

К.В. Тихомиров

**Теплотехника, теплогазоснабжение и
вентиляция**

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 62-63
ББК 30.6
К11

К11 **К.В. Тихомиров**
Теплотехника, теплогасоснабжение и вентиляция / К.В. Тихомиров – М.: Книга по Требованию, 2023. – 268 с.

ISBN 978-5-458-42015-0

В книге освещены теоретические основы дисциплины, а также обширный практический опыт в области теплогасоснабжения и вентиляции зданий. Последовательно рассмотрены основные положения проектирования и устройства систем теплогасоснабжения и вентиляции, приведены расчеты их отдельных элементов. Большое внимание уделено вопросам увязки систем отопления, вентиляции и газоснабжения со строительными конструкциями зданий, освещается влияние архитектурно-планировочного решения на отопительно-вентиляционные устройства, приводится технико-экономическое сравнение различных способов отопления. Кроме того, рассмотрены такие практически важные вопросы, как теплогасоснабжение строительства, сушка строящихся зданий, а также мероприятий против шума механических систем вентиляции. Книга является учебником для студентов строительных и политехнических институтов, обучающихся по специальности «Промышленное и гражданское строительство».

ISBN 978-5-458-42015-0

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2023
© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2023

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первоизданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

Значение газовой постоянной берут из таблиц, приведенных в специальной литературе, или определяют вычислением.

В практических расчетах нередко уравнение состояния газа (I.9) принимается в виде

$$p = RT/V = \rho RT. \quad (I.15)$$

В теплотехнике гораздо чаще приходится иметь дело не с однородным газом, а со смесью нескольких газов (например, воздуха, природного газа, продуктов сгорания топлива и др.). Под смесью идеальных газов понимается механическая смесь различных газов при условии отсутствия в них химических реакций, т. е. химически между собой не взаимодействующих. Смесь идеальных газов тоже подчиняется всем законам, относящимся к идеальным газам.

Для удобства решения практических задач со смесями газов введено понятие о кажущейся молекулярной массе смеси газов. Под последней понимается средняя масса из действительных молекулярных масс отдельных компонентов, составляющих смесь.

Кажущаяся молекулярная масса смеси газов может быть определена из уравнения

$$\mu_{см} = r_1 \mu_1 + r_2 \mu_2 + r_3 \mu_3 + \dots + r_n \mu_n = \sum_i r_i \mu_i, \quad (I.16)$$

где $r_1, r_2, r_3, \dots, r_n$ — объемные доли компонентов.

Уравнение состояния смеси газов выводится на основании уравнений состояния отдельных компонентов смеси и имеет вид

$$pV = GR_{см} T, \quad (I.17)$$

где $R_{см}$ — газовая постоянная смеси.

Для того чтобы можно было пользоваться уравнением (I.17), следует определить величину газовой постоянной смеси $R_{см}$. Если известны массовые доли отдельных компонентов смеси, то газовая постоянная ее может быть определена по уравнению

$$R_{см} = g_1 R_1 + g_2 R_2 + g_3 R_3 + \dots + g_n R_n = \sum_i g_i R_i, \quad (I.18)$$

где $g_1, g_2, g_3, \dots, g_n$ — массовые доли компонентов.

Газовую постоянную смеси, Дж/(кг·К), можно найти также по формуле

$$R_{см} = 8314,9/\mu_{см}. \quad (I.19)$$

Например, для одной из самых распространенных смесей — для воздуха $\mu_{см} = 28,97$ кг/кмоль, а следовательно, $R_{см} = 287,7$ Дж/(кг·К).

§ 4. Теплоемкость. Количество тепла

Теплоемкостью тела называется количество тепла, необходимое для нагрева тела на 1° .

Теплоемкость измеряется энергетическими единицами — джоулем (Дж) на градус стоградусной шкалы температур; в технических расчетах чаще применяется более крупная единица — килоджоуль (кДж). Если теплоемкость относят к какой-либо единице количества вещества (кг, м^3 , кмоль), то такая теплоемкость называется удельной и ее единица соответственно будет кДж/(кг·К), кДж/(м^3 ·К), кДж/(кмоль·К).

