $Z = I - T S$, теплоемкость $C_X (C_P, C_V, \dots)$.

1.2. Уравнение состояния идеального газа

Уравнение состояния идеального газа выражает связь между параметрами равновесного состояния простой термодинамической системы, которая в общем случае имеет вид

$$f(m, \vartheta, T) = 0. \quad (1.6)$$

Равновесное состояние термодинамической системы однозначно определяется заданием двух параметров состояния, например, давления P и удельного объема ϑ . Температура T в этом случае является функцией P и ϑ , т.е. $T = f(P, \vartheta)$.

В термодинамических системах в качестве рабочего тела часто рассматривается идеальный газ, являющийся теоретической моделью, в которой не учитывается взаимодействие частиц газа – молекул, представляющих собой материальные точки, не имеющие объема, и силы межмолекулярного сцепления. Это дает основание каждому действительно существующий в природе газ, в котором можно пренебречь силами сцепления и объемом молекул, называть идеальным газом. Данное обстоятельство тем более справедливо, чем выше температура газа и меньше давление. Таким образом, любой существующий в природе газ в предельном состоянии при давлении, стремящемся к нулю ($P \rightarrow 0$), и удельном объеме – к бесконечности ($\vartheta \rightarrow \infty$), т.е. при плотности ($\rho \rightarrow 0$), может рассматриваться как идеальный газ.

В пространственной системе координат, на осях которой откладываются величины P , ϑ , и T , уравнению состояния соответствует термодинамическая поверхность, индивидуальная для каждого вещества. Для изображения термодинамических состояний и процессов используют плоские диаграммы. Например, точки 1, 1', 1'' (рис. 1.1) на P - ϑ -диаграмме отображают равновесное состояние, а линия 1-2 – равновесный процесс.

В технической термодинамике рассматриваются следующие основные процессы: изохорный – при постоянном объеме; изобарный – при постоянном давлении; изотермический – при постоянной температуре; адиабатный – без внешнего теплообмена, политропный – протекающий при любом, но постоянном значении теплоемкости (в определенных условиях может рассматриваться как обобщенный термодинамический процесс).

При низких давлениях и сравнительно высоких температурах, когда расстояние между молекулами реального газа значительны, а силы меж-

$$\frac{m_1 \cdot \mathcal{G}_1}{T_1} = \frac{m_3 \cdot \mathcal{G}_3}{T_3} = \frac{m_5 \cdot \mathcal{G}_5}{T_5} = \dots = const, \quad (1.11)$$

или

$$\frac{m \cdot \mathcal{G}}{T} = const = R, \quad (1.12)$$

где R – газовая постоянная, характерная для каждого газа, кДж/(кг К).

Физический смысл газовой постоянной заключается в том, что она представляет собой работу, совершаемую 1 кг газа в процессе при постоянном давлении и изменении температуры на 1 градус. Действительно, в этом случае для двух любых состояний рабочего тела уравнение состояния будет иметь вид

$$m \cdot \mathcal{G}_1 = R \cdot T_1, \quad (1.13)$$

$$m \cdot \mathcal{G}_2 = R \cdot T_2, \quad (1.14)$$

Вычитая из уравнения (1.13) уравнение (1.14), получаем

$$m \cdot (\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1) = R \cdot (T_2 - T_1), \quad (1.15)$$

отсюда

$$R = \frac{m \cdot (\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1)}{T_2 - T_1}, \quad (1.16)$$

где $m \cdot (\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1) = l$ – представляет собой работу, выполняемую газом в данном процессе.

Зная параметры состояния газа, легко определить газовую постоянную. Так, при нормальных физических условиях $P_0 = 101325$ Па, $T_0 = 273,15$ К,

$$R = \frac{m_0 \cdot \mathcal{G}_0}{T_0} = \frac{101325 \cdot \mathcal{G}_0}{273,15} = 371 \cdot \mathcal{G}_0, \quad (1.17)$$

или

$$R = \frac{371}{\rho_0}, \quad (1.18)$$

где \mathcal{G}_0 и ρ_0 – соответственно удельный объем и плотность газа при нормальных физических условиях.

Уравнение (1.12) называется характеристическим уравнением Клапейрона или термическим уравнением состояния идеальных газов. Оно получено на основе кинетической теории газов в предположении, что молеку-

лы газа – материальные точки, взаимное притяжение между которыми отсутствует, т.е. идеальный газ строго подчиняется уравнению Клапейрона.

Понятие об идеальном газе и его законы полезны как предел законов реального газа.

Воспользовавшись законом Авогадро, согласно которому одинаковые объемы различных идеальных газов при одинаковых P и T содержат одно и тоже количество молекул, получим уравнение Клапейрона-Менделеева. Если μ – молекулярная масса газа, то, умножив на μ обе части уравнения (1.11), получим

$$m \cdot \mathcal{G}_\mu = R_\mu \cdot T, \quad (1.19)$$

где $\mathcal{G}_\mu = \mathcal{G} \cdot \mu$ – молярный объем рабочего тела, м³/моль. При нормальных физических условиях ($t = 0$ °С и $P = 760$ мм рт. ст.) объем одного киломоля для всех газов соответствует $\mathcal{G}_\mu = 22,4$ м³/кмоль; $R_\mu = R \mu$ – универсальная газовая постоянная, $R_\mu = 8314,2$ Дж/(кмоль·К). Следовательно газовая постоянная конкретного рабочего тела Дж/(кг·К)

$$R = \frac{R_\mu}{\mu} = \frac{8314,2}{\mu}, \quad (1.20)$$

Универсальная газовая постоянная по физическому смыслу также есть работа расширения, но 1 кмоль идеального газа, в процессе, происходящем при постоянном давлении и изменении температуры на 1 градус.

В этом случае уравнение Клапейрона-Менделеева имеет вид

$$m \cdot \mathcal{G} = \frac{8314,2}{\mu} T. \quad (1.21)$$

На основе характеристического уравнения можно получить выражение для определения любого основного параметра состояния при переходе системы от одного состояния к другому, если значения остальных параметров известны:

$$\left. \begin{aligned} \frac{m_1 \cdot \mathcal{G}_1}{T_1} = \frac{m_2 \cdot \mathcal{G}_2}{T_2}; \quad \frac{m_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{m_2 \cdot V_2}{T_2}; \\ \frac{m \cdot V}{T} = \frac{m_n \cdot V_n}{T_n}; \quad \frac{m_1}{\rho_1 \cdot T_1} = \frac{m_2}{\rho_2 \cdot T_2}. \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

В таблице 1.2 приведены физические постоянные некоторых газов.

Таблица 1.2 – Физические постоянные газов

Газ	Химическая	Масса	Газовая	Плотность газов
-----	------------	-------	---------	-----------------

	формула	1 кмоль, кг/моль	постоянная, Дж/кг К	при нормальных физических условиях, кг/м ³
1	2	3	4	5
Кислород	O ₂	32	259,8	1,429
Водород	H ₂	2,016	2124,3	0,090
Азот	N ₂	28,02	296,8	1,250
Окись углерода	CO	28	296,8	1,250

Продолжение таблицы 1.2

1	2	3	4	5
Воздух	-	28,96	287,04	1,293
Водяной пар	H ₂ O	18,016	461,6	0,804
Гелий	He	4,003	207,72	0,178
Аргон	Ar	39,944	208,2	1,784
Аммиак	NH ₃	17,031	488,2	0,771

1.3 Газовые смеси

При рассмотрении смесей газов исходят из того, что смесь идеальных газов, не вступающих в химическое взаимодействие друг с другом, также является идеальным газом и подчиняется законам идеального газа.

Основным законом, определяющим поведение газовой смеси, является закон Дальтона: каждый отдельный газ, входящий в газовую смесь, имеет такое давление, какое он имел бы, если бы при данной температуре занимал весь объем газовой смеси. Это давление называется парциальным давлением данного газа.

Математически закон Дальтона описывающий полное давление смеси нескольких газов имеет следующий вид

$$m_{CM} = \sum_{I=1}^N m_I, \quad (1.23)$$

где P_{CM} – давление смеси газов; P_I – парциальное давление i -того компонента, входящего в состав смеси; N – число компонентов, образующих смесь.

Кажущаяся молекулярная масса смеси

$$\mu_{CM} = \frac{\sigma_{CM}}{M_{CM}}; \quad \mu_{CM} = \sum_{I=1}^N r_I \cdot \mu_I; \quad (1.24)$$

где σ_{CM} – масса смеси; M_{CM} – суммарное количество молей компонентов.

Газовая постоянная смеси

$$P_{CM} \cdot V_{CM} = \sigma_{CM} \cdot R_{CM} \cdot T_{CM}; \quad R_{CM} = \sum_{I=1}^N m_I \cdot R_I;$$
$$P_{CM} \cdot V_{CM} = T_{CM} \cdot \sum_{I=1}^N \sigma_I \cdot R_I; \quad (1.25)$$
$$R_{CM} = \frac{8314,2}{\mu_{CM}} = \frac{8314,2}{\sum_{I=1}^N r_I \cdot \mu_I}.$$

Определение парциальных давлений

$$P_I = r_I \cdot P_{„M}; \quad (1.26)$$

$$P_I = m_I \frac{R_I}{R_{„M}} P_{„M}; \quad P_{„M} = P_1 + P_2 + \dots + P_N;$$

$$P_1 = r_1 \cdot P_{„M}; P_2 = r_2 \cdot P_{„M}; P_N = r_N \cdot P_{„M}. \quad (1.27)$$

Объемная r и массовая m доли газа

$$r_N = \frac{V_N}{V_{CM}}; \quad m_N = \frac{M_N}{M_{CM}}; \quad (1.28)$$

$$P_{„M} = M_1 + M_2 + \dots + M_N; \quad m_1 + m_2 + \dots + m_N = 1;$$
$$V_{„M} = V_1 + V_2 + \dots + V_N; \quad r_1 + r_2 + \dots + r_N = 1.$$

Плотность смеси

$$\rho_{„M} = \sum_{I=1}^N r_I \cdot \rho_I \dots \quad (1.29)$$

Удельный объем смеси

$$g_{CM} = \frac{1}{\sum_{I=1}^N r_I \cdot \rho_I}. \quad (1.30)$$

Выражения для перевода:

массовых долей в объемные

$$r_I = \frac{\frac{m_I}{\mu_I}}{\sum_{I=1}^N \frac{m_I}{\mu_I}}; \quad (1.31)$$

объемных долей в массовые $m_I = \frac{r_I \cdot \mu_I}{\sum_{I=1}^N r_I \cdot \mu_I}$.

