

20 Первое начало термодинамики

Мы убедились, что теплота – это способ *передачи энергии от одного тела другому благодаря разности их температур*. Таким образом, теплота очень похожа на работу; в гл. 6 мы показали, что работа представляет собой механический способ передачи энергии от одного тела другому. Мы обобщаем это определение работы на любой способ передачи энергии, за исключением лишь того, который называем теплотой. Иными словами, *работа относится к любому способу передачи энергии, который не связан с разностью температур*. Термодинамика имеет дело с процессами, в которых энергия передается как работа или теплота. Обычно нас интересует та или иная система, и мы рассматриваем передачу энергии в эту систему или из нее.

Можно определить несколько типов термодинамических систем. *Замкнутая система* – это система, масса которой постоянна. *Незамкнутая*, или *открытая*, система – это такая система, масса которой может увеличиваться (за счет притока извне) или уменьшаться (за счет оттока). Многие (идеализированные) системы, которые изучает физика, представляют собой замкнутые системы. Но существует много систем, в том числе растения и животные, которые являются открытыми системами, поскольку они обмениваются веществами с окружающей средой (пища, кислород, продукты жизнедеятельности). Говорят, что замкнутая система является *изолированной*, если энергия ни в какой форме не передается через границы системы; в противном случае система называется *неизолированной*.

Равновесное состояние системы определяется переменными, такими, как P , V , T и n (число молей) для газа. Работа и теплота не используются для описания состояния. У системы, находящейся в определенном состоянии, не имеется определенного количества теплоты или работы. Когда над системой совершается работа (например, происходит сжатие газа) или когда в систему поступает или от нее отбирается теплота, состояние системы *изменяется*. Таким образом, работа и теплота включаются в *термодинамические процессы*, которые могут переводить систему из одного состояния в другое, но не являются характеристиками самого состояния в отличие от таких величин, как давление, объем, температура и масса.

20.1. Работа, совершаемая при изменении объема; изотермический и изобарический процессы

Выясним, как можно вычислить работу, совершаемую в очень простом и часто встречающемся термодинамическом процессе, а именно при изменении объема, например когда происходит расширение или сжатие газа. Предположим, что некоторый газ заключен в цилиндрический сосуд, закрытый подвижным поршнем (рис. 20.1). Всегда следует тщательно определять, что представляет собой рассматриваемая система. В данном случае в качестве системы выберем газ; следовательно, стенки сосуда и поршень принадлежат окружающей среде. Вычислим работу, совершаемую газом при его квазистатическом («почти статическом») расширении. Под квазистатическим процессом мы будем понимать процесс, который протекает чрезвычайно медленно – в идеальном случае с бесконечно малой скоростью; это значит, что система проходит через последовательность бесконечно близких равновесных состояний. При этом давление P и температуру T системы можно определить в любой момент времени¹⁾. Газ расширяется под поршнем, площадь которого равна A , и действует на него с силой $F = PA$, где P – давление газа. (Поскольку мы предполагаем, что поршень перемещается очень медленно с постоянной скоростью, на него будет действовать сила, равная по величине силе F , но направленная противоположно ей; эта сила обусловлена внешним давлением или трением.) Работа, совершаемая газом при перемещении поршня на бесконечно малое расстояние dl , дается выражением

$$dW = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} = PA \, dl = P \, dV; \quad (20.1)$$

здесь мы учли, что бесконечно малое увеличение объема

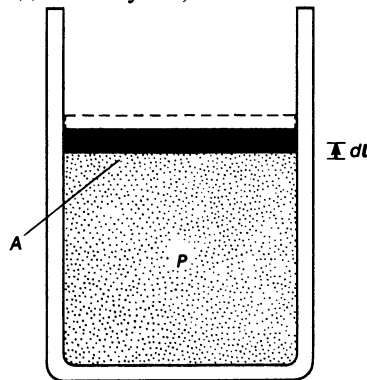


Рис. 20.1. Работа, совершаемая газом, когда его объем увеличивается на $dV = A \, dl$, равна $dW = P \, dV$.

¹⁾ Если газ расширяется или быстро сжимается, то возникает турбулентность и разные области будут находиться при различных давлениях (и температурах).

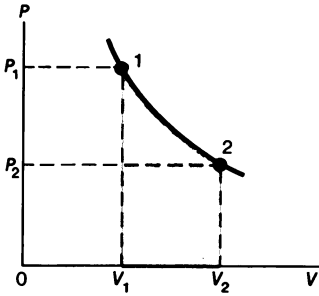


Рис. 20.2. PV -диаграмма для идеального газа в изотермическом процессе.

равно $dV = A dl$. Если бы газ *сжимался* так, чтобы вектор dl был направлен *внутрь* сосуда с газом, то объем уменьшился бы, т. е. мы имели бы $dV < 0$. В этом случае работа, совершаемая газом по перемещению поршня, была бы отрицательной, что равнозначно тому, что положительная работа совершается *над* газом, а не им самим. Работа W , совершаемая газом, при конечном изменении объема от V_1 до V_2 запишется в виде

$$W = \int dW = \int_{V_1}^{V_2} P dV. \tag{20.2}$$

Выражения (20.1) и (20.2) описывают работу, совершаемую при любых изменениях объема газом, жидкостью или твердым телом, только если эти изменения являются квазистатическими.

Для того чтобы проинтегрировать выражение (20.2), необходимо знать, как в ходе процесса меняется давление, а это зависит от вида процесса. Предположим, что у нас есть некоторое фиксированное количество идеального газа и мы хотим расширить его, т. е. увеличить объем газа от V_1 до V_2 , но таким образом, чтобы начальная и конечная температуры газа совпадали, т. е. чтобы $T_1 = T_2$. Мы можем осуществить это, позволив, например, газу расширяться квазистатически при постоянной температуре. Такой процесс называется **изотермическим процессом**. Чтобы быть уверенным, что температура остается постоянной, предположим, что газ находится в тепловом контакте с **термостатом** (идеализированным телом, масса которого столь велика, что при обмене теплотой с нашей системой его температура существенно не меняется) и что процесс расширения происходит очень медленно, т. е. весь газ имеет одну и ту же постоянную температуру. Этот процесс представлен в виде кривой между точками 1 и 2 на PV -диаграмме рис. 20.2. Работа, совершаемая в этом процессе, в соответствии с формулой (20.2) равна площади, заключенной между кривой на PV -диаграмме и осью V . На рис. 20.2 эта площадь закрашена серым. Интеграл в правой части формулы (20.2) можно вычислить для случая идеального газа, используя его уравнение состояния

$$P = nRT/V.$$

Таким образом, совершенная работа запишется в виде

$$W = \int PdV = nRT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = nRT \ln \frac{V_2}{V_1} \quad \left[\begin{array}{l} \text{изобарический процесс;} \\ \text{идеальный газ} \end{array} \right] \tag{20.3}$$

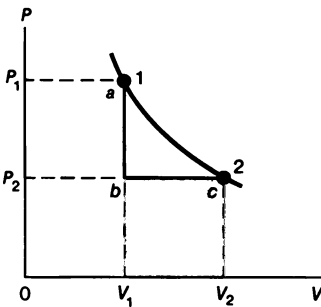


Рис. 20.3. Процесс abc состоит из изохорического (ab) и изобарического (bc) процессов.