В зависимости от выбранной количественной единицы вещества различают массовую c , объемную c' и киломолярную μc теплоемкости. Между ними имеют место следующие соотношения:

$$q' = \mu c / 22,41; \quad c' = \rho c. \quad (I.20)$$

Если единице количества вещества сообщить (или отвести) тепло q и если при этом происходит изменение температуры от t_1 до t_2 , то отношение q к данной разности температур представляет собой среднюю теплоемкость вещества в пределах от t_1 до t_2 :

$$c_m = q/(t_2 - t_1). \quad (1.21)$$

Среднюю теплоемкость кроме обозначения c_m часто обозначают $c_m^{t_1, t_2}$.

Предел отношения q к разности температур при ее стремлении к нулю представляет собой истинную теплоемкость, аналитическое выражение для которой можно записать так:

$$c = dq/dt. \quad (1.22)$$

В соответствии с определениями истинной и средней теплоемкости можно написать следующие выражения для теплоты, сообщенной 1 кг газа:

а) при бесконечно малом изменении температуры газа, кДж/кг,

$$dq = c dt; \quad (1.23)$$

б) при изменении температуры газа от t_1 до t_2 , кДж/кг,

$$q = c_m (t_2 - t_1). \quad (1.24)$$

т. е. количество тепла, сообщенное 1 кг газа, равно произведению теплоемкости газа в данном процессе на изменение его температуры. Для нагревания массы G , кг, от температуры t_1 до температуры t_2 потребуются тепла Q , кДж:

$$Q = Gc_m (t_2 - t_1). \quad (1.25)$$

Если количество газа выражается в объемных единицах (м^3), то количество тепла Q , кДж, необходимое для нагревания его от температуры t_1 до температуры t_2 , можно подсчитать по формуле

$$Q = Vc_m^* (t_2 - t_1). \quad (1.26)$$

Если же количество газа выражается в киломолях, то

$$Q = \mu c_m \frac{G}{\mu} (t_2 - t_1). \quad (1.27)$$

Особое значение для нагревания (или охлаждения) газа имеют условия, при которых происходит процесс подвода (или отвода) тепла. В теплотехнике наиболее важным является:

нагревание (или охлаждение) при постоянном объеме (рис. 1.2, а);

нагревание (или охлаждение) при постоянном давлении (рис. 1.2, б).

Теплоемкость в первом случае называется изохорной, а во втором — изобарной и обозначается соответственно c_v и c_p .

Связь между этими теплоемкостями устанавливается уравнением Майера

$$c_p - c_v = R. \quad (1.28)$$

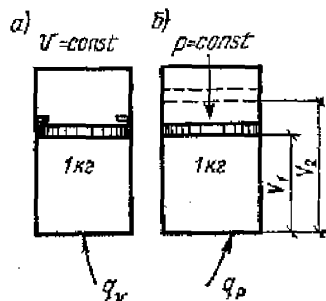


Рис. 1.2. Два способа подвода тепла

При нагревании 1 кг газа на 1°C при постоянном объеме сообщаемая газу теплота — теплоемкость c_v — расходуется только на увеличение внутренней энергии газа, так как внешняя работа не совершается.

При нагревании же 1 кг газа на 1°C при постоянном давлении объем газа возрастает и сообщаемое газу тепло — теплоем-

кость c_p расходуется не только на увеличение внутренней энергии газа, но и на совершение работы расширения. Поэтому теплоемкость c_p всегда больше, чем теплоемкость c_v , на величину работы, совершаемой 1 кг газа при нагревании его на 1°C при постоянном давлении.

Теплоемкости смеси газов могут быть определены по следующим формулам:

массовая

$$c_{см} = g_1 c_1 + g_2 c_2 + g_3 c_3 + \dots + g_n c_n = \sum_i^n g_i c_i; \quad (1.29)$$

объемная

$$c'_{см} = c'_1 r_1 + c'_2 r_2 + c'_3 r_3 + \dots + c'_n r_n = \sum_i c'_i r_i; \quad (1.30)$$

Глава 2. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ГАЗОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

§ 5. Понятие о термодинамических процессах

В процессе преобразования тепла в работу участвует рабочее тело, состояние которого изменяется. Непрерывное изменение состояния рабочего тела в результате взаимодействия его с окружающей средой называется термодинамическим процессом или сокращенно процессом.

Различают равновесные (квазистатические) и неравновесные процессы. Процесс, протекающий при значительной разности температур и давлений окружающей среды и рабочего тела и создающий неравномерное распределение температуры и давлений по всей массе рабочего тела, называется неравновесным. Если же процесс происходит бесконечно медленно и при ничтожно малой разности температур окружающей среды и рабочего тела, то можно достигнуть равномерного распределения как температуры, так и давления по всей массе рабочего тела. Такой процесс называется равновесным.

