



Виртуальный курс физики
МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА
И ТЕРМОДИНАМИКА
Лекция 7. Основы термодинамики.

ТЕОРИЯ, ЗАДАЧИ, ПОДГОТОВКА К ЕГЭ

Уважаемые друзья!

Вы выбрали Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I и поступили, несомненно, правильно!

Наш университет основан в 1809 году. Это старейший инженерный транспортный вуз России. Это "особенный институт" - так в манифесте назвал его Император Александр I.

Для того, чтобы успешно пройти вступительные испытания и стать студентом одного из лучших технических вузов России, необходимо иметь высокую подготовку по физике.

Как правило, уровень подготовки выпускников школ не всегда соответствует требованиям, предъявляемым к поступающим в высшие учебные заведения. Повысить этот уровень и качественно подготовиться к вступительным испытаниям по физике в технический университет помогут преподаватели факультета довузовской подготовки.

Факультет довузовской подготовки организует и проводит курсы по подготовке к поступлению в вуз по программам, соответствующим требованиям ЕГЭ.

Занятия проводятся по очной и заочной формам обучения. Занятия по очной форме обучения проводятся в дневное время - с 16.25 (тел. [457-84-04](tel:457-84-04)), и в вечернее время - с 18.00 (тел. [457-87-83](tel:457-87-83)). Мы с удовольствием ответим на все Ваши вопросы.

Факультет довузовской подготовки

***Курс дистанционного обучения по физике
изложен в авторской редакции доцента
Петербургского государственного университе-
та путей сообщения Императора Александра I
Кытина Юрия Александровича***

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ТЕРМОДИНАМИКА

Основы термодинамики

Лекция 7.

Тема: Внутренняя энергия. Степени свободы. Закон равномерного распределения энергии по степеням свободы. Работа и количество теплоты. Теплоемкость вещества. Первый закон термодинамики и его применение в изопроцессах. Адиабатический процесс. Принцип действия теплового двигателя, его кпд. Энтропия. Второе начало термодинамики.

Термодинамика – наука о наиболее общих свойствах макроскопических физических систем, находящихся в состоянии термодинамического равновесия, и о процессах перехода между этими состояниями.

Термодинамика строится на основе фундаментальных принципов (начал), которые являются обобщением многочисленных наблюдений и выполняются независимо от конкретной природы образующих систему тел. Поэтому закономерности и соотношения между физическими величинами, к которым приводит термодинамика, имеют универсальный характер.

Совокупность тел, рассматриваемых в термодинамике, называется ***термодинамической системой***.

7.1. Внутренняя энергия

Внутренней энергией U системы называется энергия, зависящая только от термодинамического состояния системы. Она зависит от характера движения и взаимодействия частиц, входящих в систему, и включает в себя:

а) кинетическую энергию теплового движения всех частиц системы;
б) потенциальную энергию взаимодействия частиц системы между собой.

в) энергию электронов в атомах, содержащихся в частицах, и внутриядерную энергию этих атомов.

В рассматриваемых в данном курсе термодинамических системах изменением энергии электронов и внутриядерной энергии можно пренебречь и рассматривать внутреннюю энергию системы как сумму кинетической энергии теплового движения частиц и потенциальной энергии их взаимодействия.

Внутренняя энергия является функцией термодинамического состояния системы, то есть зависит от ее термодинамических параметров и не зависит от того, каким образом система пришла к этому состоянию. При переходе системы из одного состояния в другое изменение внутренней энергии $\Delta U = U_2 - U_1$ не зависит от характера этого перехода. В случае кругового процесса, при котором система возвращается в исходное состояние, $\Delta U = 0$.

Внутренняя энергия идеального газа включает в себя только кинетическую энергию теплового движения его молекул, так как взаимодействие между молекулами такого газа пренебрежимо мало:

$$U = \sum_{i=1}^N W_{Ki}^2.$$

С учетом того, что средняя кинетическая энергия теплового движения молекул одноатомного однородного газа

$$\bar{W}_k = \frac{3}{2} kT,$$

$$U = N\bar{W} = N \frac{3}{2} kT.$$

Так как число молекул $N = \frac{m}{\mu} N_A$, то внутренняя энергия идеального одноатомного газа равна:

$$U = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} RT,$$

а ее изменение

$$\Delta U = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T.$$

Очевидно, внутренняя энергия идеального газа является функцией абсолютной температуры T и ее изменение определяется только изменением температуры ΔT .