Рассмотрим далее другой способ перевода газа из состояния 1 в состояние 2. Для этого сначала понизим давление газа от P_1 до P_2 (на рис. 20.3 это соответствует линии ab), а затем позволим газу расширяться от объема V_1 до объема V_2 при постоянном давлении P_2 (на рис. 20.3 это

соответствует линии bc). [Процесс, происходящий при постоянном объеме, такой, как ab на рисунке, называется *изохорическим процессом*; процесс, происходящий при постоянном давлении (линия bc на рисунке), называется *изобарическим процессом*.] На первом участке (ab) газ никакой работы не совершает, поскольку изменение объема отсутствует: $dV = 0$. На втором участке (bc) давление остается постоянным, и мы имеем

$$W = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P_2(V_2 - V_1),$$

так что работа, совершенная газом, равна снова площади, ограниченной на PV -диаграмме кривой abc и осью V . На рис. 20.3 эта площадь закрашена серым. Используя уравнение состояния идеального газа, можно также написать следующее выражение:

$$W = P_2(V_2 - V_1) = nRT_2 \left(1 - \frac{V_1}{V_2} \right) \left[\begin{array}{l} \text{изобарический процесс;} \\ \text{идеальный газ} \end{array} \right] \quad (20.4)$$

[Заметим, что в ходе изобарического процесса температура не остается постоянной, хотя в начальной и конечной точках изохорического и изобарического процессов (кривая abc на рис. 20.3: $T_1 = T_2$) она одна и та же.]

Из сравнения площадей закрашенных областей на рис. 20.2 и рис. 20.3 или из сравнения результатов вычислений по формулам (20.3) и (20.4) (выполните их для случая $V_2 = 2V_1$) работа, совершаемая в этих двух процессах, различна. Это достаточно общий результат: *работа, совершаемая при переходе системы из одного состояния в другое, зависит не только от начального и конечного состояний, но и от вида процесса (или «пути»)*.

Этот вывод еще раз подчеркивает тот факт, что работа не может рассматриваться как свойство системы.

Аналогичное утверждение может быть сделано для теплоты. Теплота, которая должна поступить в систему, чтобы газ перешел из состояния 1 в состояние 2, зависит от процесса; можно показать, что в случае изотермического процесса на рис. 20.2 эта теплота больше, чем теплота, поступающая в систему в процессе abc на рис. 20.3. В общем случае *количество теплоты, поглощаемой или выделяемой системой при переходе ее из одного состояния в другое, зависит не только от начального и конечного состояний, но и от вида процесса (или «пути»)*.

20.2. Первое начало термодинамики

В разд. 19.3 мы определили внутреннюю энергию системы как общую сумму энергий всех молекул системы.

Следует ожидать, что внутренняя энергия системы должна увеличиваться либо за счет совершения над системой работы, либо путем сообщения ей некоторого количества теплоты. Внутренняя энергия системы должна уменьшаться, если тепловой поток направлен из системы или системой совершается работа над какими-то внешними телами.

В результате опытов Джоуля (и многих других) был сформулирован важный закон, согласно которому изменение внутренней энергии замкнутой системы ΔU можно записать в виде

$$\Delta U = Q - W, \quad (20.5)$$

где Q – количество теплоты, *сообщенное системе*, а W – работа, *совершаемая системой*. Заметим, что, если работа W совершается *над* системой, она будет отрицательна и ΔU будет увеличиваться. [Можно было бы, разумеется, определить работу W как работу над системой; в этом случае в правой части уравнения (20.5) появится знак плюс перед W . Однако приведенное нами определение W и Q является общепринятым.] Аналогично если теплота Q отдается системой, то эта величина будет отрицательной. Уравнение (20.5) известно как **первое начало термодинамики**. Оно является одним из великих законов физики, и его справедливость подтверждается всеми без исключения опытами. Поскольку теплота Q и работа W выражают способы передачи энергии в систему или из нее, внутренняя энергия изменяется в соответствии с ними. Таким образом, первое начало термодинамики является просто формулировкой *закона сохранения энергии*. Следует заметить, что закон сохранения энергии не был сформулирован вплоть до девятнадцатого столетия, поскольку не было еще составлено представления о теплоте как способе передачи энергии.

Уравнение (20.5) применимо к замкнутым системам. Его можно применять также и для незамкнутых систем, если учесть изменение внутренней энергии вследствие увеличения или уменьшения количества вещества в системе. Для изолированной системы мы имеем (по определению) $W = Q = 0$ и, следовательно, $\Delta U = 0$.

Мы пришли к формулировке первого начала термодинамики [уравнение (20.5)] интуитивно, обращаясь к микроскопическому рассмотрению (на молекулярном уровне). Но справедливость первого начала термодинамики подтверждается экспериментально. А поскольку эксперименты ставятся в макроскопическом мире, важно проверить первое начало термодинамики на макроскопическом уровне (с точки зрения термодинамики). В предыдущем разделе мы показали, что если система переходит из состояния 1 в состояние 2, то количество теплоты Q , сообщенное системе, и работа W , совершенная системой, зависят от конкретного процесса (или пути), в котором

участвовала система. Для разных процессов величины Q и W различны, даже если начальные и конечные состояния системы для них одинаковы. Однако эксперименты (а для проверки было проделано большое количество опытов) показали, что при фиксированных начальном и конечном состояниях разность $Q - W$ одна и та же для *всех* процессов, которые переводят систему из начального состояния в конечное. Иными словами, в разных процессах количество теплоты Q и работа W могут быть различными, но разность $Q - W$ всегда одна и та же. (Разумеется, разность $Q - W$ зависит от рассматриваемой системы и ее начального и конечного состояний.) Отсюда следует, что можно определить переменную, характеризующую состояние системы, которую мы назовем **внутренней энергией** U , с помощью соотношения

$$\Delta U = U_2 - U_1 = Q - W,$$

где U_1 и U_2 – внутренние энергии системы в состояниях соответственно 1 и 2, Q – количество теплоты, сообщенной системе, и W – работа, совершенная системой при переходе из состояния 1 в состояние 2. Поскольку разность $Q - W$ зависит только от начального и конечного состояний системы, $\Delta U = U_2 - U_1$ тоже зависит только от них. Это означает, что внутренние энергии U_1 и U_2 являются функциями переменных, описывающих систему в состояниях соответственно 1 и 2. Следовательно, внутренняя энергия U является функцией только состояния системы и не зависит от того, каким образом система пришла в это состояние (U не зависит от «предыстории» системы). Таким образом, с точки зрения термодинамики согласно первому началу можно определить функцию, называемую внутренней энергией, которая является свойством состояния системы.

Это утверждение достаточно абстрактно, но оно показывает, что первое начало термодинамики справедливо и без привлечения микроскопических моделей. Разумеется, интерпретация внутренней энергии как полной энергии всех молекул представляет собой лишь интуитивное понимание понятия внутренней энергии.

В некоторых случаях удобно использовать первое начало термодинамики в дифференциальной форме:

$$dU = dQ - dW.$$

Здесь dU – бесконечно малое изменение внутренней энер-

гии, происходящее при добавлении бесконечно малого¹⁾ количества теплоты dQ системе, которая совершает бесконечно малую работу dW .

20.3. Применение первого начала термодинамики для описания некоторых простых термодинамических процессов

Применим первое начало термодинамики к некоторым простым процессам. В разд. 20.1 мы определили изотермический процесс как процесс, который протекает при постоянной температуре, изобарический процесс как процесс, который происходит при постоянном давлении, и изохорический процесс как процесс при постоянном объеме. Мы показали также, как можно вычислить работу, совершенную в каждом из этих процессов.

Пример 20.1. Предположим, что 2,00 моль идеального газа объемом $V_1 = 3,50 \text{ м}^3$ при температуре $T_1 = 300 \text{ К}$ расширяются до объема $V_2 = 7,00 \text{ м}^3$ при температуре $T_2 = 300 \text{ К}$. Этот процесс сначала является а) изотермическим, а затем следует б) по линии abc на рис. 20.3, так что сначала давление падает при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении увеличивается объем. Для каждого случая «а» и «б» определим совершенную газом работу, сообщенное газу количество теплоты и изменение внутренней энергии газа.