Закон Дальтона широко используется для описания газовых смесей и справедлив для идеальных газов. Чем выше давление смеси, тем большие отклонения наблюдаются в поведении газовой смеси от закона Дальтона.

1.4. Теплоемкость газов

Изменение температуры рабочего тела связано с подводом или отводом теплоты.

Теплоемкостью тела называется количество теплоты, необходимое для его нагрева (или охлаждения) на один градус. Так как единицей количества теплоты в СИ является джоуль, а температуры – градус К, то единицей теплоемкости будет Дж/ К.

Теплоемкость единицы количества вещества, т.е. отношение теплоты dq , полученной единицей количества вещества при бесконечно малом изменении его состояния, к элементарному изменению температуры dt , называют удельной теплоемкостью тела в данном процессе:

$$C_X = \frac{dq}{dt}. \quad (1.32)$$

Значение q_X зависит не только от интервала температур, но и от вида процесса подвода теплоты, характеризуемого некоторым постоянным параметром X , которым могут быть объем тела \mathcal{V} , давление P и др.

Общее количество теплоты, полученное в данном процессе, определяется следующим выражением

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} C_X dt, \quad (1.33)$$

где интеграл берется от начального состояния 1 до заданного конечного состояния 2, см. рис 1.1.

Теплоемкость вещества зависит от его температуры. По этому признаку различают среднюю и истинную теплоемкости.

Если q_{1-2} – количество теплоты, подведенное (или отведенное) к единице количества вещества в процессе нагрева (охлаждения) от температуры t_1 до температуры t_2 , то

$$c_m = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1} \quad (1.34)$$

представляет собой среднюю теплоемкость в интервале температур $t_1 \dots t_2$

Предел этого отношения, когда разность температур стремится к нулю, называют истинной теплоемкостью, т.е.

$$c = \frac{dq}{dt}. \quad (1.35)$$

Теплоемкость газов близких по своим свойствам к идеальному зависит не только от их температуры, но и от их атомности и характера процесса.

Теплоемкость реальных газов зависит от их природных свойств, характера процесса, температуры и давления.

Изменению состояния при постоянном объеме или при постоянном давлении соответствуют различные значения теплоемкостей. Эти теплоемкости называются изохорной и изобарной. Они обозначаются соответственно c_V и c_P .

В термодинамике различают массовую, объемную и мольную теплоемкости. Теплоемкость, отнесенную к единице массы рабочего тела, называют массовой и обозначают: при постоянном объеме c_V и c_{Vm} и постоянном давлении c_P и c_{Pm} . Единицей измерения массовой теплоемкости является Дж/(кг·К). Массовую теплоемкость называют также удельной теплоемкостью.

Теплоемкость, отнесенную к единице объема рабочего тела называют объемной и обозначают: при постоянном объеме c'_V и c'_{Vm} и постоянном давлении c'_P и c'_{Pm} . Единица измерения – Дж/(м³·К).

Теплоемкость, отнесенную к 1 кмоль газа, называют мольной и обозначают при постоянном объеме μc_V и μc_{Vm} и постоянном давлении μc_P и μc_{Pm} . Мольную теплоемкость измеряют в Дж/(моль·К).

Массовая и мольная теплоемкость связаны следующим соотношением

$$c = \frac{\mu \cdot c}{\mu} = \frac{c_{\mu}}{\mu}, \quad (1.36)$$

где μ – молекулярная масса.

Объемная теплоемкость выражается через мольную как

$$c' = \frac{\mu \cdot c}{\vartheta_{\mu}} = \frac{c_{\mu}}{22,4}, \quad (1.37)$$

где $\vartheta_{\mu} = 22,4 \text{ м}^3/\text{моль}$ – мольный объем газа при нормальных физических условиях.

Связь между объемной и массовой теплоемкостью выражается соотношением

$$c' = c \cdot \rho_n,$$

где $\rho_n = \mu/22,4$ – плотность газа при нормальных физических условиях.

Между изобарной c_p и изохорной c_v теплоемкостями существует зависимость, определяемая уравнением Майера

$$c_p - c_v = R. \quad (1.38)$$

Если обе части этого уравнения умножить на молекулярную массу, то она примет вид

$$c_{\mu p} - c_{\mu v} = R_{\mu}, \quad (1.39)$$

где R_{μ} – универсальная газовая постоянная, равная $8,314 \text{ кДж}/(\text{кмоль К})$.

Следовательно, для идеального газа разность удельных теплоемкостей c_p и c_v постоянна и равна удельной газовой постоянной, а разность мольных теплоемкостей $c_{\mu p}$ и $c_{\mu v}$ – универсальной газовой постоянной. Величина газовой постоянной R определяется внешней работой, совершаемой в изобарном процессе при отсутствии внутренней.

Для реальных газов, в отличие от идеального, разность теплоемкостей зависит от температуры и давления, то есть

$$c_p - c_v = f(p, T).$$

Отношение данных теплоемкостей можно представить следующим образом

$$k = \frac{\mu \cdot c_p}{\mu \cdot c_v} = \frac{c_p}{c_v}; \quad k = \frac{c_v + R}{c_v} = 1 + \frac{R}{c_v}.$$

Приближенные значения молярных теплоемкостей приведены в табл.1.3.

Сказанное выше позволяет определить удельное количество теплоты, затрачиваемой в процессе нагревания газа в интервале температур от t_1 до t_2 при постоянном объеме или при постоянном давлении

$$q_V = c_{Vm2} \cdot t_2 - c_{Vm1} \cdot t_1, \quad (1.40)$$

$$q_m = c_{Pm2} \cdot t_2 - c_{Pm1} \cdot t_1. \quad (1.41)$$

Если в процессе участвует M (кг) или V_H (m^3) газа, то

$$Q_V = M (c_{Vm2} \cdot t_2 - c_{Vm1} \cdot t_1) = V_H (c'_{Vm2} \cdot t_2 - c'_{Vm1} \cdot t_1), \quad (1.42)$$

$$Q_P = M (c_{Pm2} \cdot t_2 - c_{Pm1} \cdot t_1) = V_H (c'_{Pm2} \cdot t_2 - c'_{Pm1} \cdot t_1). \quad (1.43)$$

Таблица 1.3 – Приближенные значения молярных теплоемкостей газов

Газы	Теплоемкость, кДж/(кмоль.К)		k
	μc_V	μc_P	
Одноатомные	12,56	20,93	1,67
Двухатомные	20,93	29,31	1,4
Трех- и многоатомные	29,31	37,68	1,29

1.5. Термодинамические процессы

На основных определениях мы останавливались выше. Здесь лишь напомним следующее. **Равновесный** процесс – процесс перехода термодинамической системы из одного равновесного состояния в другое, столь медленный, что все промежуточные состояния можно рассматривать как равновесные. Данные процессы могут быть представлены графически, например, в виде изотерм. **Неравновесный** – процесс, не поддающийся графическому изображению, т.к. рабочее тело системы, участвующее в процессе, одновременно имеет несколько разных значений параметров в различных частях.

Обратимый – процесс, который может происходить как в прямом, так и в обратном направлении, причем при возвращении в первоначальное состояние система проходит все равновесные состояния прямого процес-

са, но в обратном порядке. **Необратимый** – процесс, который может самопроизвольно протекать только в одном направлении. Для возвращения системы в исходное состояние необходимо дополнительное внешнее воздействие. Всякий необратимый процесс изменения состояния рабочего тела является процессом неравновесным.

Несколько последовательных термодинамических процессов, например 1Д2 и 2С1 (рис 1.2), составляющих замкнутый термодинамический процесс 1Д2С1, образуют круговой процесс или цикл.

Термодинамический цикл – круговой процесс, осуществляемый термодинамической системой. Может быть обратимым и необратимым. Обратимый цикл образуется только обратимыми процессами.

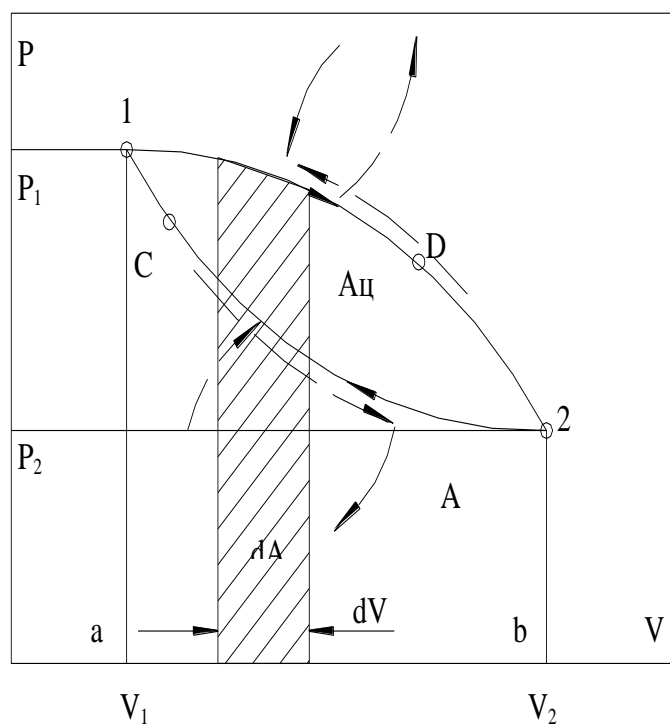


Рисунок 1.2 – Изображение термодинамических процессов

1.6. Первый закон термодинамики

Принцип эквивалентности теплоты и работы. Как известно, энергия не исчезает и не возникает из ничего, а только переходит из одной формы в другую. В 1842 г. Р. Майер установил эквивалентность теплоты и механической работы, не зависящую от характера превращения энергии.

Теплота – одно из наиболее важных понятий термодинамики. По своему существу понятие теплоты близко к понятию работы. Они представляют собой различные формы передачи энергии.