Используя уравнение состояния идеального газа $pV = \frac{m}{\mu} RT$, изменение внутренней энергии можно представить в виде:

$$\Delta U = \frac{3}{2} (p_2 V_2 - p_1 V_1).$$

Приведенные выше формулы справедливы для одноатомного идеального газа. Для многоатомного идеального газа внутренняя энергия зависит еще от одного параметра – числа степеней свободы.

7.2. Число степеней свободы. Закон равномерного распределения энергии по степеням свободы

Число степеней свободы молекулы – число независимых величин, полностью определяющих положение молекулы в пространстве.

Молекулу одноатомного газа (гелий, ксенон и др.) можно рассматривать как материальную точку, ее положение в пространстве определяется тремя декартовыми координатами, которым соответствуют три степени свободы поступательного движения, в них запасается кинетическая энергия.

Молекула двухатомного газа (водород, кислород, азот) в первом приближении рассматривается как совокупность двух жестко связанных материальных точек. Эта молекула кроме трех степеней свободы поступательного движения имеет еще две степени свободы вращательного движения - вокруг двух осей, перпендикулярных оси молекулы, в них запасается кинетическая энергия вращения. Вращение вокруг третьей оси, проходящей через два атома молекулы, не меняет расположение молекулы в пространстве, в таком вращении не запасается энергия вращения, так как момент инерции молекулы относительно этой оси равен нулю. Таким образом, двухатомная молекула обладает пятью степенями свободы.

Трехатомная (углекислый газ, вода) и многоатомная нелинейные молекулы имеют шесть степеней свободы: три поступательных и три вращательных.

Естественно, жесткой связи между атомами в молекуле не существует. Поэтому необходимо учитывать также степени свободы колебательного движения, при котором изменяется расстояние между атомами. Отметим, что двухатомная молекула имеет одну колебательную степень свободы.

В классической статистической физике справедлив **закон Больцмана о равномерном распределении энергии по степеням свободы молекул**: для статистической системы, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, на каждую поступательную и вращательную степень свободы приходится в среднем кинетическая энергия, равная $kT/2$, а на каждую колебательную степень свободы – в среднем энергия kT .

Колебательная степень свободы имеет вдвое большую энергию, так как на нее приходится не только кинетическая энергия, но и потенциальная, а средние значения этих энергий одинаковы.

Таким образом, средняя энергия молекулы

$$\varepsilon_{cp} = \frac{i}{2} kT ,$$

где i – суммарное число степеней свободы молекулы: $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}}$.

Так как в идеальном газе потенциальная энергия взаимодействия молекул равна нулю, то его внутренняя энергия равна сумме энергий молекул, т.е.

$$U = \frac{i}{2} NkT .$$

Для 1 моля газа $N=N_A$, и его внутренняя энергия $U_\mu = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT$. Если в газе содержится $\nu=N/N_A$ молей, то $U = \frac{i}{2} \nu RT$. Используя уравнение состояния идеального газа, изменение внутренней энергии можно представить в виде:

$$\Delta U = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1) = \frac{i}{2} (p_2 V_2 - p_1 V_1) .$$

7.3. Работа в термодинамике

Работой в термодинамике называют форму передачи энергии, при которой энергия упорядоченного движения одного тела переходит в энергию упорядоченного движения другого тела (или его частей). Это может происходить при взаимодействии макроскопических тел, размеры которых много больше размеров отдельных атомов и молекул.

Различают работу A , которая совершается системой над внешними телами, и работу A' , которая совершается внешними телами над системой. Эти работы равны по модулю и противоположны по знаку: $A = -A'$.

Работа A газа, совершаемая в изобарном процессе:

$$A = p(V_2 - V_1) = p\Delta V ,$$

где p – давление газа, $\Delta V = (V_2 - V_1)$ – изменение его объема.

При расширении газа совершается положительная работа против внешних сил ($\Delta V > 0$). При сжатии газа совершается отрицательная работа ($\Delta V < 0$) силами внешнего давления.

Работу расширения газа можно выразить и другой формулой, применив уравнение Менделеева–Клапейрона для двух состояний газа – до

изобарного расширения $pV_1 = \frac{m}{\mu} RT_1$ и после него $pV_2 = \frac{m}{\mu} RT_2$:

$$A = \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1) = \frac{m}{\mu} R\Delta T .$$

С помощью последней формулы можно установить физический смысл *универсальной газовой постоянной R* : универсальная газовая

постоянная R численно равна работе, которую совершает в изобарном процессе 1 моль идеального газа при повышении его температуры на 1 К.