На рис. 1.3 изображен некоторый равновесный процесс изменения состояния газа. Равновесный процесс, проходящий в направлении от состояния 1 к состоянию 2 через промежуточные точки a, b, c и т. д. и связанный с расширением рабочего тела, называется прямым процессом, а равновесный процесс, проходящий в направлении от состояния 2 к состоянию 1 через те же точки, что и в прямом процессе, но связанный со сжатием рабочего тела, — обратным процессом.

Процессы, протекающие в прямом и обратном направлениях через одни и те же промежуточные точки, называются обратимыми. Для обратимого процесса необходимы следующие условия: отсутствие химических реакций в рабочем теле; отсутствие внутреннего и внешнего трения; наличие бесконечно большого числа механических и термических равновесных состояний; бесконечно медленное изменение состояния рабочего тела.

Примером такого идеализированного обратимого процесса может служить цикл Карно, рассматриваемый в § 12.

Если в результате протекания прямого, а затем обратного процессов происходят изменения, не удовлетворяющие условиям обратимости процессов, и рабочее тело не приводится к исходному состоянию одновременно с возвращением к этому состоянию всех взаимодействующих

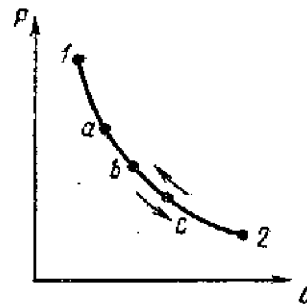


Рис. 1.3. Равновесный процесс изменения состояния газа

щих тел, то такие процессы называются необратимыми. К необратимым процессам относится процесс сгорания топлива, передача тепла от горячих тел к менее нагретым и т. д. Все реальные процессы протекают с конечной скоростью. Они сопровождаются трением, диффузией и теплообменом при конечной разности между температурами системы и внешней среды. Следовательно, все они неравновесны и необратимы.

Степень необратимости разнообразных реальных процессов различна. В предельном — идеальном — случае степень необратимости становится бесконечно малой, а процесс обратимым. Связь между обратимыми и действительными процессами устанавливается введением поправочных коэффициентов, найденных экспериментально при изучении действительных процессов.

§ 6. Внутренняя энергия рабочего тела

В технической термодинамике под величиной внутренней энергии понимают запас энергии в теле, обусловленный тепловым (хаотическим) движением молекул. Таким образом, внутренняя энергия зависит от интенсивности поступательного и вращательного движения молекул, внутримолекулярных колебательных движений атомов молекул и от взаимного расположения (взаимодействия) молекул.

Кинетическая энергия поступательного и вращательного движения молекул, а также энергия внутримолекулярных колебательных движений атомов, как это доказывается в кинетической теории вещества, зависят только от температуры. Если принять, что влияние сил взаимодействия между молекулами равно нулю, т. е. рассматривать идеальный газ, то величина внутренней энергии

$$u = f(t), \quad (I.31)$$

где u — внутренняя энергия 1 кг массы газа.

Это положение с достаточной для практики точностью может быть принято и для реальных разреженных газов, которые по своим свойствам близки к идеальным.

Изменение внутренней энергии рабочего тела не зависит от его промежуточных состояний и определяется полностью величиной его начальных и конечных параметров

$$\Delta u = u_2 - u_1, \quad (I.32)$$

где u_1 — значение внутренней энергии в начальном состоянии, Дж/кг;
 u_2 — значение внутренней энергии в конечном состоянии, Дж/кг.

Во всех термодинамических процессах, если $v = \text{const}$, т. е. рабочее тело не расширяется и не совершает работы, сообщаемое ему тепло $q = c_v(T_2 - T_1)$ идет только на увеличение его внутренней энергии, т. е.

$$u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1). \quad (I.33)$$

Для бесконечно малого изменения состояния $du = c_v dt$. Внутренняя энергия тела является параметром состояния.

§ 7. Работа расширения и сжатия рабочего тела

Если рабочему телу сообщается тепло, то в общем случае изменяется не только внутренняя энергия, но при расширении рабочего тела совершается и механическая работа.