Решение. а) Работа, совершаемая газом за счет его расширения при постоянной температуре, дается выраже-

нием (20.3):

$$W = nRT \ln \frac{V_2}{V_1} = (2,00 \text{ моль}) \times \\ \times (8,314 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}) (300 \text{ К}) \times \\ \times (\ln 2,00) = 3460 \text{ Дж}.$$

В этом случае нельзя вычислить количество теплоты простым способом [можно, например, попытаться воспользоваться соотношением (19.1), но теплоемкость при постоянной температуре не определена]. Однако можно вычислить изменение внутренней энергии и затем из первого начала термодинамики найти теплоту Q . Внутренняя энергия идеального газа зависит только от температуры (разд. 19.4), а поскольку температура не изменяется,

¹⁾ Первое начало термодинамики в дифференциальной форме нередко записывают в виде

$$dU = \delta Q - \delta W,$$

где символы δ используются для напоминания о том, что работа W и теплота Q не являются функциями переменных, описывающих состояние системы (таких, как P , V , T и n). Внутренняя энергия U является функцией этих переменных, поэтому изменение dU представляет собой дифференциал (называемый *полным дифференциалом*) некоторой функции U . Дифференциалы δW и δQ не являются полными дифференциалами какой-либо математической функции, т.е. символами δW и δQ записываются только бесконечно малые величины. В рамках этой книги нас больше не будет интересовать различие между символами d и δ .

не изменяется и внутренняя энергия; следовательно, для изотермического процесса мы имеем

$$\Delta U = 0,$$

что не совсем верно для реального газа. Из первого начала термодинамики количество сообщенной газу теплоты равно $Q = \Delta U + W = W = 3460$ Дж.

б) Рассматриваемый процесс состоит из двух частей (рис. 20.3). Участок ab соответствует процессу при постоянном объеме, а bc – при постоянном давлении. Работа W_{ab} , совершенная на участке ab при постоянном объеме, равна нулю, поскольку $\int P dV = 0$, если $dV = 0$; на участке bc при постоянном давлении газ совершает работу в соответствии с выражением (20.4):

$$W_{bc} = nRT_2 \left(1 - \frac{V_1}{V_2} \right) = (2,00 \text{ моль}) \times \\ \times (8,314 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}) (300 \text{ К}) \times \\ \times (1 - 0,50) = 2490 \text{ Дж}.$$

Таким образом, полная работа, совершенная на участке abc , равна $W = 0 + 2490$ Дж = 2490 Дж. Полное изменение внутренней энергии равно $\Delta U = 0$, так как температуры в начальном и конечном состояниях одинаковы. Следовательно, $Q = \Delta U + W = 2490$ Дж. Это значение Q для процесса abc можно проверить с помощью соотношения (19.1) для удельной теплоемкости. Нам нужно воспользоваться результатом, который будет получен в следующем разделе, а именно тем, что молярная теплоемкость (теплоемкость одного моля, а не одного килограмма вещества) идеального газа при постоянном давлении равна $C_p = 4,97$ кал/(моль · К), а при постоянном объеме равна $C_v = 2,98$ кал/(моль · К). Из закона идеального газа следует, что объем и температура газа в точке b (рис. 20.3) равны соответственно $V_b = 3,50$ м³ и $T_b = T_2 \times (V_b/V_2) = 150$ К. Таким образом, на участке ab имеем

$$Q_{ab} = nC_v \Delta T = (2,00 \text{ моль}) \times \\ \times (2,98 \text{ кал/моль} \cdot \text{К}) (150 \text{ К} - 300 \text{ К}) = \\ = -894 \text{ кал}.$$

(Знак минус здесь означает, что на участке ab газ теряет теплоту.) На участке bc получаем

$$Q_{bc} = nC_p \Delta T = (2,00 \text{ моль}) \times \\ \times (4,97 \text{ кал/моль} \cdot \text{К}) (300 \text{ К} - 150 \text{ К}) = \\ = 1490 \text{ кал}.$$

Таким образом,

$$Q = Q_{ab} + Q_{bc} = -894 \text{ кал} + 1490 \text{ кал} = \\ = (596 \text{ кал}) (4,18 \text{ Дж/кал}) = 2490 \text{ Дж}.$$

Этого результата мы и ожидали, но, поскольку работа W и теплота Q вычислялись независимым образом, можно предсказать, что изменение внутренней энергии будет $\Delta U = Q - W = 2490$ Дж – 2490 Дж = 0, что согласуется с полученным в п. «а» результатом.

Пример 20.2. Вычислим а) совершенную работу и б) изменение внутренней энергии 1,00 кг воды, когда она полностью выкипает и превращается в пар при температуре 100 °С. Предположим, что давление является постоянным и равно 1,00 атм.

Решение. а) Объем 1,00 кг воды при температуре 100 °С равен 1000 см³, или $1,00 \cdot 10^{-3}$ м³. Пар массой 1,00 кг при 100 °С занимает объем 1,67 м³ (см. табл. 12.1). Следовательно, совершенная работа $W = P(V_2 - V_1) = (1,01 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2) \times \\ \times (1,67 \text{ м}^3 - 1,00 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3) = \\ = 1,69 \cdot 10^5 \text{ Дж}.$

б) Количество теплоты, необходимое для выкипания 1,00 кг воды, равно теплоте испарения $Q = 539$ ккал = $22,6 \cdot 10^5$ Дж. Из первого начала термодинамики имеем $\Delta U = Q - W = 22,6 \cdot 10^5 \text{ Дж} - 1,7 \cdot 10^5 \text{ Дж} = \\ = 20,9 \cdot 10^5 \text{ Дж}.$

Таким образом, лишь 8% сообщенной воде теплоты используется для совершения работы. Остальные 92% идут на увеличение внутренней энергии воды.

Адиабатический процесс – это такой процесс, при котором системе не сообщается и от системы не отбирается



Рис. 20.4. PV -диаграмма адиабатического (AC) и изотермического (AB) процессов для идеального газа.

теплота, т.е. $Q = 0$. Такой процесс может происходить, если система очень хорошо изолирована или процесс происходит столь быстро¹⁾, что теплота (которая передается медленно) не успевает выйти из системы или войти в нее. Примером процесса, очень близкого к адиабатическому, является расширение газов в двигателях внутреннего сгорания. Медленное адиабатическое расширение идеального газа описывается на PV -диаграмме кривой, аналогичной кривой AC на рис. 20.4. Так как $Q = 0$, из уравнения (20.5) следует, что $\Delta U = -W$. Иными словами, внутренняя энергия убывает, и поэтому температура понижается. Это видно из рис. 20.4, на котором произведение $PV (= nRT)$ в точке C меньше, чем в точке B (кривая AB соответствует изотермическому процессу, для которого $\Delta U = 0$ и $\Delta T = 0$). При адиабатическом сжатии над газом совершается работа; следовательно, внутренняя энергия увеличивается и температура повышается. В двигателе Дизеля воздух быстро сжимается адиабатически в 15 раз или больше; при этом температура так сильно повышается, что при впрыскивании горючей смеси самопроизвольно воспламеняется.