При изохорном процессе ($V = \text{const}$, $\Delta V = 0$) объем газа остается постоянным и работа газом не совершается: $A = 0$.

Работе газа A можно дать простое геометрическое истолкование: на графике зависимости давления p от объема V при изобарическом процессе работа, которую совершает газ при изменении объема от V_1 до V_2 , численно равна площади прямоугольника с основанием $V_2 - V_1$ и высотой $p = \text{const}$ (рис. 7.1).

В частности, график зависимости $p = f(V)$ для изохорного процесса (рис. 7.2) подтверждает, что работа газа равна нулю.

Работа расширения при любом процессе измеряется площадью на pV -диаграмме, ограниченной кривой процесса $p = f(V)$, осью абсцисс и вертикальными прямыми $V = V_1$ и $V = V_2$ (рис. 7.1-7.3), т.е. интегралом

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV .$$

Из этой формулы следуют приведенные выше выражения для работы газа, совершаемой в изобарном процессе (рис. 7.1). В изохорном (рис. 7.2) $A = 0$, поскольку $dV = 0$. В изотермическом процессе (рис. 7.3), используя уравнение Менделеева–Клайперона, получаем

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{p_1}{p_2} .$$

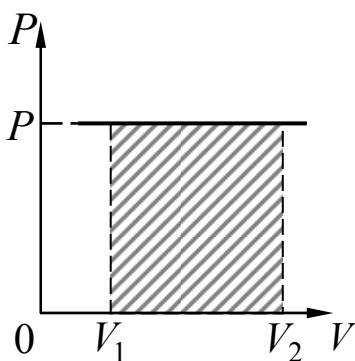


Рис. 7.1

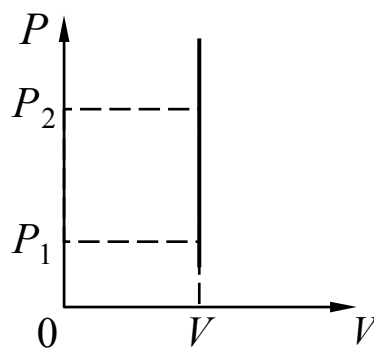


Рис. 7.2

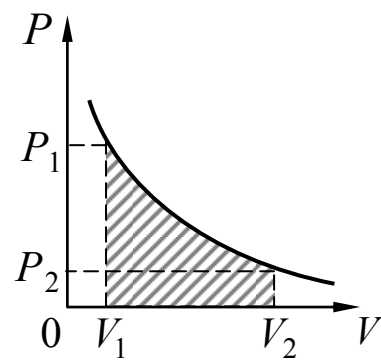


Рис. 7.3

При круговом процессе (цикле) (рис. 7.4) на участке $1 - a - 2$ газ расширяется и совершает положительную работу A_{1a2} , численно равную площади под кривой $1 - a - 2$. На участке $2 - б - 1$ газ сжимается и производит отрицательную работу $A_{2б1}$, численно равную площади под

кривой $2 - б - 1$. Суммарная работа газа за цикл численно равна разности этих двух площадей ($A = A_{1a2} - A_{2б1}$), т. е. площади, охватываемой замкнутой кривой $1 - a - 2 - б - 1$. Эта работа записывается в виде кругового интеграла

$$A = \oint pdV .$$

Если бы газ переходил из состояния 1 в состояние 2 по пути $1 - б - 2$, а возвращался бы в исходное состояние по пути $2 - a - 1$, то работа газа, совершенная за цикл, оказалась бы отрицательной. Таким образом, работа за цикл численно равна площади, охватываемой кривой цикла на диаграмме pV ; работа положительна, если состояние газа изменяется в цикле по часовой стрелке, и отрицательна, если изменение состояния газа в цикле происходит против часовой стрелки.

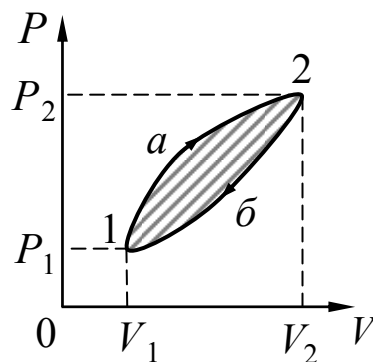


Рис. 7.4

7.4. Количество теплоты. Теплоемкость вещества

Теплообменом называется процесс передачи энергии от одного тела к другому без совершения работы. Различают следующие виды теплообмена: *теплопроводность, конвекция, лучистый теплообмен*.