Первый закон термодинамики устанавливает эквивалентность при взаимных превращениях механической и тепловой энергии. В результате тщательно поставленных опытов Джоулем было получено следующее выражение

$$Q = A \cdot L, \quad (1.44)$$

где Q – количество теплоты, превращаемой в работу; L – работа, полученная за счет теплоты; A – коэффициент пропорциональности ($A = 0,002345$ ккал/кгм).

Термический эквивалент работы $A = 1/427$ ккал/кгс.м. Механический эквивалент теплоты $E = 427$ кгс.м/ккал.

В соответствии с системой единиц СИ соотношения между различными единицами энергии и мощности представлены в табл.1.4, 1.5.

Таблица 1.4 – Соотношения между единицами энергии

Единица	Дж	кгс.м	кал	ккал	кВт.ч
Джоуль	1	0,102	0,239	$2,39 \cdot 10^{-4}$	$2,78 \cdot 10^{-7}$
Килограмм-сила-метр	9,8067	1	2,343	$2,343 \cdot 10^{-3}$	$2,72 \cdot 10^{-6}$
Калория	4,1868	0,42686	1	10^{-3}	$1,16 \cdot 10^{-6}$
Килокалория	$4,1868 \cdot 10^3$	$4,2686 \cdot 10^2$	10^3	1	$1,16 \cdot 10^{-3}$
Киловатт-час	$3,6 \cdot 10^6$	$3,6 \cdot 10^5$	$8,6 \cdot 10^5$	$8,6 \cdot 10^2$	1

Таблица 1.5 – Соотношения между единицами мощности

Единица	Вт	кгс-м/с	кал/с	л.с
Ватт	1	0,102	0,239	$1,36 \cdot 10^{-3}$
Килограмм-сила-метр в секунду	9,8067	1	2,343	$1,33 \cdot 10^{-2}$
Калория в секунду	4,1868	0,427	1	$5,69 \cdot 10^{-3}$
Лошадиная сила	736	75	175,5	1

Внутренняя энергия рабочего тела. Внутренней энергией называется совокупность всех видов энергии, заключенных в теле или в системе тел,

$$U = f(P, V, T) \quad (1.45)$$

Так как параметры связаны между собой характеристическим уравнением $PV = RT$, то $U = f_1(P, V)$, $U = f_2(V, T)$, $U = f_3(P, T)$. Следовательно, внутренняя энергия U – также является параметром состояния газа.

В технической термодинамике рассматриваются только такие процессы, в которых изменяется кинетическая и потенциальная составляющие внутренней энергии. Температура газа определяет кинетическую энергию поступательного и вращательного движения молекул и энергию внутримолекулярного колебания, а от P и V зависит потенциальная энергия, обусловленная силами сцепления: внутренняя энергия – сумма всех энергий. Для идеального газа $U = f(T)$, т.к. силы сцепления между молекулами отсутствуют.

Изменение внутренней энергии

$$\Delta U = U_2 - U_1.$$

Работа рабочего тела

Рассмотрим простую термодинамическую систему (ТС), состоящую из рабочего тела и объекта, над которым рабочее тело может совершать работу. В качестве примера подобной ТС может служить газ,двигающий поршень в цилиндре двигателя.

Пусть в цилиндре с поршнем площадью S заключен 1 кг газа, удельный объем которого \mathcal{V} , давление P . При равенстве давлений газа и внешнего давления объем газа будет оставаться неизменным. Если каким-либо образом создать между давлением газа и внешним давлением бесконечно малую разность, то поршень переместится на величину dl и объем газа изменится на величину $d\mathcal{V} = Sdl$ и газ совершит работу ($d\mathcal{V} > 0$ – работу расширения, $d\mathcal{V} < 0$ – работу сжатия)

$$dA = P \cdot S \cdot dl = p \cdot d\mathcal{V}. \quad (1.46)$$

Если поршень перемещается с очень малой скоростью, т.е. весь процесс расширения можно разбить на элементы dl , а давление и температуру считать одинаковыми, то работу рабочего тела можно выразить при изменении объема от V_1 до V_2 в следующем виде

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (1.47)$$

Аналитическое выражение первого закона термодинамики

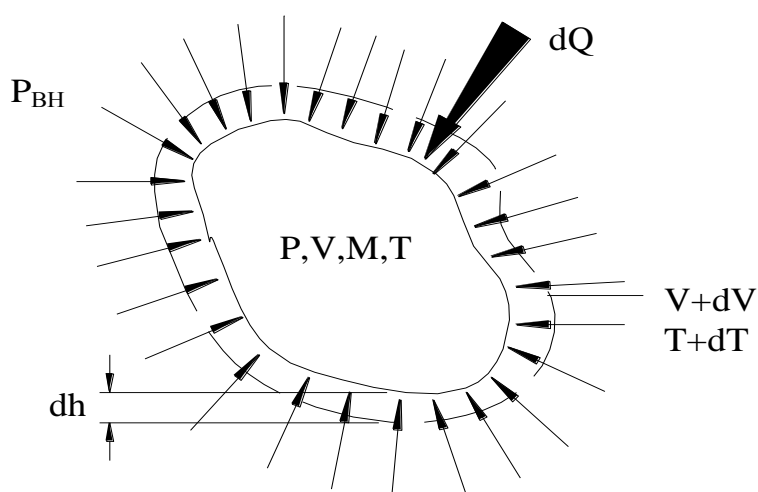


Рисунок 1.3 – Схема термодинамической системы для определения работы при расширении рабочего объема

Пусть термодинамическая система массой M занимает объем V при температуре T и давлении P (рис 1.3). При подводе к ней количества теплоты dQ температура системы увеличивается на dT , а следовательно ее кинетическая энергия E_K возрастет на dE_K .

В соответствии с уравнением Клапейрона повышение температуры при постоянном давлении повлечет увеличение объема системы на величину dV . Часть теплоты затрачивается на увеличение расстояния между молекулами и, как следствие, обуславливает рост потенциальной энергии системы на величину dE_{II} . Изменение внутренней энергии системы составит суммарное изменение кинетической и потенциальной энергии

$$dU = dE_K + dE_n, \quad (1.48)$$

и определяется только начальным и конечным состоянием системы

$$\Delta U = \int_1^2 dU = U_2 - U_1. \quad (1.49)$$

Если начальное и конечное состояние совпадают (см. рис. 1.2), то

$$\oint dU = 0. \quad (1.50)$$

В идеальном газе силы межмолекулярного сцепления не учитываются, т.е. $dE_{II} = 0$ и внутренняя энергия системы изменяется только в зависимости от температуры. Тот факт, что каждому равновесному состоянию соответствует определенное значение температуры, часто называют нулевым началом термодинамики.

При подводе к системе теплоты dQ изменяется не только внутренняя энергия рабочего тела, но и совершается работа вследствие изменения объема V системы на dV при преодолении сил внешнего сопротивления (рис. 1.3), величина которой составит $dA = P_{ен} \cdot S \cdot dh$ (S – площадь поверхности, dh – перемещение каждой точки ограничивающей площадь). Т.к. $S \cdot dh = dV$ при $P = P_{BH}$ (процесс равновесный)

$$dA = p \cdot dV. \quad (1.51)$$

Разделив левую и правую части выражения (1.51) на M , получим элементарную удельную работу $dA' = p d\mathcal{V}$, численно равную элементарной площадке под процессом, например 1Д2, при изменении объема на $d\mathcal{V}$ (см. рис. 1.2). Конечная работа

$$A' = \int_{\mathcal{V}_1}^{\mathcal{V}_2} p d\mathcal{V}, \quad (1.52)$$

где $\mathcal{V}_1, \mathcal{V}_2$ – начальный и конечный удельный объем.

В координатах $p - \mathcal{V}$ это количество работы характеризуется площадью под процессом, например a1D2b (рис. 1.2). Работа A (A') – функция процесса. Ее положительное значение имеет место при увеличении объема термодинамической системы.

Так как подведение к системе теплоты dQ ведет в общем случае к изменению внутренней энергии системы dU и совершению внешней работы dA , выражение первого закона термодинамики для изолированных систем (закона сохранения энергии) имеет вид

$$dq = dU + dA', dQ = dU + dA \quad . \quad (1.53)$$

Из (1.53) следует, что без подвода теплоты ($dQ = 0$) внешняя работа совершается только за счет внутренней энергии системы. Подвод теплоты в системе определяется только термодинамическим процессом. При $dq > 0$ – подвод теплоты, $dq < 0$ – отвод, при $dq > 0$ – процесс расширения рабочего тела, $dq < 0$ – сжатия.

Вернемся к выражению $dA = p \cdot dV$. При $V = const$ $dV = 0$ и работа $A = \int_{\mathcal{V}_1}^{\mathcal{V}_2} p d\mathcal{V} = 0$, т.е. теплота идет на увеличение внутренней энергии, за счет

которой и возможен отвод теплоты. В этом случае $dU = q$. Так как $q = c_{\mathcal{G}} (T_2 - T_1)$, то $\Delta U = c_{\mathcal{G}} (T_2 - T_1)$ и

$$dU = c_{\mathcal{G}} \cdot dT.$$

Внутренняя энергия газа равна нулю при нормальных физических условиях (НФУ): $t = 0 \text{ }^\circ\text{C}$ и $P = 760 \text{ мм рт.ст.}$

Величины q и A , характеризующие изменение процесса рабочего тела, являются не параметрами, а функциями состояния. К последним относится также энтальпия.

Энтальпия

Макроскопические тела, свойства и поведение которых изучает термодинамика, находятся во взаимодействии с окружающей средой.

Совокупность внутренней энергии тела (термодинамической системы) и энергии внешнего взаимодействия тела с окружающей средой объединяется понятием **энтальпия**

$$\left. \begin{aligned} i &= U + P \cdot V \\ i &= U + R \cdot T \end{aligned} \right\} \quad (1.54)$$

Так как $U = f(T)$ и $PV = f(T)$, то и $i = f(T)$, т.е. энтальпия зависит только от температуры. Поскольку U , P , V определяется состоянием термодинамической системы, энтальпия i является функцией состояния.