Одним из примеров адиабатического процесса является так называемое *свободное расширение* газа, при котором газ может расширяться в некоторый объем, не совершая при этом работы. На рис. 20.5 изображена установка, в которой осуществляется свободное расширение газа. Она состоит из двух хорошо изолированных камер (гарантирующих отсутствие притока и оттока теплоты), соединенных клапанами или краном. Одна камера заполнена газом, а в другой камере газ отсутствует. Когда клапан открывается, газ расширяется и заполняет обе камеры. Тепловой поток в систему или из нее отсутствует ($Q = 0$), и газом не совершается никакой работы, так как газ не перемещает другие тела. Следовательно, $Q = W = 0$, и, согласно первому началу термодинамики, $\Delta U = 0$. *Внутренняя энергия свободно расширяющегося газа не изменяется.* Для идеального газа также $\Delta T = 0$, поскольку внутренняя энергия U зависит только от температуры T (разд. 19.4). Свободное расширение газа использовалось в эксперименте для выяснения вопроса о том, зависит ли внутренняя энергия *реальных газов* только от температуры T . Такой эксперимент очень трудно вы-

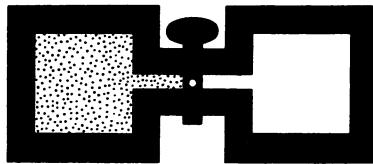


Рис. 20.5. Свободное расширение.

¹⁾ Такой процесс не будет квазистатическим, и его нельзя изобразить на PV -диаграмме.

полнить достаточно аккуратно, но все-таки выяснилось, что температура реальных газов несколько понижается при их свободном расширении. Следовательно, внутренняя энергия реальных газов должна зависеть (по крайней мере слабо) от давления или объема, а также и от температуры.

Заметим, между прочим, что свободное расширение газа не может быть представлено кривой на PV -диаграмме, так как процесс протекает быстро, а не квазистатически. Промежуточные состояния газа не являются равновесными, и, следовательно, давление газа не определено, а в некоторых случаях не определен и объем.

20.4. Теплоемкости газов и принцип равномерного распределения энергии

В разд. 19.5 мы рассмотрели понятие удельной теплоемкости применительно к твердым телам и жидкостям. Удельная теплоемкость газов в значительно большей степени, чем для твердых тел и жидкостей, зависит от того, в каком процессе участвует газ. Существует два важных процесса, в которых либо объем, либо давление остается постоянным. Из табл. 20.1 мы видим, что удельные теплоемкости газов при постоянном объеме (c_v) и при постоянном давлении (c_p) сильно отличаются друг от друга, в то время как для жидкостей и твердых тел теплоемкость зависит от процесса слабее.

Это нетрудно объяснить с помощью первого начала термодинамики и молекулярно-кинетической теории. Действительно, удельные теплоемкости можно вычислить, используя молекулярно-кинетическую теорию, причем полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными. Прежде чем показать это, введем *молярные теплоемкости* C_v и C_p , которые определяются как количество теплоты, необходимое для нагрева 1 моля газа

Таблица 20.1. Теплоемкости газов при температуре 15 °C

Газ	Удельные теплоемкости, ккал/кг · К		Молярные теплоемкости, ккал/моль · К		$C_p - C_v$, ккал/моль · К	$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
	c_v	c_p	C_v	C_p		
Одноатомный						
He	0,75	1,15	2,98	4,97	1,99	1,67
Ne	0,148	0,246	2,98	4,97	1,99	1,67
Двухатомный						
N ₂	0,177	0,248	4,96	6,95	1,99	1,40
O ₂	0,155	0,218	5,03	7,03	2,00	1,40
Трехатомный						
CO ₂	0,153	0,199	6,80	8,83	2,03	1,30
H ₂ O (100 °C)	0,350	0,482	6,20	8,20	2,00	1,32
Многоатомный						
C ₂ H ₆	0,343	0,412	10,30	12,35	2,05	1,20

на 1°C соответственно при постоянном объеме и при постоянном давлении. Тогда по аналогии с соотношением (19.1) количество теплоты Q , необходимое для нагрева n молей газа на ΔT кельвинов, можно записать в виде

$$Q = nC_v \Delta T \quad [\text{постоянный объем}], \quad (20.6a)$$

$$Q = nC_p \Delta T \quad [\text{постоянное давление}]. \quad (20.6b)$$

Из определения молярной теплоемкости [или из сравнения выражений (19.1) и (20.6)] следует, что

$$C_v = Mc_v, \quad C_p = Mc_p,$$

где M – молярная масса газа. Значения молярной теплоемкости также приведены в табл. 20.1, и мы видим, что для различных газов, которые имеют одинаковое число атомов в молекуле, молярные теплоемкости практически одинаковы.

Воспользуемся молекулярно-кинетической теорией и выясним, почему теплоемкости газов для процессов, протекающих при постоянном давлении, больше, чем для процессов при постоянном объеме. Предположим, что идеальный газ медленно нагревается сначала при постоянном объеме, а затем при постоянном давлении. Пусть температура в обоих этих процессах изменяется на одну и ту же величину ΔT . В процессе, протекающем при постоянном объеме, не совершается никакой работы, поскольку $\Delta V = 0$. Таким образом, согласно первому началу термодинамики теплота, сообщенная системе (которую мы будем обозначать через Q_v), идет полностью на увеличение внутренней энергии газа:

$$Q_v = \Delta U.$$

В процессе при постоянном давлении системой совершается работа, поэтому сообщенная системе теплота Q_p идет не только на увеличение внутренней энергии, но и на совершение работы $W = P \Delta V$. Следовательно, в этом процессе системе необходимо сообщить больше теплоты, чем в первом процессе при постоянном объеме, и из первого начала термодинамики имеем

$$Q_p = \Delta U + P \Delta V.$$

Поскольку изменения внутренней энергии ΔU в этих двух процессах одинаковы (в обоих случаях мы выбрали одинаковые ΔT), мы имеем

$$Q_p - Q_v = P \Delta V.$$

Для идеального газа $V = nRT/P$, поэтому для процесса, протекающего при постоянном давлении, $\Delta V = nR \Delta T/P$. Подставляя это выражение в написанное выше соотношение и используя соотношения (20.6), находим

$$nC_p \Delta T - nC_v \Delta T = P \left(\frac{nR \Delta T}{P} \right)$$

и

$$C_p - C_v = R. \quad (20.7)$$

Поскольку универсальная газовая постоянная равна $R = 8,314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}) = 1,986 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, мы видим, что молярная теплоемкость C_p больше молярной теплоемкости C_v примерно на 1,99 кал/(моль·К). Действительно, как следует из предпоследней колонки в табл. 20.1, это значение очень близко к экспериментально наблюдаемому.

Используя молекулярно-кинетическую теорию газов, вычислим молярную теплоемкость одноатомного газа. Рассмотрим сначала процесс, протекающий при постоянном объеме. Так как в этом случае работа газом не совершается, из первого начала термодинамики следует, что если газу сообщить количество теплоты Q , то его внутренняя энергия изменится на величину

$$\Delta U = Q.$$

Внутренняя энергия U идеального одноатомного газа равна полной кинетической энергии всех молекул, и, как мы показали в разд. 19.4,

$$U = N \left(\frac{1}{2} m v^2 \right) = \frac{3}{2} n R T.$$

Используя затем соотношение (20.6а), можно написать следующее выражение:

$$\Delta U = \frac{3}{2} n R \Delta T = n C_v \Delta T, \quad (20.8)$$

откуда находим

$$C_v = \frac{3}{2} R. \quad (20.9)$$

Так как $R = 8,314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}) = 1,986 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, кинетическая теория для теплоемкости идеального одноатомного газа дает значение $C_v = 2,98 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$. Это значение очень близко к экспериментально полученным для одноатомных газов, таких, как гелий и неон (табл. 20.1). Из соотношения (20.7) мы получаем $C_p \approx 4,97 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, что также согласуется с экспериментом.