Количеством теплоты Q называется энергия, переданная телу в результате теплообмена. При теплообмене часть внутренней энергии одного тела переходит во внутреннюю энергию другого тела.

Теплоемкостью тела называется величина, численно равная количеству теплоты, которое необходимо сообщить телу, чтобы изменить его температуру на один градус:

$$C = \frac{Q}{\Delta T} .$$

Удельной теплоемкостью c называется количество теплоты, которое необходимо сообщить единице массы вещества для того, чтобы изменить его температуру на один градус:

$$c = \frac{Q}{m\Delta T} = \frac{C}{m}.$$

Молярной теплоемкостью называется количество теплоты, которое необходимо сообщить одному молю вещества для того, чтобы изменить его температуру на один градус.

Молярная и удельная теплоемкости связаны между собой соотношением:

$$C_{\mu} = c\mu.$$

Количество теплоты, необходимое для нагревания вещества массой m (или числом молей ν) на ΔT градусов, можно определить по формуле:

$$Q = cm\Delta T = c_{\mu}\nu\Delta T.$$

Если система тел изолирована, то в соответствии с законом сохранения энергии энергия такой системы не изменяется, т.е. $U = const$. Если в такой системе происходят процессы, при которых работа не совершается, то изменение внутренней энергии любого тела системы равно количеству тепла, отданного или полученного этим телом

$$\Delta U_i = Q_i.$$

Суммируя подобные выражения для всех тел системы, получим:

$$\Delta U_1 + \Delta U_2 + \dots + \Delta U_n = \sum_{i=1}^n \Delta U_i = \sum_{i=1}^n Q_i = 0.$$

Уравнение $\sum_{i=1}^n Q_i = 0$ – называется уравнением теплового баланса.

Если в изолированной системе тел не происходит никаких превращений энергии, кроме теплообмена, то количество теплоты, отданное телами, внутренняя энергия которых уменьшается, равно количеству теплоты, полученному телами, внутренняя энергия которых увеличивается.

7.5. Первый закон термодинамики

Закон сохранения энергии, распространенный как на механические, так и на тепловые явления, называется **первым законом (началом) термодинамики**: *изменение внутренней энергии системы равно сумме работы, совершаемой над системой внешними силами, и количества теплоты, полученного системой:*

$$\Delta U = A' + Q.$$

Так как работа внешних сил A' и работа, совершаемая системой над другими телами A , равны и противоположны по знаку, $A' = -A$, то

$$Q = \Delta U + A,$$

то есть количество теплоты, сообщенное системе, идет на приращение внутренней энергии системы и на совершение этой системой работы над внешними телами.

Необходимо подчеркнуть, что совершенная работа A и переданное количество теплоты Q зависят в отличие от ΔU не только от начального и конечного состояний системы, но и от процесса, с помощью которого происходило изменение состояния.

В этой связи следует отметить, что теплоемкость вещества также зависит от процесса, в котором происходит передача теплоты. Различают **теплоемкости при постоянном объеме C_V и постоянном давлении C_p** , если в процессе нагревания вещества его объем или давление постоянны.

Согласно первому началу термодинамики, для 1 моля идеального газа получаем

$$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2}R,$$

так как в изохорном процессе работа газа $A = 0$, и поэтому $Q = \Delta U$.

В изобарном процессе

$$C_p = \frac{dU}{dT} + \frac{pdV_\mu}{dT} = C_V + R,$$

поскольку в этом процессе, согласно уравнению Менделеева–Клайперона $pV_\mu = RT$ для 1 моля идеального газа, $pdV_\mu = RdT$.

Последнее выражение называется уравнением Майера.

Отметим, что для любых веществ $C_p > C_V$, так как в процессе при постоянном давлении часть подводимого тепла дополнительно расходуется на совершение работы по расширению тела (газа).