При изменении состояния термодинамической системы

$$di = dU + \mathcal{G} \cdot dP + P \cdot d\mathcal{G}.$$

Так как $dq = dU + dA$, а $dA = P \cdot d\mathcal{G}$, то

$$di = dq + \mathcal{G} \cdot dP. \quad (1.55)$$

Уравнение (1.55) является второй формой записи первого закона термодинамики.

Для идеальных газов

$$di = c_p \cdot dT; \quad i = c_{pm} \cdot T. \quad (1.56)$$

Количество теплоты в процессе $P = const$ численно можно найти как

$$q = i_2 - i_1. \quad (1.57)$$

Энтропия

Работа, определяемая интегралом (1.47) является одним из видов обмена энергией термодинамической системы с внешней средой. Обмен энергией может происходить в виде передачи того или иного количества теплоты q . Значение q , как и A , можно подсчитать в виде интеграла, совпадающего по форме с (1.47). Действительно, давление определяется возможностью совершения работы, а температура является признаком возможности передачи энергии в виде теплоты. Однако измеряя температуру (давление), не всегда можно определить количество переданной теплоты. Так, при подводе теплоты к кипящей воде ее температура не меняется до момента полного выкипания.

В связи с этим в 1852 г. Р.Клазиусом был предложен параметр, который изменяется только от количества переданной теплоты так же, как объем при совершении работы (при $d\mathcal{G} > 0$ – работа положительна, $d\mathcal{G} < 0$ – отрицательна). Этот параметр, названный в последствии энтропией (S), не может быть измерен каким-либо образом и определяется расчетным путем. Функция S является экстенсивным свойством и подобно другим подобным величинам обладает аддитивностью.

Подобно любой другой функции состояния удельная энтропия системы может быть представлена в виде функции любых двух из основных параметров состояния P, \mathcal{G}, T : $S = f_1(P, V)$, $S = f_2(P, T)$ и т.д.

Энтропия получила широкое распространение при исследовании процессов преобразования энергии в теплотехнических расчетах. Если произвольный обратимый процесс (например, 1-2 на рис. 1.1 в P - \mathcal{G} -диаграмме) разбить на бесконечно малые участки так, что на каждом из них $T = const$ ($dT = 0$), то отношение элементарного количества теплоты dq , подводимого к участку, с температурой T – также бесконечно малая величина, т.е.

$$\frac{dq}{T} = dS, \quad S = \int dS = \int \frac{dq}{T},$$

где S – энтропия газа.

$$\text{Для процесса 1-2} \quad \int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{dq}{T} = S_2 - S_1 = \Delta S,$$

где ΔS – изменение энтропии газа.

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{dq}{T} = \int_1^2 \frac{dU + pd\mathcal{G}}{T} = \int_1^2 \frac{dU}{T} + \int_1^2 \frac{pd\mathcal{G}}{T} = \int_1^2 \frac{c_V dT}{T} + \int_1^2 R \frac{d\mathcal{G}}{\mathcal{G}}.$$

Считая $C\mathcal{G} = const$, получим

$$\Delta S = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Так как $\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{P_2}{P_1}$; $\frac{T_2}{T_1} = \frac{V_2}{V_1} \cdot \frac{P_1}{P_2}$, то

$$\Delta S = c_P \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} - R \cdot \ln \frac{P_2}{P_1};$$

$$\Delta S = c_V \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} + R \cdot \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Если состояние в точке 1 считать нормальным, т.е. $\mathcal{G}_1 = \mathcal{G}_H$, $T_1 = T_H$, $P_1 = P_H$, и $S_1 = 0$, то для любого состояния идеального газа с параметрами V , T и P значение энтропии составит

$$S = c_V \cdot \ln \frac{T}{273} + R \cdot \ln \frac{V}{V_H};$$

$$S = c_P \cdot \ln \frac{T}{273} + R \cdot \ln \frac{P}{P_H};$$

$$S = c_V \cdot \ln \frac{P}{P_H} + c_P \cdot \ln \frac{V}{V_H}.$$

Термодинамические тождества имеют следующий вид

$$TdS = dU + pdV \quad \text{или} \quad TdS = di - pdV$$

Таким образом, по аналогии с интегралом (1.52) количество теплоты равно

$$Q = \int_{S_1}^{S_2} TdS, \quad (1.58)$$

$$dQ = TdS. \quad (1.59)$$

При $dS > 0$ теплота подводится к системе, при $dS < 0$ – отводится.

Удельное количество теплоты

$$q = \int_{S_1}^{S_2} TdS = TdS, \quad (1.60)$$

где S – удельная энтропия. По аналогии с P - \mathcal{Q} -диаграммой, характеризующей работу (рис. 1.1),

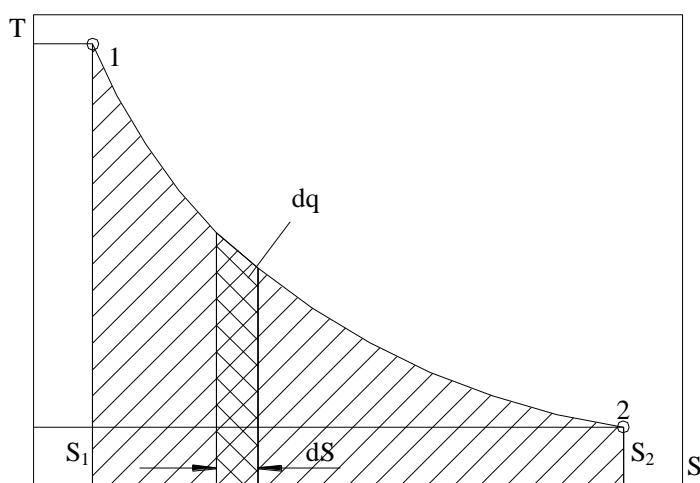


Рисунок 1.4 – T-S-диаграмма

представление функциональной зависимости $T = f(S)$ в TS-координатах характеризует теплообмен с внешней средой (рис. 1.4). Площадь под кривой 1-2 соответствует интегралу (1.58) и характеризует количество

подведенной теплоты, если $dS > 0$, или отведенной, если $dS < 0$.

В термодинамике внутренняя энергия U , энтальпия i , энтропия S , теплоемкость c , называются калориметрическими свойствами вещества, а P , V и T – термическими свойствами.

Энтропия – параметр состояния, определяемый начальным и конечным состоянием рабочего тела. Ее нельзя измерить и можно вычислить лишь расчетным путем.

1.7. Процессы изменения термодинамического состояния газов

При изучении термодинамических газовых процессов необходимо выявить, во-первых, закономерность изменения основных параметров; во-вторых, особенности реализации условий первого закона термодинамики.

В общем случае два любых параметра рабочего тела могут изменяться произвольно. Однако, наибольший интерес представляют некоторые частные случаи термодинамических процессов: изохорный ($dV = 0$); изобарный ($dP = 0$); изотермический ($dT = 0$); адиабатный ($dq = 0$) и политропный, который при определенных условиях может рассматриваться в качестве обобщенного по отношению к указанным выше.

Изохорный процесс: $V = const$ ($dV = 0$), $P = var$, $T = var$.

Из характеристического уравнения при $V = const$ следует

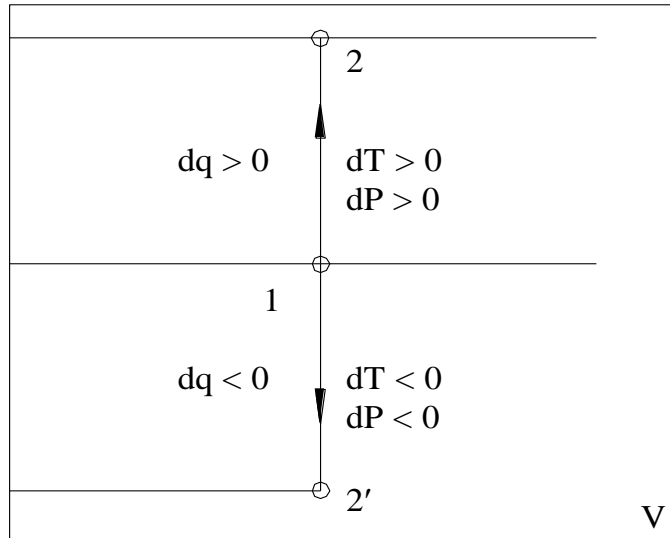


Рисунок 1.5 – P-V-диаграмма

$$\frac{R}{V} = \frac{P}{T} = \text{const} \quad \text{или} \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (1.61)$$

т.е. давление пропорционально температуре и, так как $dV = 0$, работа не совершается. Следовательно

$$A = \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} p d\vartheta = 0.$$

Из выражения первого закона термодинамики (при $dA = 0$) вытекает, что в изохорном процессе все подведенное тепло расходуется на изменение внутренней энергии, т.е.

$$\begin{aligned} dq &= dU = c_V dT, \\ dq &= T dS = dU = c_V dT, \end{aligned}$$

или при $c_V = \text{const}$

$$q = \Delta U = c_V (T_2 - T_1), \quad Q_V = M c_V (T_2 - T_1).$$

Изменение энтропии в исходном процессе

$$\Delta S_V = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_V \frac{dT}{T},$$

или при $c_V = \text{const}$

$$\Delta S_V = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} = c_V \cdot \ln \frac{P_2}{P_1}. \quad (1.62)$$

В P-V-диаграмме (рис. 1.5) при $dV = 0$: 1-2 – процесс нагрева, 1-2' – процесс охлаждения.

В T-S-диаграмме (рис. 1.6) уравнение (1.62) изображается логарифмической кривой 1-2 (1-2'): 1-2 – энтропия возрастает, тепло сообщается газу и он нагревается, 1-2' – энтропия убывает, тепло отводится и газ охлаждается.

Площадь под кривой 1-2 (1-2') графически изображает количество подведенного (отведенного) тепла, тогда ориентировочно

$$q_v = \Delta U = 0,5 (T_1 + T_2) \Delta S_v.$$

Изобарный процесс: $P = const$ ($dP = 0$), $V = var$, $T = var$.