Измеренные молярные теплоемкости более сложных газов (табл. 20.1), таких, как двухатомные (два атома в молекуле) и трехатомные (три атома) газы, увеличиваются с ростом числа атомов в молекуле. Это в основном является следствием того, что внутренняя энергия включает в себя не только кинетическую энергию поступательного движения молекул, но также и другие формы энергии. Рассмотрим, например, двухатомный газ. Как показано на рис. 20.6, два атома могут вращаться относительно двух различных осей (вращение относительно третьей оси, проходящей через оба атома, дает очень малый вклад в энергию, поскольку момент инерции мо-

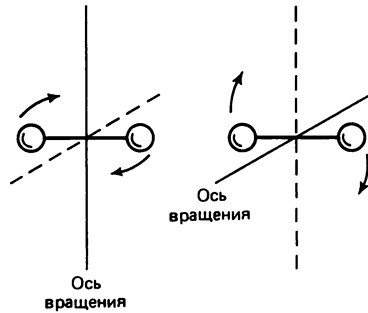


Рис. 20.6. Двухатомная молекула может вращаться относительно двух различных осей.

лекулы относительно нее очень мал). Таким образом, молекулы помимо поступательной кинетической энергии имеют еще и вращательную кинетическую энергию. Полезно ввести понятие **степеней свободы**, под которыми мы будем понимать число независимых способов сообщения молекуле энергии. Например, говорят, что одноатомный газ обладает тремя степенями свободы, так как атом может иметь скорость, направленную вдоль осей x , y и z ; движение вдоль этих осей рассматривается как три независимых движения, поскольку в любом из них параметры движения не влияют на другие. Двухатомная молекула имеет такие же три степени свободы, что и одноатомная, связанные с поступательной кинетической энергией, и еще две степени свободы, связанные с вращательной кинетической энергией; в сумме они дают пять степеней свободы. Бросив беглый взгляд на табл. 20.1, вы увидите, что теплоемкость C_v двухатомных газов равна примерно $5/3$ теплоемкости одноатомного газа, т.е. теплоемкости находятся в таком же отношении, что и степени свободы. Этот факт привел физиков девятнадцатого столетия к важному заключению, называемому **принципом равномерного распределения энергии**. Этот принцип¹⁾ гласит, что энергия распределяется поровну между активными степенями свободы и каждая отдельная активная степень свободы молекулы обладает в среднем энергией $(1/2)kT$. Таким образом, средняя энергия молекулы одноатомного газа должна быть равна $(3/2)kT$ (что нам уже известно), а для двухатомного газа она должна быть равна $(5/2)kT$. Следовательно, внутренняя энергия двухатомного газа должна быть равна $U = N[(5/2)kT] = (5/2)nRT$, где n — число молей. Используя те же рассуждения, что и для одноатомного газа, находим молярную теплоемкость двухатомного газа при постоянном объеме, а именно $(5/2)R = 4,97$ кал/(моль·К). Это согласуется с измеренным значением. Более сложные молекулы имеют еще больше степеней свободы и, следовательно, большие значения молярной теплоемкости.

¹⁾ Максвелл получил этот принцип с помощью теоретического рассмотрения методами статистической механики.

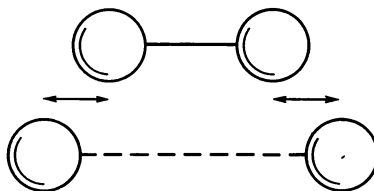


Рис. 20.7. Двухатомная молекула может колебаться.

Однако все усложнилось, когда измерения показали, что при низких температурах теплоемкость двухатомных газов C_v равна всего лишь $(3/2)R$, т.е. как если бы молекула имела только три степени свободы. При очень же высоких температурах оказалось, что теплоемкость C_v равна примерно $(7/2)R$, т.е. как если бы у газа существовало семь степеней свободы. Эти факты объясняются тем, что при низких температурах молекулы в основном обладают поступательной кинетической энергией; иными словами, на вращение не тратится энергия, и только три степени свободы являются «активными». При очень же высоких температурах активны все пять степеней свободы да еще две дополнительные. Эти две дополнительные степени свободы можно интерпретировать как колебательные, т.е. связанные с колебаниями атомов, соединенных между собой как бы пружиной (рис. 20.7). Одна степень свободы обусловлена кинетической энергией колебательного движения, а другая – потенциальной энергией колебательного движения ($kx^2/2$). При комнатной температуре эти две степени свободы не являются активными. (Почему некоторые степени свободы не являются «активными» при низких температурах, с помощью квантовой теории объяснил Эйнштейн.) Таким образом, вычисления, основанные на молекулярно-кинетической теории и равнораспределении энергии по степеням свободы (которое следует из квантовой теории), дают численные результаты, согласующиеся с экспериментом.

Принцип равнораспределения энергии можно применить также и к твердым телам. Молярная теплоемкость

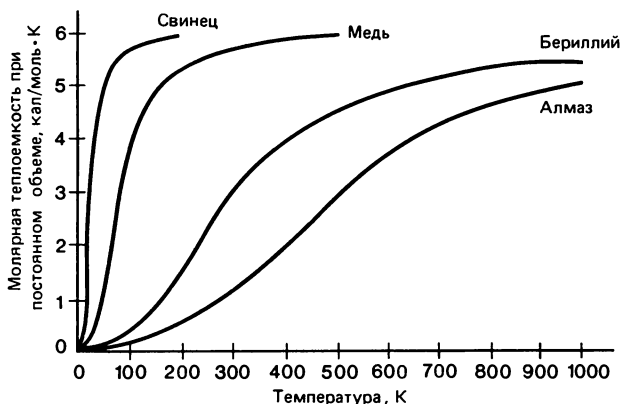
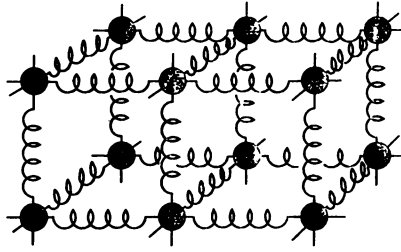


Рис. 20.8. Молярные теплоемкости (твердых тел) в зависимости от температуры.

Рис. 20.9. Атомы в кристаллическом твердом теле могут колебаться относительно положений своего равновесия, как если бы они были соединены пружинами со своими соседями. (Силы взаимодействия между атомами в действительности имеют электрическое происхождение.)



любого твердого тела при высоких температурах близка к $3R$ (6,0 кал/моль·К), как показано на рис. 20.8. Эта величина называется теплоемкостью Дюлонга – Пти по фамилиям ученых, впервые измеривших ее в 1819 г. (Заметим, что в табл. 19.1 приведены значения теплоемкости, приходящейся на килограмм вещества, а не на моль.) При высоких температурах каждый отдельный атом имеет шесть степеней свободы, хотя некоторые из этих степеней свободы не являются активными при низких температурах. Каждый атом кристаллического твердого тела может колебаться относительно равновесного положения так, как если бы он был соединен пружинами с каждым из своих соседей (рис. 20.9). Таким образом, он имеет три степени свободы для кинетической энергии и три дополнительные степени свободы, связанные с потенциальной энергией колебаний в каждом из x -, y - и z -направлений, что согласуется с измеренными значениями теплоемкостей.

20.5. Адиабатическое расширение газа

На рис. 20.4 (кривая AC) показана кривая на PV -диаграмме, описывающая квазистатическое (медленное) адиабатическое расширение идеального газа. Она является более крутой по сравнению с кривой, описывающей изотермический процесс, что указывает на то, что при одинаковых изменениях объема изменение давления будет больше в случае адиабатического расширения. Следовательно, температура газа в процессе адиабатического расширения понижается. И наоборот, при адиабатическом сжатии температура газа повышается.