Для определения работы рабочего тела удобно воспользоваться графическим изображением процессов в координатах $p-v$. На рис. 1.4 в этой системе координат представлен процесс 1-2. Выделим участок

процесса, в котором происходит бесконечно малое изменение dv удельного объема рабочего тела. Давление на этом участке равно текущей ординате p . Тогда площадь элементарной заштрихованной трапеции df , принимаемой ввиду малости dv за прямоугольник, равна $p dv$.

Интегрируя эту величину по всему процессу 1—2, получаем

$$f = \int_1^2 p dv. \quad (1.34)$$

Произведение $p dv$ имеет размерность работы, производимой 1 кг рабочего тела, Дж/кг. Для наглядности можно представить, что 1 кг рабочего тела при состоянии 1 (p_1, v_1, T_1) расширится в цилиндре (см. рис. 1.4) до состояния 2 (p_2, v_2, T_2). Элементарная работа, совершаемая этим килограммом рабочего тела, при перемещении поршня на величину ds получится равной

$$dl = p F ds, \quad (1.34a)$$

где p — переменное давление газа на поршень, Па;
 F — площадь поршня, м²;
 s — перемещение поршня, м.

Так как $F ds = dv$, то $dl = p dv$.

Работа расширения l , Дж/кг, рабочего тела в процессе 1—2

$$l = \int_1^2 p dv. \quad (1.35)$$

Сравнив выражения (1.34) и (1.35), можно установить, что в системе координат $p-v$ площадь, ограниченная кривой процесса, двумя крайними ординатами и отрезком абсциссы между ними, графически выражает работу, совершенную 1 кг рабочего тела (газа) в данном процессе.

При уменьшении объема газа, когда поршень будет двигаться справа налево, получим процесс сжатия газа. Совершаемая при этом работа называется работой сжатия газа. Работу сжатия вычисляют по тем же формулам, что и работу расширения. В этом случае для l будут получаться отрицательные значения; это будет служить признаком того, что работа совершается внешней средой над газом.

Работа расширения считается положительной, а работа сжатия — отрицательной. В отличие от внутренней энергии работа зависит от характера протекания процесса и не является параметром состояния.

§ 8. Первый закон термодинамики

Первый закон термодинамики является частным случаем всеобщего закона сохранения и превращения энергии.

Этот закон устанавливает основные положения взаимопревращения тепла и механической работы, а также эквивалентность этих превращений. Если, например, в некотором термодинамическом процессе тепло полностью превращается в механическую работу L , то, согласно этому закону,

$$L/Q = I = \text{const},$$

где I — механический эквивалент тепла, обратная величина которого $1/I = A$ называется тепловым эквивалентом механической энергии (работы).

В системе единиц МКГСС $A = 1/427$ ккал/(кгс·м) и $I = 427$ кгс·м/ккал.

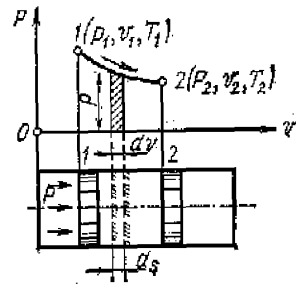


Рис. 1.4. Работа расширения рабочего тела в координатах $p-v$

В единицах СИ теплота и работа измеряются в джоулях (Дж), эквиваленты энергии становятся равными единице и $Q=L$.

В энергетике в качестве единицы работы или энергии широко применяется 1 киловатт-час (сокращенно 1 кВт·ч); $1 \text{ кВт}\cdot\text{ч}=3600 \text{ кДж}$.

Первый закон термодинамики обычно формулируют следующим образом: подводимое к рабочему телу тепло расходуется на изменение внутренней энергии и совершение работы. При исследовании термодинамических процессов первый закон термодинамики выражают в математической форме. Допустим, что в цилиндре с подвижным поршнем находится 1 кг рабочего тела (газа). Если к этому рабочему телу подвести q (Дж) тепла, то состояние его изменится (увеличатся температура и объем), поршень перейдет в другое положение и рабочее тело при этом совершит l (Дж) работы. Разница между количеством тепла, подведенного к рабочему телу, и совершенной им работой выражает изменение внутренней энергии тела.

Таким образом, можно написать

$$q - l = u_2 - u_1 \quad (1.36)$$

или

$$q = (u_2 - u_1) + l, \quad (1.37)$$

где q — количество тепла, подведенного к 1 кг газа, Дж;
 $u_2 - u_1$ — изменение внутренней энергии 1 кг газа, Дж;
 l — количество работы, совершаемой 1 кг газа, Дж.