7.6. Применение первого закона термодинамики к изопроцессам в идеальных газах

1. При *изохорном* процессе ($V = \text{const}$) газ работу не совершает и все количество теплоты Q идет только на увеличение внутренней энергии газа:

$$Q = \Delta U = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T.$$

2. При *изобарном* процессе ($p = \text{const}$) количество теплоты, подводимое к газу $Q > 0$, расходуется как на увеличение внутренней энергии $\Delta U > 0$, так и на работу расширения $A > 0$, которую совершает газ против внешнего давления:

$$Q = \Delta U + A.$$

Поскольку $A = p\Delta V = \nu R\Delta T$, а изменение внутренней энергии одноатомного газа $\Delta U = \frac{i}{2}\nu R\Delta T$, то

$$Q = \frac{i}{2}\nu R\Delta T + \nu R\Delta T = \frac{i+2}{2}\nu R\Delta T = \nu C_p \Delta T.$$

3. При *изотермическом* процессе ($T = \text{const}$) температура остается постоянной $\Delta T = 0$, внутренняя энергия газа при этом не меняется $\Delta U = 0$, поэтому вся подводимая теплота идет на работу, совершаемую газом.

$$Q = A.$$

7.7. Адиабатический процесс

Адиабатическим процессом называется процесс, протекающий в системе тел без теплообмена с окружающей средой.

На диаграмме pV (рис. 7.5) адиабатический процесс изображается кривой, которая называется адиабатой. На этой диаграмме приведена так же изотерма, которая соответствует температуре начального состояния газа. Из сравнения адиабаты и изотермы следует, что при адиабатическом сжатии газа его давление растет быстрее, чем при изотермическом сжатии. Это связано с тем, что увеличение давления происходит за счет уменьшения объема газа и в связи с возрастанием температуры.

Так как адиабатический процесс протекает без теплообмена ($Q = 0$), то первый закон термодинамики для этого процесса записывается следующим образом:

$$\Delta U + A = 0.$$

Отсюда следует, что

$$A = -\Delta U,$$

то есть в адиабатическом процессе газ совершает работу за счет убыли внутренней энергии системы.

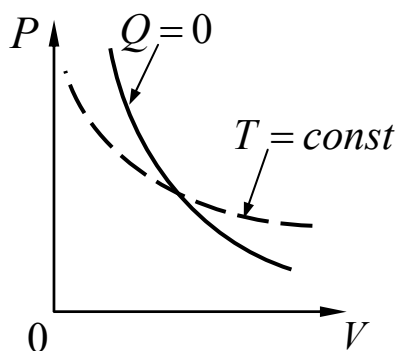


Рис. 7.5

Если газ расширяется адиабатически ($A > 0$, $\Delta U < 0$), то происходит охлаждение газа ($\Delta T < 0$); если газ адиабатически сжимается ($A < 0$, $\Delta U > 0$), то газ нагревается ($\Delta T > 0$).

Практически адиабатический процесс осуществляется при достаточно быстром расширении или сжатии газа таким образом, что теплообмен между газом и внешней средой не успевает произойти.

7.8. Принцип действия теплового двигателя

Тепловой двигатель представляет собой устройство, в котором рабочее тело (газ) совершает работу в ходе циклического процесса за счет теплоты, полученной извне. Чтобы работа за цикл была положительна, давление, а, следовательно, и температура газа при расширении должны быть выше, чем при сжатии. Для этого в тепловом двигателе имеется нагреватель – тело, от которого при расширении газу сообщается теплота Q_1 , и холодильник – тело, которому в процессе сжатия газ отдает теплоту Q_2 . Схема теплового двигателя показана на рис. 7.6.

Так как изменение внутренней энергии при возвращении рабочего тела в первоначальное состояние равно нулю, то первое начало термодинамики для цикла имеет вид:

$$A = Q_1 - Q_2.$$

Коэффициентом полезного действия (КПД) теплового двигателя называется величина, равная отношению совершаемой за цикл работы A к количеству теплоты Q_1 , переданного рабочему телу:

$$\eta = \frac{A}{Q_1}.$$

С учетом того, что $A = Q_1 - Q_2$

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1}.$$

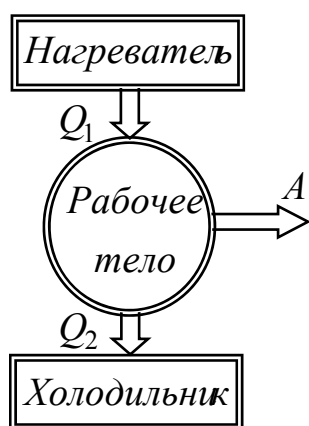


Рис. 7.6

Из определения КПД следует, что он не может быть больше единицы.