Можно получить соотношение между давлением P и объемом V идеального газа, который медленно адиабатически расширяется. Начнем рассмотрение с первого начала термодинамики, записанного в дифференциальной форме:

$$dU = dQ - dW = -dW = -PdV;$$

здесь мы учли, что для адиабатического процесса $dQ = 0$. Выражение (20.8) дает нам соотношение между изменением внутренней энергии ΔU и теплоемкостью C_v , спра-

ведливое для любого процесса, в котором участвует идеальный газ, поскольку для идеального газа внутренняя энергия U является функцией только температуры T . Запишем это соотношение в дифференциальной форме:

$$dU = nC_v dT.$$

Объединяя два последних соотношения, получаем следующее уравнение:

$$nC_v dT + P dV = 0.$$

Продифференцируем затем уравнение состояния идеального газа $PV = nRT$, предполагая, что P , V и T могут изменяться:

$$P dV + V dP = nR dT.$$

Решим это уравнение относительно dT и подставим решение в предыдущее уравнение. При этом мы получим $(C_v + R)P dV + C_v V dP = 0$.

Преобразуя выражение (20.7), можно записать, что $C_v + R = C_p$. Подставляя это равенство в предыдущее уравнение, имеем

$$C_p P dV + C_v V dP = 0.$$

Вводя показатель адиабаты

$$\gamma = C_p / C_v, \quad (20.10)$$

последнее уравнение можно переписать в виде

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0.$$

Интегрирование этого уравнения дает

$$\ln P + \gamma \ln V = \text{const.}$$

Последнее уравнение можно упростить, используя правила сложения и умножения логарифмов на число:

$$PV^\gamma = \text{const} \left[\begin{array}{l} \text{квазистатический адиабатический} \\ \text{процесс; идеальный газ} \end{array} \right]. \quad (20.11)$$

Таким образом, мы получили соотношение между давлением P и объемом V для квазистатического адиабатического расширения или сжатия. Оно нам очень пригодится, когда в следующей главе мы будем рассматривать тепловые двигатели. В табл. 20.1 приведены величины γ для некоторых реальных газов.

Пример 20.3. Идеальный одноатомный газ может медленно расширяться до тех пор, пока его давление не уменьшится ровно в два раза по сравнению с начальным значением. Во сколько раз изменится объем газа, если процесс а) адиабатичес-

кий; б) изотермический?

Решение. а) Из уравнения (20.11) имеем $P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma$; следовательно,

$$\frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{1/\gamma} = (2)^{3/5} = 1,52,$$

поскольку $\gamma = C_p/C_v = (5/2)/(3/2) = 5/3$.

б) При постоянной температуре из закона идеального газа сразу следует, что

$P_1 V_1 = P_2 V_2$, поскольку $T_1 = T_2$. Следовательно,

$$V_2/V_1 = P_1/P_2 = 2,0.$$

* 20.6. Адиабатический характер звуковых волн

Для слышимых ухом звуковых частот сжатие и расширение воздуха в звуковой волне происходят почти адиабатически. Чтобы объяснить это, заметим, что при сжатии газа его температура повышается до тех пор, пока теплота не начинает передаваться наружу; если же газ расширяется, то его температура понижается до тех пор, пока в систему не начнет поступать теплота. В звуковой волне на воспринимаемых ухом частотах в воздухе теплопроводность относительно мала, а расстояние между соседними сжатиями и расширениями относительно велики ($\lambda/2$); все это в совокупности с тем, что чередующиеся сжатия и расширения в каждой точке пространства происходят очень быстро, означает очень небольшую вероятность переноса теплоты. Следовательно, процесс является адиабатическим. Этот факт можно использовать для определения скорости звука через фундаментальные величины. В разд. 15.2 мы показали, что скорость продольной звуковой волны дается выражением

$$v_{\text{зв}} = \sqrt{B/\rho},$$

где ρ – плотность среды и B – модуль всестороннего сжатия, причем из соотношения (11.76) мы имеем $B = -V(dP/dV)$. Изменение давления при изменении объема, т. е. величина dP/dV , зависит от вида процесса, так что величина B также зависит от конкретного процесса. В случае адиабатического процесса величину B (обозначим ее теперь как $B_{\text{адиаб}}$) можно найти, дифференцируя уравнение (20.11) по объему V :

$$V^\gamma \left(\frac{dP}{dV} \right)_{\text{адиаб}} + \gamma P V^{\gamma-1} = 0.$$

Следовательно,

$$B_{\text{адиаб}} = -V \left(\frac{dP}{dV} \right)_{\text{адиаб}} = -V \left(-\frac{\gamma P}{V} \right) = \gamma P.$$

Таким образом, скорость звука в газе дается выражением

$$v_{\text{зв}} = \sqrt{B_{\text{адиаб}}/\rho} = \sqrt{\gamma P/\rho}. \quad (20.12)$$

Поскольку для воздуха $\gamma = 1,40$, при температуре 0°C и давлении 1 атм мы имеем

$$v_{\text{зв}} = \sqrt{(1,40)(1,01 \cdot 10^5 \text{ Па})/(1,29 \text{ кг/м}^3)} = 331 \text{ м/с}.$$

Это значение прекрасно согласуется с экспериментально измеренным значением скорости звука в воздухе, что

подтверждает наше предположение об адиабатическом характере сжатия и расширения воздуха в звуковой волне. Заметим для сравнения, что если процесс был бы изотермическим, то мы получили бы теоретическое значение v_{zv} около 280 м/с, что сильно отличается от экспериментально полученного значения (см. задачу 35 в конце настоящей главы).

Заключение

Работа, совершаемая газом (или над газом) при изменении его объема на величину dV , равна $dW = P dV$, где P – давление газа. Работа и теплота не являются функциями состояния системы (в отличие от таких величин, как P , V , T , n и U), а определяются конкретным процессом, в котором система переходит из одного состояния в другое.

Первое начало термодинамики гласит, что изменение внутренней энергии ΔU системы равно сообщенной системе теплоте Q за вычетом работы, совершаемой системой W :

$$\Delta U = Q - W.$$

Этот важный закон представляет собой просто новую формулировку закона сохранения энергии и выполняется для любых процессов. Существует два простых термодинамических процесса, один из которых является *изотермическим* и происходит при постоянной температуре, и *адиабатический* процесс, в котором не происходит теплообмена со средой.

Молярные теплоемкости идеального газа при постоянном объеме C_v и постоянном давлении C_p связаны соотношением $C_p - C_v = R$, где R – газовая постоянная. Для идеального одноатомного газа $C_v = (3/2)R$. Теплоемкость C_v идеального газа, состоящего из двухатомных или более сложных молекул, равна произведению величины $R/2$ на число *степеней свободы* молекулы; вплоть до очень высоких температур некоторые степени свободы могут быть неактивными и не давать вклада в теплоемкость. В соответствии с *принципом равномерного распределения энергии* энергия распределяется поровну между активными степенями свободы; в среднем на каждую степень свободы приходится энергия $kT/2$.

При адиабатическом ($Q = 0$) расширении (или сжатии) газа выполняется соотношение $PV^\gamma = \text{const}$, где $\gamma = C_p/C_v$.

Вопросы

1. Что происходит с внутренней энергией водяных паров, находящихся в воздухе, при их конденсации на внешней поверхности стеклянного стакана, заполненного холодной водой? Совершается ли при этом работа? Происходит ли теплообмен? Объясните.