Уравнение (1.37) представляет собой математическое выражение первого закона термодинамики для конечного изменения состояния рабочего тела (газа). Оно показывает, что подводимое к рабочему телу тепло расходуется на изменение внутренней энергии и на совершение работы.

Для бесконечно малого изменения состояния рабочего тела (газа) уравнение первого закона термодинамики имеет вид

$$dq = du + dl, \quad (1.38)$$

где dq — бесконечно малое количество тепла, Дж/кг;
 du — бесконечно малое изменение внутренней энергии рабочего тела, Дж/кг;
 dl — бесконечно малое количество совершаемой работы ($dl = p dv$), Дж/кг.

Если в термодинамическом процессе находится не один, а G кг рабочего тела, то количество участвующего в процессе тепла Q , Дж, будет равно

$$Q = Gq. \quad (1.39)$$

Количество совершаемой работы L , Дж,

$$L = Gl. \quad (1.40)$$

Изменение внутренней энергии, Дж,

$$U_2 - U_1 = G(u_2 - u_1). \quad (1.41)$$

В зависимости от характера процесса и его направления каждый из членов, входящих в уравнение (1.38), может быть положительным и отрицательным. Количество тепла, подведенного к рабочему телу, считается величиной положительной ($dq > 0$), а отведенного — отрицательной ($dq < 0$).

§ 9. Энтальпия газа

Уравнение первого закона термодинамики (1.37) можно написать и в следующем виде:

$$dq = du + p dv = du + p dv + v dp - v dp = d(u + pv) - v dp.$$

Величина $u + pv$ является параметром состояния, который обозначается через i , Дж/кг, и называется энтальпией:

$$i = u + pv, \quad (1.42)$$

Тогда

$$dq = di - vdp. \quad (1.43)$$

Уравнение (1.43) представляет собой, как и уравнение (1.38), аналитическое выражение первого закона термодинамики с той разницей, что вместо параметра состояния u введен параметр состояния i .

Понятию «энтальпия» можно дать следующее пояснение. Пусть в цилиндре под поршнем (рис. 1.5) находится 1 кг газа. На поршень сверху положен груз G , уравновешивающий давление газа p . Очевидно, что $G = pf$, где f — площадь поршня. Вся система находится в равновесии.

В этом случае энергия системы (1 кг газа и груз) будет равна:

$$u + Gh = u + pfh,$$

где u — внутренняя энергия газа;

Gh — потенциальная энергия груза, поднятого на высоту h .

Так как $fh = v$, т. е. объему 1 кг газа в цилиндре, то полная энергия системы равна $u + pv$, т. е. величине энтальпии газа.

Энтальпию можно связать с теплоемкостью при постоянном давлении. Для этого подставим в уравнение (1.42) вместо u и pv их значения при температуре T , т. е. $u = c_v T$ и $pv = RT$.

Тогда

$$i = c_v T + RT = (c_v + R) T$$

или

$$i = c_p T, \quad (1.44)$$

так как

$$c_p + R = c_p.$$

Если отсчет энтальпии вести от нормального состояния, то при $c_p = \text{const}$,

$$i = c_p T. \quad (1.44a)$$

Таким образом, энтальпия газа при температуре T (или t) численно равна количеству тепла, которое подведено к газу в процессе нагревания его от 0°K (или от 0°C) до температуры T (или t) при постоянном давлении. В термодинамических расчетах обычно принимают не абсолютное значение энтальпии, а ее изменение. В теплотехнических справочниках приведены значения энтальпии ряда веществ в различных состояниях.

§ 10. Процессы изменения состояния идеальных газов

В термодинамике вначале рассматривают так называемые основные процессы изменения состояния идеального газа. Таких процессов четыре: 1) изохорный (протекающий при постоянном объеме); 2) изобарный (протекающий при постоянном давлении); 3) изотермический (протекающий при постоянной температуре); 4) адиабатный (протекающий без теплообмена с окружающей средой). Затем рассматривают обобщающий процесс (политропный), по отношению к которому перечисленные процессы являются частными случаями.

Рассмотренным процессам придают математическое выражение и отображают их графически, определяя количество участвующего тепла, величину совершенной работы и изменение внутренней энергии, а также выявляют связь между параметрами состояния газа в начале и в конце процесса.