Из характеристического уравнения при $P = const$ следует

$$V/T = const; \quad V_2/V_1 = T_2/T_1 = const, \quad (1.63)$$

т.е. объем газа изменяется пропорционально термодинамической температуре. Для проведения обратимого процесса требуется, как и в изобарном процессе, множество источников теплоты разной температуры.

Изобарный процесс в P-V-диаграмме представлен на рис. 1.7: 1-2 – расширение газа ($dV > 0$, $dq > 0$), 1-2' – сжатие ($dV < 0$, $dq < 0$). Работа рас-

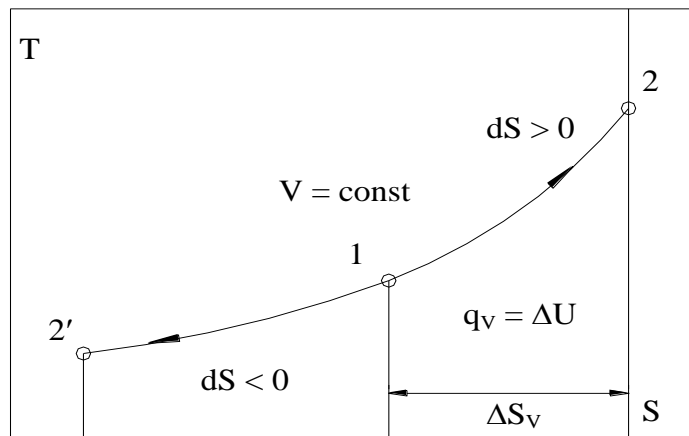


Рисунок 1.6 – T-S-диаграмма

ширения (сжатия) при этом записывается в виде

$$A = \int_{\mathcal{G}_1}^{\mathcal{G}_2} p d\mathcal{G} = p \cdot (\mathcal{G}_2 - \mathcal{G}_1) = R \cdot (T_2 - T_1) = R \cdot \Delta T, \quad (1.64)$$

т.е. газовая постоянная R представляет собой работу, производимую в изобарном процессе 1 кг газа при его нагревании на 1 градус.

Теплота, сообщаемая газу в изобарном процессе, может быть выражена через изобарную теплоемкость c_P уравнением

$$q_P = c_P (T_2 - T_1); dq = c_P dT. \quad (1.65)$$

Для M , кг или V , м³ газа

$$Q_P = M c_P (T_2 - T_1) = V_H c'_P (T_2 - T_1).$$

Исходя из второй записи первого закона термодинамики (1.55), при

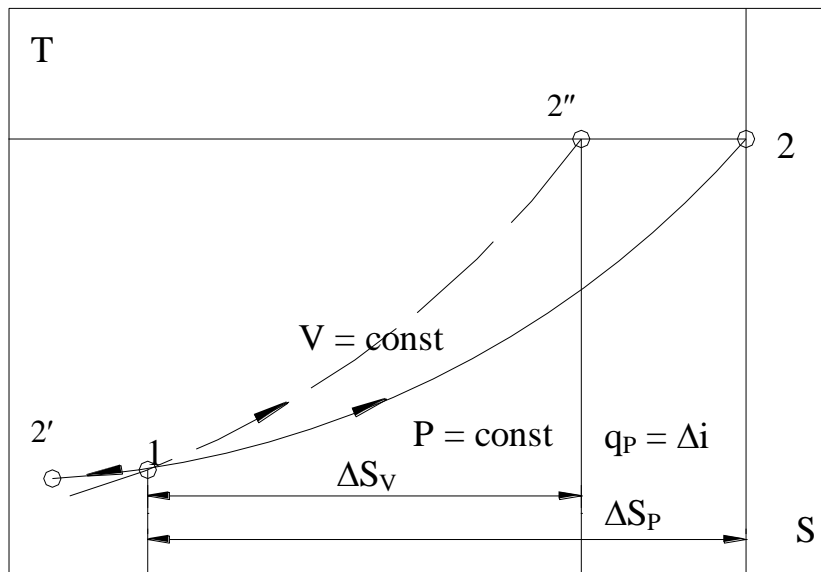


Рисунок 1.7 – P-V-диаграмма
Рисунок 1.8 – T-S-диаграмма

$P = const$ получаем, что $di = dq$, т.е.

$$q_P = c_P (T_2 - T_1) = i_2 - i_1, \\ dq_P = di = c_P dT. \quad (1.66)$$

Таким образом, теплота, подведенная к рабочему телу при изобарном процессе приводит к увеличению его энтальпии и расходуется на изменение внутренней энергии, а также совершение работы

Если вспомнить

$$dq = T dS = di = c_P dT,$$

то при $c_P = const$

$$\Delta S_P = S_2 - S_1 = \int_{T_1}^{T_2} c_P \cdot \frac{dT}{T} = c_P \cdot \ln \frac{T_2}{T_1},$$

т.е. в T-S-координатах изобарный процесс изображается (рис. 1.8) логарифмической кривой 1-2 (при $\Delta S > 0$) и 1-2' ($\Delta S < 0$). При возрастании

энтропии тепло подводится ($T_2 > T_1$), при убывании – отводится ($T_2 < T_1$). Количество подводимого (отводимого) тепла графически изображает (рис. 1.8) площадь под кривой процесса ($q_P = \Delta i$).

Из сопоставления выражений $\Delta S_V = c_V \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$, и $\Delta S_P = c_P \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$ следует,

что $\Delta S_P > \Delta S_V$, т.к. $c_P > c_V$ (в соответствии с уравнением Майера $c_P - c_V = R$). Т.е., в T-S-диаграмме изохора (1-2'') всегда круче изобары (1-2).

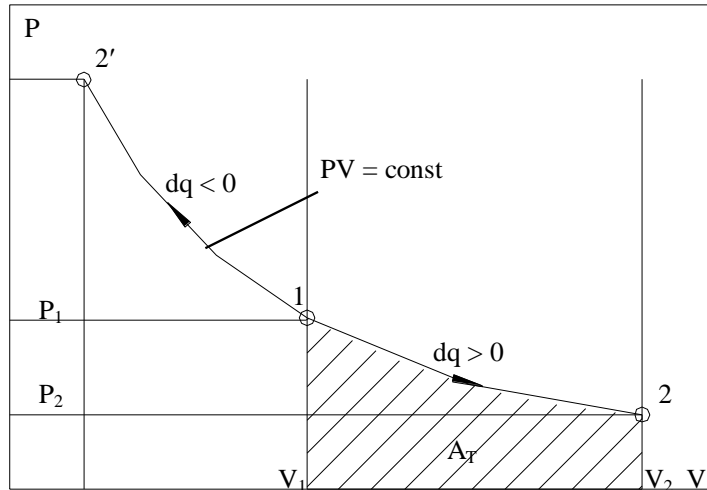


Рисунок 1.9 – P-V-диаграмма

Изотермический процесс: $T = const$ ($dT = 0$), $P = var$, $V = var$.

Возможен при наличии достаточно мощного источника тепла. Из уравнения состояния следует, что при $T = const$

$$P \cdot V = const; \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_2}{V_1} = const, \quad (1.67)$$

Т.к. $dT = 0$, то из выражения $dU = c_V dT$ и $di = c_P dT$, следует, что внутренняя энергия и энтальпия при изотермическом процессе не меняются. Теплота, подведенная к рабочему телу, расходуется на совершение работы $q_T = A_T$, $dq_T = dA_T$.

$$A = \int_{g_1}^{g_2} p d g = p \cdot g \int_{g_1}^{g_2} \frac{d g}{g}, \quad (1.68)$$

или

$$A_T = p g \ln \frac{g_2}{g_1} = R \cdot T \ln \frac{g_2}{g_1}.$$

В P-V диаграмме (рис 1.9): 1-2 – изотермический процесс расширения ($dV > 0, dq > 0$), 1-2' – сжатия ($dV < 0, dq < 0$).

Количество теплоты в T-S-диаграмме изображается (рис. 1.10) площадью прямоугольника высотой T и основанием ΔS_T

$$q_T = T \cdot \Delta S_T = R \cdot T \ln \frac{g_2}{g_1} = R \cdot T \ln \frac{P_1}{P_2} = A_T.$$

Из определения теплоемкости $c = \frac{dq}{dT}$ следует, что теплоемкость изотермического процесса $c_T = \pm \infty$.

Адиабатный процесс: $S = const, dq = 0, P = var, V = var, T = var$.

Протекает без отвода (подвода) теплоты. Если представить

$$dq = dq_1 + dq_{TP},$$

где dq_1 – изменение теплоты за счет теплообмена извне, а dq_{TP} – за счет внутреннего теплообмена, то адиабатный обратимый процесс, при котором $dq_1 = 0$ и $dq_{TP} = 0$, называется изоэнтропийным. При $dq_1 = 0$, а $dq_{TP} \neq 0$ – необратимый адиабатный процесс.

Для изоэнтропийного процесса, исходя из первого закона термодинамики

$$dU + dA = 0, \tag{1.69}$$

т.е. работа может совершаться только в результате изменения внутренней энергии газа.