2. Объясните с помощью закона сохранения энергии, почему температура газа повышается при его сжатии, скажем при опускании поршня, и понижается, если газ расширяется.

3. При каком из процессов – изотермическом (кривая AB на рис. 20.4) или адиабатическом (кривая AC на рис. 20.4) – совершается большая работа? При каком процессе изменение внут-

ренной энергии будет больше? При каком будет больше передача теплоты?

4. В изотермическом процессе идеальный газ совершает работу 3700 Дж. Достаточно ли этих данных, чтобы вычислить количество теплоты, сообщенное системе? Если достаточно, то чему оно равно?

5. Идеальный газ медленно сжимается при постоянной температуре до половины своего начального объема. При этом от системы отбирается 80 ккал теплоты. а) Чему равна совершенная работа? б) Чему равно изменение внутренней энергии газа?

6. При адиабатическом расширении объем идеального газа увеличивается в два раза. Для этого газом совершается 850 Дж работы.

а) Какое количество теплоты сообщается ему при этом? б) Чему равно изменение внутренней энергии газа? в) Повышается или уменьшается температура газа?

7. Один литр воздуха охлаждается при постоянном давлении до тех пор, пока его объем не уменьшится в два раза. После этого он расширяется изотермически до своего начального объема. Изобразите этот процесс на PV -диаграмме.

8. Приведите пример системы, которая совершает работу, хотя ее объем при этом не изменяется.

9. Может ли температура системы оставаться постоянной, если ей передается или у нее отбирается теплота? В случае положительного ответа приведите примеры.

10. Можно ли определить, почему изменилась внутренняя энергия системы – из-за передачи теплоты или совершения работы?

11. Всегда ли температура изолированной системы остается постоянной?

12. Мы установили, что при свободном расширении реального газа (рис. 20.5) его температура понижается очень незначительно. Можно считать, что это обусловлено наличием сил притяжения между молекулами. Объясните это, используя кривую потенциальной энергии и формулу (18.4).

13. Обсудите, как можно применить первое начало термодинамики к объяснению обмена веществ (метаболизма) человека. В частности, заметим, что при совершении человеком работы W телу сообщается небольшое количество теплоты Q (скорее, теплота отдается наружу). Почему же тогда внутренняя энергия человека не уменьшается до катастрофического уровня?

14. Объясните на словах, почему теплоемкость C_p больше теплоемкости C_v .

15. Теплый воздух поднимается вверх, но на больших высотах над уровнем моря воздух всегда холоднее. Объясните.

16. Объясните, почему при адиабатическом сжатии температура газа повышается.

17. Идеальный одноатомный газ медленно расширяется до тех пор, пока его первоначальный объем не удвоится 1) изотермически, 2) адиабатически, 3) изобарически. Изобразите каждый из процессов на PV -диаграмме. В каких процессах происходят наибольшее и наименьшее изменения ΔU внутренней энергии? В каких процессах совершается наибольшая и наименьшая работа? В каких процессах количество теплоты Q наибольшее и наименьшее?

Задачи

Раздел 20.1

1. (I) Какую работу совершают 8,0 моль газа O_2 , находящегося первоначально при температуре $0^\circ C$ и давлении 1 атм, если объем его удваивается а) изотермически; б) при постоянном давлении?

2. (II) Напишите выражение для плотности газа, когда он расширяется а) в зависимости от температуры при постоянном давлении; б) в зависимости от давления при постоянной температуре.

3. (II) Покажите, что выражения (20.1) и (20.2) справедливы при любой форме сосуда, занятого газом. Для этого приведите произвольную замкнутую кривую, которая будет представлять границу пространства, занятого газом, и бесконечно близкую к ней кривую большего размера, ограничивающую объем, занятый расширившимся газом. Выберите небольшую область начальной границы площадью ΔA и покажите, что для этой области $dW = P \Delta A dl = PdV$. Проинтегрируйте это выражение по всей ограничивающей объем поверхности, а затем по окончательному объему.

4. (II) Какая работа совершается в случае медленного изотермического сжатия 2,50 л азота, находящегося при температуре $0^\circ C$ и давлении 1 атм, до объема 1,50 л при $0^\circ C$?

*5. (III) Какую работу совершает 1 моль вандерваальсова газа (разд. 18.6), когда он изотермически расширяется от объема V_1 до объема V_2 ?

Раздел 20.3

6. (I) При сообщении 1400 ккал теплоты газу, заключенному при атмосферном давлении в цилиндр с движущимся без трения поршнем, объем газа медленно увеличивается от 12,0 до 18,2 м³. Вычислите а) работу, совершаемую газом; б) изменение внутренней энергии газа.

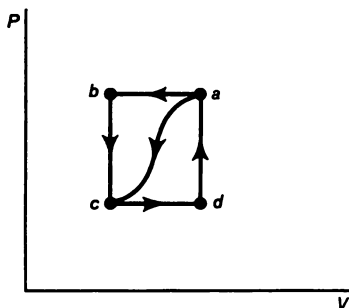


Рис. 20.10.

7. (II) Идеальный газ сжимается при постоянном давлении 2,0 атм от объема 10,0 до 2,0 л. (При этом некоторое количество теплоты уходит из системы и температура понижается.) Затем газу сообщается некоторое количество теплоты таким образом, что объем газа не меняется, а его давление и температура повышаются до тех пор, пока температура не становится равна начальной. Вычислите: а) полную работу, совершаемую над газом; б) полное количество теплоты, сообщенной газу.
8. (II) Газ переходит из состояния *a* в состояние *c* вдоль кривой, изображенной на рис. 20.10, совершая работу $W = -35$ Дж; при этом газу сообщается теплота $Q = -63$ Дж. Если процесс описывается линией *abc*, то совершенная работа равна $W = -48$ Дж. а) Чему равна теплота Q для процесса *abc*? б) Если $P_c = P_b/2$, то какая совершается работа в процессе *cda*? в) Чему равна теплота Q в процессе *cda*? г) Чему равна разность внутренних энергий $U_a - U_c$? д) Если $U_d - U_c = 5$ Дж, то чему равна теплота Q для процесса *da*?
9. (II) Вертикальная стальная балка в виде буквы *I* в основании здания имеет длину 6,0 м и массу 300 кг. Она выдерживает нагрузку $3,0 \cdot 10^5$ Н. Вычислите изменение внутренней энергии балки, если ее температура понижается на $4,0^\circ\text{C}$. Удельная теплоемкость стали $c_p = 0,11$ ккал/(кг·К), а коэффициент линейного расширения равен $11 \cdot 10^{-6} (\text{C}^\circ)^{-1}$.

[К следующим двум разделам мы дадим больше задач на первое начало термодинамики.]