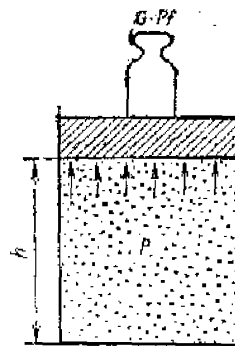


Рис. 1.5. Схема, поясняющая понятие «энтальпия» газа

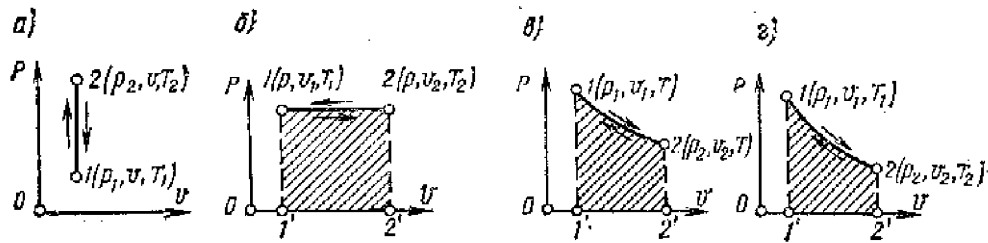


Рис. 1.6. Основные термодинамические процессы в координатах $p-v$

Изохорный процесс ($v = \text{const}$) совершается, например, в герметически закрытом сосуде при нагревании или охлаждении газа. Графически в координатах $p-v$ изохорный процесс изображается прямой линией, параллельной оси ординат (рис. 1.6, а). При нагревании газа давление и температура возрастают, при охлаждении понижаются. Линия, изображающая изохорный процесс, называется **изохорой**.

Связь между параметрами находят из уравнений для начального и конечного состояний газа:

$$p_1 v = RT_1; \quad p_2 v = RT_2.$$

Разделив первое уравнение на второе и произведя сокращение, получим:

$$p_1 / p_2 = T_1 / T_2. \quad (1.45)$$

Это соотношение показывает, что в изохорном процессе давление газа изменяется прямо пропорционально его абсолютной температуре. Так как в этом процессе объем газа остается постоянным, то, очевидно, никакой работы не совершается ($l = 0$). Это видно также из уравнения (1.35) при $dv = 0$.

Уравнение первого закона термодинамики при $dv = 0$ можно написать в следующем виде:

$$dq_v = du \quad (1.46)$$

или

$$q_v = \Delta u. \quad (1.46a)$$

Это значит, что в изохорном процессе все подведенное (или отведенное) тепло идет на увеличение (или уменьшение) внутренней энергии.

Но по аналогии уравнения (1.24)

$$q_v = c_{vm} (T_2 - T_1). \quad (1.47)$$

Следовательно, Δu_v , Дж/кг,

$$\Delta u_v = c_{vm} (T_2 - T_1). \quad (1.48)$$

Для определения количества тепла Q_v , Дж, необходимого для изохорного процесса, в котором участвуют G , кг, или V , м³, газа, формула (1.47) получает вид

$$Q_v = G c_{vm} (T_2 - T_1) = V c_{vm}^* (T_2 - T_1), \quad (1.49)$$

Изобарный процесс ($p = \text{const}$). Процессы подогрева воздуха в топках и нагревания воздуха в помещении практически могут рассматриваться как изобарные. Графически в координатах $p-v$ этот процесс изображается прямой линией, параллельной оси абсцисс (рис. 1.6, б). Эта прямая линия называется **изобарой**.

Из уравнения состояния идеального газа следует, что при $p = \text{const}$

$$v_1 / v_2 = T_1 / T_2, \quad (1.50)$$

т. е. в изобарном процессе объем изменяется прямо пропорционально его абсолютной температуре. В этом процессе часть тепла, подведенно-

го к рабочему телу, расходуется на совершение работы, а часть — на изменение внутренней энергии тела. Уравнение (1.50) является математическим выражением закона Гей-Люссака.

Работа l_p , Дж/кг, совершенная массой рабочего тела в 1 кг, определяется заштрихованной площадью $1-2-2'-1'$, расположенной под линией процесса, т. е.

$$l_p = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1); \quad (1.51)$$

Если в уравнение (1.51) подставить вместо $p v_2$ и $p v_1$ их значения из уравнения состояния газа $p v_2 = R T_2$ и $p v_1 = R T_1$, то получим

$$l_p = R(T_2 - T_1). \quad (1.52)$$

При $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{C}$

$$l_p = R. \quad (1.53)$$

Таким образом, газовая постоянная R равна работе расширения 1 кг газа в изобарном процессе при изменении температуры на 1°C . Таков физический смысл газовой постоянной R .