Если представить (1.69) в виде

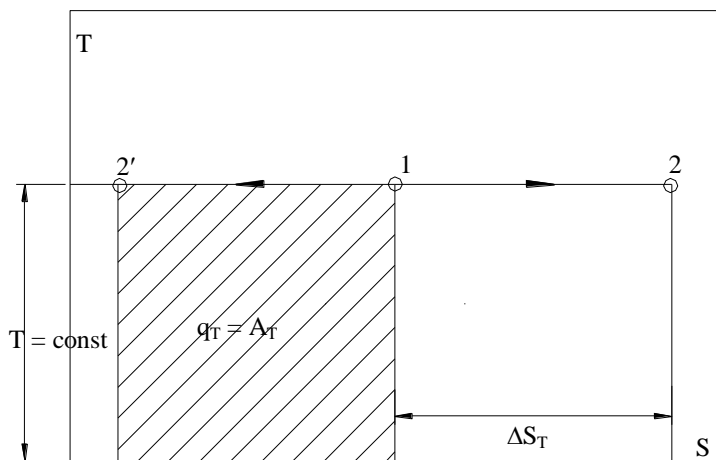


Рисунок 1.10 – T-S-диаграмма

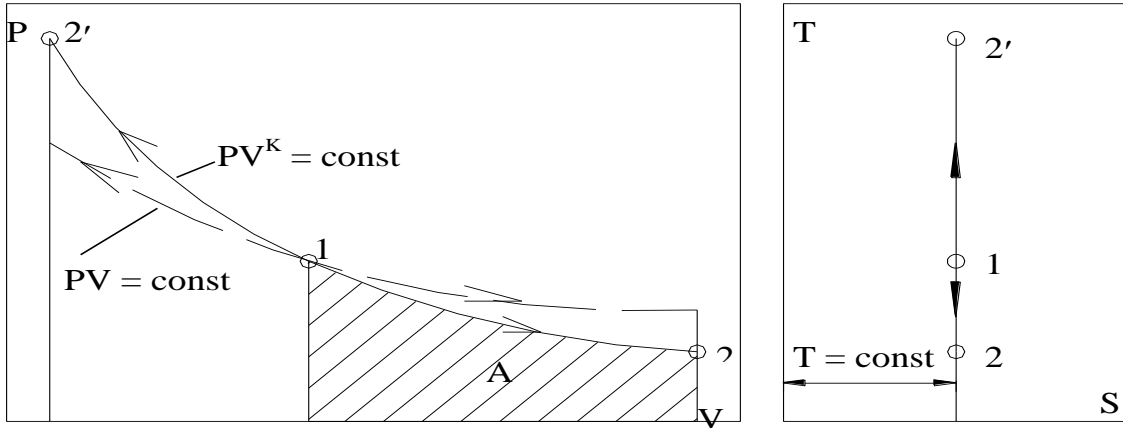


Рисунок 1.11 – P-V-диаграмма

$$c_v dT + p d\mathcal{G} = 0$$

и учесть $p\mathcal{G} = R T$, то

$$c_v \frac{dT}{T} + R \frac{d\mathcal{G}}{\mathcal{G}} = 0. \quad (1.70)$$

Из уравнения Майера ($c_p - c_v = R$) находим $\frac{R}{c_v} = \frac{c_p}{c_v} - 1 = k - 1$, где

$k = \frac{c_p}{c_v} > 1$ – показатель адиабаты (изоэнтропы). Тогда

$$\frac{dT}{T} + (k - 1) \frac{d\mathcal{G}}{\mathcal{G}} = 0. \quad (1.71)$$

После интегрирования (1.71) получим

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}; \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k,$$

т.е.
$$pV^k = const. \quad (1.72)$$

Выражение (1.72) представляет уравнение адиабаты в системе координат P-V (рис. 1.11) при постоянной теплоемкости ($c_v = const$) для идеального газа.

Работа 1 кг газа в адиабатном процессе (с учетом сказанного выше)

$$A = \frac{1}{k-1} (p_1 \mathcal{G}_1 - p_2 \mathcal{G}_2), \quad A = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2)$$

или для M кг газа

$$A = \frac{MR}{k-1} (T_1 - T_2) \quad (1.73)$$

Политропный процесс. Изменение состояния идеального газа при любом, но постоянном на протяжении всего процесса, значении теплоемкости. Т.е. в нем распределение теплоты между значениями, характеризующими изменение внутренней энергии и работой газа, остается неизменным

$$\frac{dU}{dq} = \frac{c_V dT}{cdT} = const,$$

где c – постоянная для данного процесса теплоемкость.

Исходя из уравнения первого закона термодинамики в виде $dq = c_V dT + pdV$, можно получить уравнение политропного процесса

$$cdT = c_V dT + pdV; (c - c_V)dT - pdV = 0 \quad (1.74)$$

Из $PV = RT$, $dT = \frac{1}{R}(PdV + VdP)$, тогда $\frac{c - c_V}{R}(PdV + VdP) - PdV = 0$, $(c - c_P)PdV + (c - c_V)VdP = 0$. Если обозначить $(c - c_P)/(c - c_V) = n$, тогда $nPdV + VdP = 0$,

$$n \frac{dV}{V} + \frac{dP}{P} = 0; n \ln V + \ln P = 0; PV^n = const, \quad (1.75)$$

при произвольном, постоянном для данного процесса значении n . Величина n называется показателем политропы. Т.к. $\frac{c_P}{c_V} = k$, то

$$c = c_V \frac{n - k}{n - 1}. \quad (1.76)$$

Если в (1.61) подставить значение n для рассмотренных выше процессов идеального газа, получим:

- для изохорного: $n = \infty$; $c = c_V \frac{\left(1 - \frac{k}{\infty}\right)}{\left(1 - \frac{1}{\infty}\right)} = c_V$;
- для изобарного: $n = 0$; $c = k \cdot c_V = c_P$;
- для изотермического: $n = 1$; $c = \infty$;
- для адиабатного: $n = k$; $c = 0$.

Для процессов расширения

- 1) $n < 1$ – теплота подводится ($q > 0$), внутренняя энергия газа увеличивается ($\Delta U > 0$);
- 2) $k < n < 1$ – теплота подводится ($q > 0$), внутренняя энергия газа уменьшается ($\Delta U < 0$);

3) $n > k$ – теплота отводится ($q < 0$), внутренняя энергия газа уменьшается ($\Delta U < 0$).

Для процессов сжатия

1) $n < 1$ – теплота отводится, внутренняя энергия газа изменяется;

2) $k > n > 1$ – теплота отводится, внутренняя энергия газа увеличивается;

3) $n > k$ – теплота подводится, внутренняя энергия газа увеличивается.

Работа в политропном процессе

$$A = \frac{1}{n-1}(p_1 \mathcal{V}_1 - p_2 \mathcal{V}_2) = \frac{R}{n-1}(T_1 - T_2). \quad (1.77)$$

Количество теплоты в политропном процессе

$$q = c(T_2 - T_1) \text{ или } q = c_V \frac{n-k}{n-1}(T_1 - T_2). \quad (1.78)$$

Изменение энтропии

$$\Delta S = \frac{dq}{T} = c_V \frac{n-k}{n-1} \cdot \frac{dT}{T}; \quad \Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 dS = c_V \frac{n-k}{n-1} \int_1^2 \frac{dT}{T},$$

$$\Delta S = c_V \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (1.79)$$

Часть 2 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭНЕРГОТЕХНОЛОГИИ

2.1. Второй закон термодинамики

2.1.1. Содержание вопроса

При макрофизическом подходе к явлениям природы мы встречаемся со специфическими свойствами теплоты. Повседневный опыт дает основание утверждать, что невозможно возвращение какой-либо термодинамической системы (или рабочего тела) в первоначальное состояние без каких-либо изменений в окружающей ее среде. Первый закон термодинамики, утверждая взаимопревращаемость теплоты и работы, не ставит каких-либо ограничений в осуществлении этого процесса. Между тем повседневный опыт учит нас, что если превращение работы в теплоту не связано с какими-либо ограничениями, то обратный процесс – превращение

теплоты в работу – требует для своего осуществления определенных условий. Первому закону термодинамики не противоречит существование вечного двигателя второго рода, т.е. такой машины, в которой теплота, подведенная к ее рабочему телу, полностью превращалась бы в работу. Такой двигатель позволил бы практически, неограниченное количество теплоты окружающей нас атмосферы, водных бассейнов и земной коры превратить в работу. Однако создание такого двигателя невозможно не только практически, но и теоретически. Эти особенности теплоты, не противоречащие первому закону термодинамики, должны быть постулированы отдельно. Широкое обобщение особенностей теплоты, обнаруживаемых при макрофизическом подходе к явлениям природы, и составляет содержание второго закона термодинамики.

Если первый закон термодинамики характеризует процессы превращения энергии с количественной стороны, то второй закон термодинамики характеризует качественную сторону этих процессов. Следует подчеркнуть, что второй закон термодинамики, как и первый, является объективным законом природы и, следовательно, может быть сформулирован только на основании опыта, на основании человеческого познания природы.

Необратимость процессов является одним из вопросов, рассматриваемых при анализе второго закона термодинамики. Результаты термодинамических расчетов, без учета необратимости реально протекающих процессов, не согласуются с опытом, и поэтому, чтобы полнее вскрыть содержание второго закона термодинамики необходимо обсудить вопрос необратимости термодинамических процессов.

2.1.2. Необратимость термодинамических процессов

Обратимым термодинамическим процессом называется процесс, допускающий возвращение системы в первоначальное состояние без того, чтобы в окружающей среде остались какие-либо изменения. Это, в свою очередь, требует, чтобы при возвращении системы в первоначальное состояние, т.е. при обратном процессе, в любой момент времени система проходила через те же промежуточные термодинамические состояния,

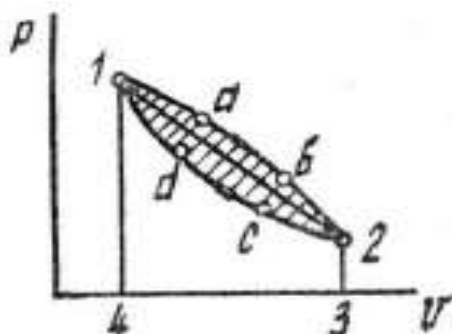


Рисунок 2.1

которые она проходила в прямом процессе. Если, например, при расширении газа в цилиндре от состояния 1 до 2 (рис.2.1) он проходил промежуточные термодинамические состояния a и b , то при сжатии от состояния 2 до 1 он должен проходить те же промежуточные состояния, но в обратной последовательности, т.е. b и a . Осуществление этого условия возможно только в том случае, если в каждый момент времени рабочее тело и окружающая его среда находятся в равновесном состоянии, т.е. во всех точках системы рабочее тело – окружающая среда наблюдается постоянство термодинамических параметров состояния. Невыполнение этого условия делает процесс необратимым. Следовательно, любой обратимый термодинамический процесс изменения состояния рабочего тела будет равновесным процессом. Однако в природе равновесных процессов не существует; чтобы в каком-либо термодинамическом процессе рабочее тело перешло из одного равновесного состояния в другое, необходимо нарушить это равновесное состояние; в этом случае в рабочем

теле возникнут возмущения в виде градиентов $\frac{\Delta\rho}{\rho}, \frac{\Delta p}{p}$ и $\frac{\Delta T}{T}$, на компен-