Раздел 20.4

10. (I) Покажите, что работа, совершаемая n молями идеального газа при адиабатическом расширении, равна $W = nC_v(T_1 - T_2)$, где T_1 и T_2 — соответственно начальная и конечная температуры газа, а C_v — молярная теплоемкость при постоянном объеме.
11. (I) Чему равна внутренняя энергия 3,0 моль идеального двухатомного газа при температуре 600 К, если все степени свободы активны?
12. (I) Некоторый газ имеет теплоемкость $c_p = 0,0356$ ккал/(кг·К), которая слабо изменяется в широком температурном интервале. Чему равна атомная масса этого газа? Какой это газ?
13. (I) Во сколько раз увеличится температура 300 моль углекислого газа CO_2 , когда ему сообщается 80 ккал теплоты при постоянном давлении?
14. (I) Если в комнате объемом $6,5 \text{ м} \times 5,0 \text{ м} \times 3,0 \text{ м}$, заполненной воздухом при температуре 20°C и давлении 1 атм, подводится теплота со скоростью $1,5 \cdot 10^6$ Дж/ч, то на сколько за один час повысится температура воздуха? Считайте, что тепловые потери отсутствуют.
15. (I) Покажите, что если молекулы газа имеют n степеней свободы, то теория предсказывает следующие значения теплоемкостей: $C_v = (n/2)R$ и $C_p = [(n+2)/2]R$.
16. (I) Оцените молярные теплоемкости газа водорода (H_2) при постоянном давлении и постоянном объеме при комнатной температуре.
17. (II) В задаче 9 гл. 19 мы пренебрегли поглощением теплоты углекислым газом и парами воды, выделяющимися при выпекании пирога. Вычислите приближенно поправку (в процентах) к ответу задачи 9, учитывающую этот процесс. Считайте, что выделяется 2,5 г каждого газа.
18. (II) Удельная теплоемкость некоторого газа при постоянном давлении и комнатной температуре равна 0,182 ккал/(кг·К), а его молярная масса равна 34. а) Чему равна удельная теплоемкость этого газа при постоянном давлении? б) Какова молекулярная структура этого газа?
19. (II) Какое количество теплоты нужно сообщить $12,0 \text{ м}^3$ азота, первоначально находившегося при температуре 20°C , чтобы его объем удвоился при давлении 1,00 атм?
20. (II) В концертном зале объемом $30\,000 \text{ м}^3$ находятся 2500 слушателей. Если зал не обеспечен вентиляцией, то на сколько за счет теплоты, выделяемой людьми (70 Вт на человека), повысится температура воздуха в зале за 2,0 ч?
21. (II) В эластичный сосуд помещено 800 моль азота при давлении 1,00 атм. Газ нагревается от 40°C до 180°C . Вычислите: а) количество теплоты, сообщенной газу; б) работу, совершенную газом; в) изменение внутренней энергии газа.
22. (II) Один моль газа N_2 при температуре

0 °С нагревается до 100 °С при постоянном давлении 1,00 атм. Определите: а) изменение внутренней энергии; б) работу, совершаемую газом; в) сообщенное ему количество теплоты.

23. (II) При очень низких температурах молярная теплоемкость многих веществ пропорциональна абсолютной температуре в кубе:

$$C = k \frac{T^3}{T_0^3};$$

это иногда называют законом Дебая. Для каменной соли $T_0 = 281$ К и $k = 1940$ Дж/(моль \times К). Определите количество теплоты, необходимое для нагревания 3,5 моль этого вещества от температуры 12,0 до 38,0 К.

24. (II) Воздушный шар, наполненный горячим воздухом, приобретает подъемную силу за счет нагревания воздуха внутри шара, который становится менее плотным, чем наружный воздух. Пусть шар наполнен 1800 м³ горячего воздуха при температуре 345 К, причем это достигнуто посредством его нагревания от наружной температуры 290 до 345 К при постоянном давлении 1,0 атм. Плотность воздуха при этих значениях давления и температуры следует считать равной 1,22 кг/м³, а его усредненную молекулярную массу – равной 29. Предполагая, что воздух – это идеальный двухатомный газ с пятью степенями свободы, вычислите следующие величины: а) число молей воздуха внутри шара; б) внутреннюю энергию воздуха внутри шара при температуре 290 К и ее изменение после нагревания; в) работу, которую совершает воздух внутри шара над наружным воздухом при расширении, обусловленном нагреванием; г) Используя первое начало термодинамики, вычислите количество теплоты, сообщаемое воздуху внутри шара во время нагревания.

25. (III) Идеальный газ в количестве 1,00 моль при давлении 1,00 атм и температуре 580 К участвует в процессе, в котором его давление увеличивается линейно с температурой. Конечные значения температуры и давления равны соответственно 720 К и 1,60 атм. Определите: а) изменение внутренней энергии газа; б) работу, совершенную газом; в) количество теплоты, сообщенное газу. (Считайте, что газ обладает пятью активными степенями свободы.)

Раздел 20.5

26. (I) Один моль идеального двухатомного газа, находившегося первоначально при давлении 1,00 атм и комнатной температуре, адиабатически расширяется до объема, который в два раза больше первоначального. Чему равно конечное давление газа? (Считайте, что молекулярные колебания отсутствуют.)

27. (II) Используя формулы (20.1) и (20.11), покажите, что работа, совершаемая газом, который медленно расширяется адиабатически от значений давления P_1 и объема V_1 до значения P_2 и V_2 , дается выражением $W = (P_1 V_1 - P_2 V_2) / (\gamma - 1)$.

28. (II) Идеальный газ при температуре 400 К адиабатически расширяется до пятикратного увеличения начального объема. Определите конечную температуру газа, если он а) одноатомный; б) двухатомный (без учета колебаний); в) двухатомный (молекулы совершают колебания).

29. (II) Докажите, что производная в любой точке графика адиабатического процесса на PV -диаграмме более сильно наклонена (т.е. является более отрицательной), чем соответствующая производная для изотермического процесса.

30. (II) В дизельном двигателе воспламенение достигается не за счет свечи зажигания, а за счет адиабатического сжатия воздуха до температуры, превышающей температуру воспламенения дизельного топлива, которое впрыскивается в цилиндр двигателя в точке максимального сжатия. Считайте, что воздух входит в цилиндр при температуре 300 К и занимает объем V_1 , а затем сжимается адиабатически до объема V_2 при температуре 560 °С. Считая, что воздух ведет себя как идеальный газ, для которого отношение C_p/C_v равно 1,4, вычислите степень сжатия V_1/V_2 двигателя.

* Раздел 20.6

* 31. (II) Идеальный двухатомный газ в количестве 5,00 моль расширяется адиабатически от объема 0,1210 до 0,750 м³. Начальное давление газа 1,00 атм. Определите: а) начальную и конечную температуры; б) изменение внутренней энергии; в) работу, совершаемую над газом; г) количество теплоты, теряемое газом. (Считайте, что молекулы не колеблются.)

* 32. (II) а) Покажите, что скорость звука в идеальном газе дается выражением

$$v_{\text{зв}} = \sqrt{\gamma RT/M},$$

где M – молекулярная масса газа. б) Чему равно отношение скоростей звука в двух различных газах при одной и той же температуре?

* 33. (II) Используя ответ задачи 32 и биномиальное разложение, покажите, что скорость звука в воздухе при температуре около 0 °С увеличивается примерно на 0,61 м/с на каждый градус повышения температуры.

* 34. (II) Идеальный одноатомный газ, состоящий из 2,4 моль и занимающий объем 0,084 м³,

расширяется адиабатически; его начальная и конечная температуры равны соответственно 25 и -58 °С. Чему равен конечный объем газа?

*35. (II) а) Покажите, что модуль всестороннего сжатия $B = -V(dP/dV)$ эквивалентен давлению P для изотермического процесса. б) Чему равна скорость звука в воздухе при температуре 0 °С и давлении 1 атм, если звуковые волны распространяются в изотермических (а не адиабатических) условиях?

*36. (III) Один моль идеального одноатомного газа при давлении $1,00$ атм участвует в трехсту-

пенчатом процессе: 1) адиабатически расширяется от температуры $T_1 = 550$ К до $T_2 = 389$ К; 2) сжимается при постоянном давлении до температуры T_3 ; 3) возвращается затем к своим первоначальным значениям давления и температуры в изохорическом процессе. а) Изобразите все эти процессы на PV -диаграмме. б) Определите температуру T_3 . в) Вычислите изменение внутренней энергии, работу, совершенную газом, и теплоту, сообщаемую газу в каждом процессе; г) то же самое для всего процесса.