Для любого количества газа L_p , Дж,

$$L_p = GR(T_2 - T_1). \quad (1.54)$$

Количество тепла, необходимое для осуществления изобарного процесса применительно к 1 кг газа, определяется на основании первого закона термодинамики

$$q_p = \Delta u + l$$

или с учетом формулы (1.52)

$$q_p = c_{vm}(T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1) = (c_{vm} + R)(T_2 - T_1), \quad (1.55)$$

но

$$c_{vm} + R = c_{pm};$$

следовательно, q_p , Дж/кг,

$$q_p = c_{pm}(T_2 - T_1). \quad (1.56)$$

Если в процессе участвуют G , кг, или V , м^3 , газа, то Q_p , Дж,

$$Q_p = Gc_{pm}(T_2 - T_1) = Vc'_{pm}(T_2 - T_1). \quad (1.57)$$

Напишем уравнение первого закона термодинамики для изобарного процесса:

$$dq_p = d_i - vdp; \quad dq_p = d_i; \quad (1.58)$$

$$q_p = i_2 - i_1. \quad (1.59)$$

Формула (1.59) показывает, что тепло, сообщаемое газу в изобарном процессе, идет на увеличение его энтальпии.

Изотермический процесс ($T = \text{const}$). В координатах $p-v$ этот процесс изображается равнобочной гиперболой (рис. 1.6, в). Процесс $1-2$ отображает изотермическое расширение газа с подводом тепла, а процесс $2-1$ — изотермическое сжатие газа.

Для вывода соотношений между параметрами в этом процессе напишем уравнение Клапейрона для начального и конечного состояний газа:

$$p_1 v_1 = RT; \quad p_2 v_2 = RT;$$

Из этих уравнений находим

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 \quad (1.60)$$

или

$$p_1/p_2 = v_2/v_1, \quad (1.61)$$

т. е. отношение абсолютных давлений обратно пропорционально отношению объемов (закон Бойля—Мариотта).

Так как процесс изменения состояния газа происходит при постоянной температуре ($dt=0$), внутренняя энергия не изменяется ($u=\text{const}$) и $\Delta u=0$.

Первый закон термодинамики в случае изотермического процесса примет вид

$$dq_t = dl_t \quad (1.62)$$

или

$$q_t = l_t, \quad (1.63)$$

т. е. в изотермическом процессе все тепло, сообщенное телу, расходуется на совершение внешней механической работы.

Работа в изотермическом процессе определяется по общей формуле

$$l_t = \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Из уравнения состояния газа находим: $p=RT/v$; следовательно, l_t , Дж/кг

$$l_t = RT \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (1.64)$$

Графически эта работа выражается площадью $1-2-2'-1'$ (рис. 1.6, в). Формулу (1.64) можно в соответствии с соотношением параметров в изотермическом процессе написать в различных видах. Например:

$$\left. \begin{aligned} l_t &= RT \ln \frac{p_1}{p_2}; & l_t &= p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}; \\ l_t &= p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} \text{ и т. д.} \end{aligned} \right\} \quad (1.65)$$

Для G , кг, газа L_t , Дж,

$$L_t = G l_t.$$

На основании выражения (1.63) количество тепла, подведенного к газу, в изотермическом процессе численно равно работе расширения и определяется по тем же формулам (1.65).

Адиабатный процесс. Необходимым и определяющим условием адиабатного процесса является аналитическое выражение $dq=0$, означающее полное отсутствие теплообмена. Параметры состояния p , v , T в адиабатных процессах изменяются. Практически адиабатный процесс может происходить при расширении или сжатии газа в цилиндре, стенки которого нетеплопроводны, или при протекании процесса настолько быстрого (мгновенного), что теплообмен между рабочим телом и окружающей средой не успевает произойти.

Применив к адиабатному процессу первый закон термодинамики, получим

$$dq_{ад} = du + dl = 0; \quad (1.66)$$

отсюда $dl_{ад} = -du$, или

$$l_{ад} = (u_1 - u_2), \quad (1.67)$$

т. е. работа при адиабатном расширении происходит вследствие изменения (уменьшения) внутренней энергии рабочего тела.