сацию которых будет затрачена часть энергии. В результате осуществления такого реального процесса в прямом и обратном направлении, хотя рабочее тело и придет в первоначальное состояние, в системе произойдут изменения: часть энергии будет безвозвратно потеряна на компенсацию указанных возмущений или, как говорят, на компенсацию потерь на внутреннее трение. Кроме того, в реальных процессах всегда будут безвозвратные потери энергии на компенсацию так называемого внешнего трения – сил трения на границе рабочее тело – окружающая среда. Таким образом, если в обратимом процессе расширения рабочего тела от состояния 1 до состояния 2 (рис.2.1) оно совершит работу равную пл.1-2-3-4, и эта работа целиком будет передана среде, то в необратимом процессе это рабочее тело для передачи среде того же количества энергии в форме работы должно совершить большую работу, равную пл.1- a - b -2-3-4; часть энергии, равная пл.1 a b 21, представляет собой компенсацию потери энергии на преодоление сил трения на границе рабочее тело – среда и сил трения внутри рабочего тела, обусловленную возмущениями в виде градиентов

$\frac{\Delta\rho}{\rho}, \frac{\Delta p}{p}$ и $\frac{\Delta T}{T}$, всегда имеющими место при переходе рабочего тела из од-

ного равновесного состояния в другое. Таким образом, пл. $1ab21$ представляет собой потерю энергии на необратимость при совершении работы на участке 1-2. При наличии трения как в прямом, так и обратном процессах, имеет место работа трения, а следовательно, в результате протекания этих процессов системе сообщится дважды теплота трения q_{mp} , эквивалентная работе трения e_{mp} . По этой причине необратимый адиабатный процесс не может быть изоэнтропным, что наглядно изображено на рис. 2.2. В конце необратимого адиабатного расширения рабочее тело характеризуется состоянием $2'$, а не 2, так как в результате этого процесса системе сообщится теплота трения q_{mp} . Если теперь осуществить необратимый процесс адиабатного сжатия до первоначальной температуры, то и в этом случае рабочее тело будет характеризоваться не точкой 1, а точкой $1'$, так как и в этом случае системе сообщится теплота q_{mp} . Таким образом, при протекании необратимого процесса неизменно возрастает энтропия и тем в большей степени, чем больше необратимость. Следовательно, энтропия является мерой необратимости термодинамических процессов. В самом деле, если для обратимого процесса

$$\partial E = \partial q - \partial e \text{ или } \partial q = \partial E + \partial e ,$$

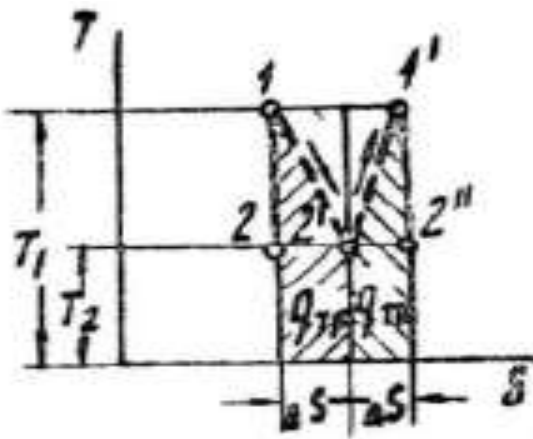


Рисунок 2.2

то, очевидно, для необратимого процесса $\partial E = \partial q + \partial q_{mp} - \partial e$ или $\partial q + \partial q_{mp} = \partial E + \partial e$, т.е. при передаче энергии от одного тела к другому часть ее в количестве, эквивалентном теплоте трения ∂q_{mp} , обесценивается, так как расходуется на работу трения $\partial e_{mp} = \partial q_{mp}$. Поскольку в обратимом процессе

$$\partial S^0 = \frac{\partial q}{T} < \partial S^{\text{необр}} = \frac{(\partial q + \partial q_{mp})}{T} ,$$

то в результате осуществления в системе необратимого процесса энтропия ее увеличится на величину

$$\partial S = \frac{\partial q + \partial q_{mp}}{T} - \frac{\partial q}{T} = \frac{\partial q_{mp}}{T} .$$

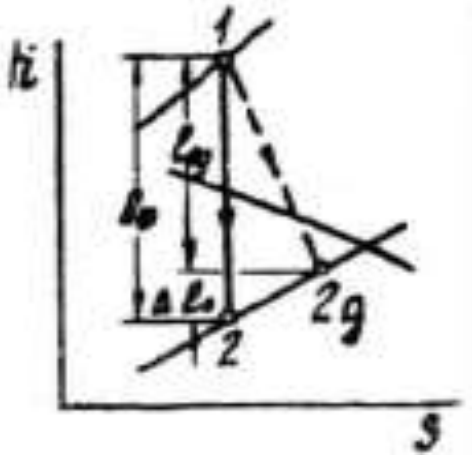


Рисунок 2.3

Из приведенного выше анализа следует, что «любой реальный самопроизвольный процесс является необратимым». Этот логический вывод из анализа протекания реальных термодинамических процессов является наиболее общей формулировкой второго закона термодинамики.

Рассмотрим примеры необратимых процессов.

2.1.3. Примеры необратимых процессов

Действительный процесс истечения

Рассмотрим действительный процесс истечения, т.е. с учетом необратимости процесса, обусловленной наличием внутреннего (вследствие вязкости) и внешнего трения (на границе рабочее тело – окружающая среда). Считаем по-прежнему процесс истечения адиабатным (отсутствие теплообмена с окружающей средой); однако вследствие необратимости при течении выделяется теплота трения $\delta q_{тр}$ и, как следствие этого, энтропия

потока увеличивается на величину $\partial S_{тр} = \frac{\partial q_{тр}}{T}$. В этом случае, как это показано на рис. 2.3, процесс истечения рабочего тела при изменении давления от p_1 до p_2 изобразится условной кривой 1-2g. Так как $h_2^v = h_2$, то действительная скорость истечения $w_g = \sqrt{2(h_1 - h_2^v)}$ будет меньше

$w_g = \sqrt{2(h_1 - h_2)}$ теоретической и поэтому можно написать, что

$$w_g = \varphi w, \quad (2.1)$$

где φ – так называемый скоростной коэффициент, величина которого меньше единицы. Экспериментально установлено, что для шлифованных и спрофилированных сопел $\varphi = 0,95 - 0,98$, а для цилиндрических совершенно необработанных насадок в среднем $\varphi = 0,9$.

Потеря энергии потока на преодоление трения может быть выражена как

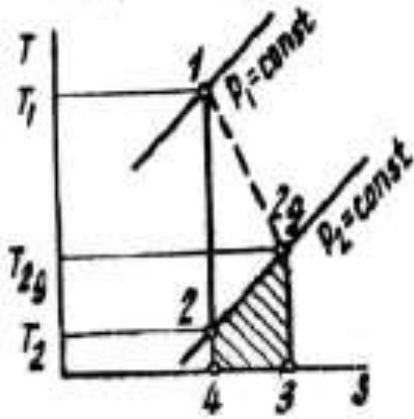


Рисунок 2.4

$$\Delta E_{mp} = \frac{w_2^2 - (w_2^v)^2}{2} = \frac{w_2^2 - (\varphi w_2)^2}{2} = \frac{w_2^2}{2} (1 - \varphi^2), \quad (2.2)$$

Величина $(1 - \varphi^2)$ называется коэффициентом потери энергии и обозначается греческой буквой ξ .

С другой стороны:

$$\Delta E_{mp} = \frac{w_2^2 - (w_2^v)^2}{2} = \frac{(\sqrt{2(h_1 - h_2)})^2 - (\sqrt{2(h_1 - h_2^v)})^2}{2} = h_2^v - h_2 \quad (2.3)$$

Совмещая уравнения (2.2) и (2.3) между собой, получим

$$\frac{w_2^2}{2} (1 - \varphi^2) = h_2^v - h_2$$

откуда
$$h_2^v = h_2 + (1 - \varphi^2) \frac{w_2^2}{2} = h_2 + \xi \frac{w_2^2}{2}, \quad (2.4)$$

Аналогично графику « $h-s$ » на рис. 2.4 в системе координат « $T-s$ » теоретический процесс адиабатного истечения изобразится прямой 1-2, а действительный – условной кривой 1-2g. Из рисунка видно, что площадь под кривой процесса 1-2g представляет собой работу преодоления сил трения, которая необратимо превращается в теплоту q_{mp} , усваиваемую рабочим телом, вследствие чего его температура в конце процесса истечения T_2^v будет больше температуры в конце обратимого процесса истечения T_2 . Оче-

видно
$$q_{mp} = \int_{S_1}^{S_1^v} T \partial S.$$

Площадь под отрезком 2-2g представляет собой потерю кинетической энергии потока в результате трения ΔE_{mp} . В самом деле, эта площадь равна

$$\int_{T_2}^{T_2^v} T \partial S.$$

Но $T \partial S = \partial q = \partial h - v \partial p$ и так как отрезок 2-2g есть изобара, то $T \partial S = \partial q_p = \partial h$ и, следовательно:

$$\int_{T_2}^{T_2^v} T \partial S = \int_{h_2}^{h_2^v} \partial h = h_{2g}^v - h_2 = \Delta E_{mp} \quad (2.5)$$

Из сравнения пл.1-2g-3-4-1 и пл.2-2g-3-4 следует, что потеря кинетической энергии потока вследствие необратимости процесса ΔE_{mp} является лишь частью q_{mp} , другая часть q_{mp} , равная пл. 1-2g-2-1, усваиваясь рабочим телом, вновь превращается в работу. Совмещая уравнение (2.5) с (2.2), получим для газового потока

$$\frac{w_2^2}{2} (1 - \varphi^2) = h_2^v - h_2 = q_{mp} = c_{pm} (T_2^v - T_2),$$

откуда
$$T_2^v = T_2 + \frac{w_2^2}{2c_{pm}} (1 - \varphi^2). \quad (2.6)$$

Величина v_2^v найдется для газов, подчиняющихся уравнению Менделеева-Клапейрона, как

$$\frac{RT_2^v}{p_2};$$

для остальных газов и паров – по соответствующим таблицам для значений p_2 и h_2^v . Для водяных паров значение v_2^v проще всего найти из диаграммы $h-s$ в точке p_2 и h_2^v .