Из всех возможных циклов максимальный коэффициент полезного действия имеет цикл Карно (рис. 7.7). Французский ученый С. Карно рассмотрел идеализированный цикл тепловой машины, рабочим телом которой является идеальный газ, находящийся между нагревателем с температурой T_1 и холодильником с температурой T_2 . Этот цикл составлен из определенной последовательности обратимых процессов (см. рис. 7.7): изотермического

расширения $1 \rightarrow 2$, адиабатического расширения $2 \rightarrow 3$, изотермического сжатия $3 \rightarrow 4$ и адиабатического сжатия $4 \rightarrow 1$.

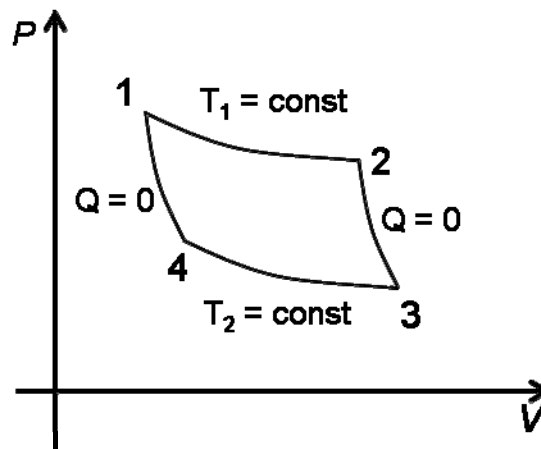


Рис. 7.7

Тепловой двигатель, работающий по циклу Карно, называется идеальным, и его КПД определяется только температурами нагревателя T_1 и холодильника T_2 :

$$\eta_k = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Коэффициент полезного действия любого теплового двигателя, работающего с нагревателем температуры T_1 и холодильником температуры T_2 , всегда меньше КПД идеального теплового двигателя, работающего при тех же температурах нагревателя и холодильника ($\eta < \eta_k$).

7.9. Энтропия и второе начало термодинамики

Кроме внутренней энергии существуют и другие функции состояния. Важнейшая из них – энтропия S , введенная Клаузиусом в 1865 г. Ее изменение ΔS определяется уравнением

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T},$$

где ΔQ – теплота, полученная телом, T – температура теплоотдающего тела.

При переходе идеального газа из состояния, характеризуемого объемом V_1 , температурой T_1 и давлением P_1 , в состояние с термодинамическими параметрами V_2 , T_2 и P_2 для ΔS , используя первое начало термодинамики и уравнение Менделеева – Клайперона, нетрудно получить

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right).$$

В термодинамике доказывается, что в обратимых процессах (могут происходить как в прямом, так и обратном направлении, причем при возвращении системы в исходное состояние в ней и в окружающей среде не происходит никаких изменений) $\Delta S=0$, в необратимых $\Delta S>0$.

На этих свойствах энтропии базируется **второе начало термодинамики** (или **закон возрастания энтропии**): в процессах, происходящих в замкнутой системе, энтропия системы не убывает (в необратимых она возрастает, в обратимых постоянна).

Первое начало термодинамики - это закон сохранения энергии, оно говорит о том, какие процессы возможны (например, возможны и прямые, и обратные процессы, лишь бы выполнялся закон сохранения энергии). Второе начало указывает направление протекания термодинамических процессов: из возможных процессов выбираются те, которые реально осуществимы.

В статистической физике энтропия связывается с термодинамической вероятностью состояния системы. **Термодинамическая вероятность W** – это число способов (микросостояний), с помощью которых может быть реализовано данное состояние макроскопической системы (по определению $W \geq 1$). Согласно Больцману,

$$S = k \ln W,$$

где k – постоянная Больцмана. Второе начало термодинамики теперь можно сформулировать так: процессы в замкнутой системе идут от менее вероятных к более вероятным – до тех пор, пока вероятность системы W не станет максимальной.

От авторов

Возникли трудности в усвоении теоретического курса или в его применении при решении конкретных задач, тестов – записывайтесь на наши курсы и мы поможем Вам подойти к экзамену во всеоружии.

Наш адрес:

190031, г. Санкт-Петербург, Московский проспект, дом 9, ПГУПС, факультет довузовской подготовки.

Наши телефоны отдела заочной формы обучения:

***8 (931) 214-51-45;
8 (812) 457-88-07 .***