Действительный процесс в диффузоре

В необратимом процессе адиабатного сжатия рабочего тела в диффузоре от p_1 до p_2 процесс будет происходить с подводом к этому телу тепла трения q_{mp} , вследствие чего энтропия его возрастет до значения S_{2g} (рис.2.5). В этом случае затрата работы в диффузоре на сжатие рабочего тела будет равна $e_{диф}^v = e_{диф} + q_{mp}$ + пл.1-2-2g-1. Дополнительная затрата работы, равная пл.1-2-2g-1, как это видно из рис.2.5 и рис.2.6, обусловлена тем, что вследствие $T_2^v > T_2$ действительный удельный объем в конце сжатия V_{2g} больше теоретического V_2 , и поэтому действительная кривая сжа-

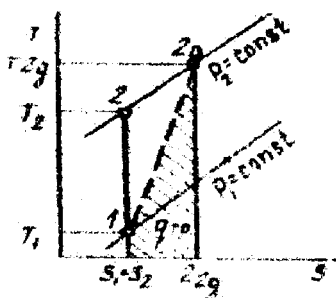


Рисунок 2.5

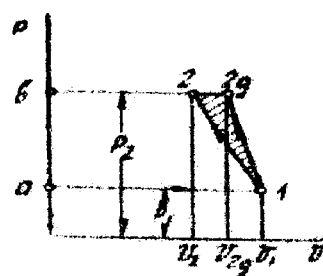


Рисунок 2.6

тия 1-2g в системе координат p - v круче обратимой адиабаты 1-2. Таким образом, потеря энергии в диффузоре больше работы трения.

Дросселирование газов и паров

Если на пути потока имеется местное сопротивление в виде резкого сужения проходного сечения (рис. 2.7) то при прохождении этого сопротивления рабочим телом давление его понижается на величину $\Delta p = p_1 - p_2$. Процесс, в котором рабочее тело в результате прохождения местного сопротивления понижает свое давление без совершения работы или отвода тепла, называется дросселированием. Это типичный необратимый процесс, и, следовательно, всегда сопровождается возрастанием энтропии. Рассматривая процесс дросселирования без подвода тепла извне в соответствии с рис.2.7 и уравнением потока, можно написать, что

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = h_2 - h_1 \quad (2.7)$$

Обычно изменение скорости потока до и после местного сопротивления ничтожно мало и им можно пренебречь. Очевидно в этом случае $h_2 = h_1$, т.е. в результате дросселирования энтальпия рабочего тела не изменяется.

Для идеального газа $h_2 - h_1 = c_p(T_2 - T_1) = 0$ означает, что для него $T_2 = T_1$, т.е. в результате дросселирования идеального газа его температура не изменяется. У реальных газов и паров наблюдаются следующие три случая: $\partial T = 0$, $\partial T < 0$ и $\partial T > 0$. Так как при дросселировании во всех случаях $\partial p < 0$, то в общей зависимости

$$\partial T = \alpha \partial p, \quad (2.8)$$

значение зависит от значения α – так называемого коэффициента адиабатного дросселирования или дифференциального дроссель-эффекта.

Явление изменения температуры при адиабатном дросселировании называют эффектом Джоуля-Томсона. Значение α найдем следующим образом. Совмещая между собой дифференциальное уравнения тепла $\partial q = \partial h - v \partial p$ и

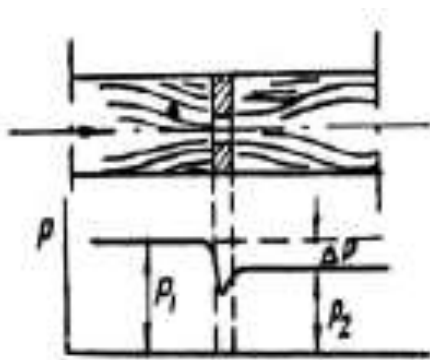


Рисунок 2.7

$$\partial q = C_p \partial T - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \partial p, \quad (2.9a)$$

получим

$$\partial h = C_p \partial T + \left[V - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] \partial p, \quad (2.9)$$

которое для случая дросселирования, т.е. при $\partial h = 0$, можно переписать в виде

$$\partial T = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - V}{C_p} \partial p. \quad (2.10)$$

Сравнивая формулы (2.8) и (2.10) между собой, получим

$$\alpha = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - V}{C_p}. \quad (2.11)$$

Из формул (2.10) и (2.11) следует, что при $T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p > V, \partial T < 0$, т.е. при дросселировании рабочее тело охлаждается; это явление называют положительным эффектом Джоуля-Томсона; при $T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p < V, \partial T > 0$, т.е. при дросселировании рабочее тело нагревается (отрицательный эффект Джоуля-Томсона); и, наконец, при $T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = V, \partial T = 0$, т.е. в результате дросселирования рабочее тело не меняет своей температуры; эта температура называется температурой инверсии и обозначается $T_{инв}$. Следовательно,

$$T_{инв} = V \left(\frac{\partial T}{\partial v} \right)_p.$$

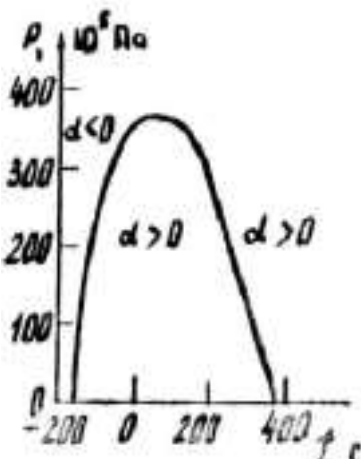


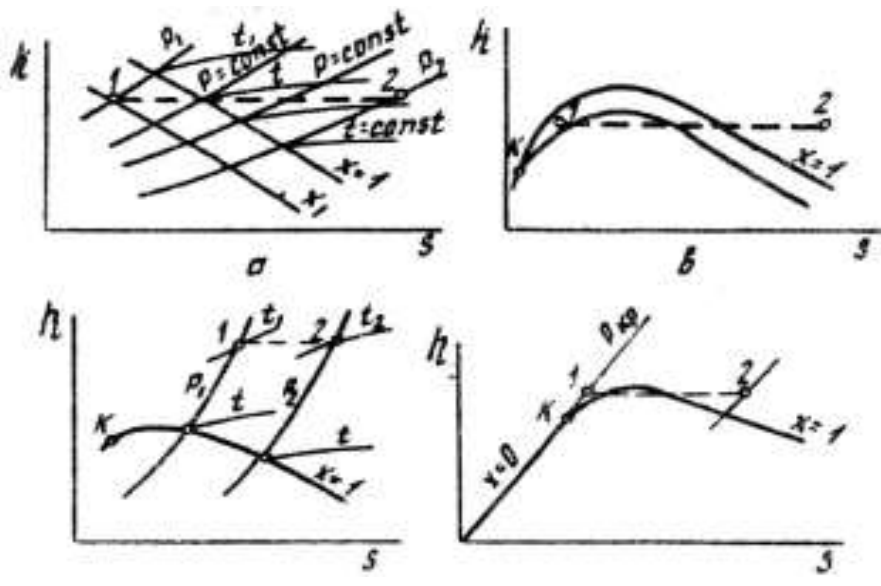
Рисунок 2.8

Геометрическое место точек температур инверсии на диаграмме $p-T$ дает инверсионную кривую. Так как точки кривой инверсии удовлетворяется уравнением (2.12), то, используя его и

уравнение состояния данного рабочего тела, можно построить для него инверсионную кривую. В качестве примера на рис. 2.8 приведена инверсионная кривая для азота. Во всей области, заключенной внутри инверсионной кривой, $\alpha > 0$ и, следовательно, в ней при дросселировании азота он будет охлаждаться. Вне этой области $\alpha < 0$ и поэтому здесь при дросселировании азот будет нагреваться. Таким образом, дросселирование газообразного азота при всех значениях начальной температуры $T_1 < T_{инв}$, будет сопровождаться его охлаждением, а при $T_1 > T_{инв}$, наоборот, нагреванием. Поскольку для других рабочих тел кривые инверсии имеют аналогичный характер, то можно утверждать, что для всех веществ, находящихся в газообразном состоянии, при $T_1 < T_{инв}$ дросселирование сопровождается охлаждением, а при $T_1 > T_{инв}$ – нагреванием вещества. Если для данного рабочего тела справедливо уравнение Ван-дер-Ваальса, то, как показывают соответствующие расчеты, в точке максимума инверсионной кривой $V_{max} = V_{кр}$, $p_{max} = 9p_{кр}$ и $T_{max} = 3T_{кр}$. Кривая инверсии при давлении $p = 0$ пересекается с осью температур в двух точках: слева – при $T_{01} = 0,75T_{кр}$ и справа – при $T_{02} = 6,75T_{кр}$. Значения T_{02} для реальных газов хорошо согласуются с величиной $6,75T_{кр}$.

У водяного пара $T_{кр} = 647$ К, и поэтому температура инверсии его должна быть равна примерно 4400 К. При этой температуре водяной пар полностью диссоциирован, и поэтому дросселирование водяного пара всегда сопровождается его охлаждением. На рис.2.9 представлены процессы

дросселирования водяного пара различного яния в ме координат $h-s$. Эти процессы, необра- про- условно тирными



лиро- водя- ра раз- состо- систе- динат про- как тимые, дены пунк- лини-

Рисунок 2.9

ями. Из рисунка видно, что:

а) во всех случаях в результате дросселирования температура пара понижается; б) влажные пары невысокого давления при дросселировании подсушиваются и становятся перегретыми; в) перегретые пары невысокого давления остаются перегретыми после дросселирования; г) влажные пары высокого давления при дросселировании сначала увлажняются, а затем подсушиваются, становясь перегретыми; д) перегретые пары высокого давления и невысокой температуры перегрева при дросселировании сначала превращаются в сухой насыщенный пар, далее увлажняются, затем подсушиваются и становятся перегретыми, но низкого давления и температуры.