



**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения»**

**Кафедра «Системного анализа и
ЛОГИСТИКИ»**

Транспортная энергетика

**Преподаватель: доцент кафедры
к.в.н., доцент *Уголков Сергей Вячеславович*
8-921-325-18-12**

Санкт-Петербург

Раздел 2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ И ТЕПЛОТЕХНИКИ

Учебные вопросы

2.7. Энтропия

2.8. Энтальпия

2.9. Адиабатный процесс

2.10. Цикл Карно

Учебный вопрос №2.7

ЭНТРОПИЯ

Рассмотрим уравнение (2.6), выражающее первый закон термодинамики для единицы массы идеального газа в приращениях:

$$dq = c_V dT + p dV.$$

Выразим давление через температуру и объем, воспользовавшись уравнением состояния идеального газа. Тогда уравнение (2.6) примет вид:

$$\frac{1}{T} dq = \frac{c_V}{T} dT + \frac{R}{V_0} dV. \quad (2.9)$$

Правая часть уравнения (2.9) представляет собой полный дифференциал некоторой функции s , независимыми переменными которой являются T и V .

Таким образом,

$$ds = \frac{1}{T} dq = \frac{c_V}{T} dT + \frac{R}{V_0} dV.$$

Функция s является удельным выражением величины S , которую Р.Клаузиус назвал **энтропией**, что означает "превращение".

Соответственно:

$$dS_{из} = \frac{dQ}{T} \quad d \cdot Q = T S$$

Следовательно, *энтропия представляет собой такую величину, бесконечно малое приращение которой равно отношению бесконечно малого приращения теплоты к абсолютной температуре, при которой эта теплота подводилась к телу.*

В теплотехнике принимают, что для любого тела при атмосферном давлении и абсолютном нуле энтропия равна нулю. Для других же состояний энтропия рассматривается как положительное или отрицательное приращение относительно ее нулевого значения. Следовательно, энтропию можно рассматривать как функцию состояния системы.

Необходимо понимать, что для любого процесса, происходящего в изолированной системе, энтропия конечного состояния никогда не может быть меньше энтропии начального состояния. Т.е. состояние с максимальной энтропией является наиболее устойчивым состоянием изолированной системы.

Тот факт, что все самопроизвольные процессы в изолированной системе происходят в направлении увеличения энтропии, может быть продемонстрирован следующим простым примером.

Рассмотрим теплообмен путем теплопроводности между двумя частями изолированной системы - между A и B . Пусть T_A и T_B - соответственно температуры этих частей, и $T_A < T_B$.

Так как теплота распространяется от более горячего тела к более холодному, то тело B отдает некоторое количество теплоты dQ , которое поглощается телом A . Таким образом, энтропия тела A изменяется на величину $\frac{dQ}{T_A}$, а энтропия

тела B - на величину $-\frac{dQ}{T_B}$. Общее изменение энтропии всей системы составляет $\left(\frac{dQ}{T_A} - \frac{dQ}{T_B}\right)$.

Поскольку $T_A < T_B$, то это изменение положительно, и энтропия всей системы увеличивается.

Если записать уравнение (2.3) в приращениях, то с учетом (2.10) и выражения для элементарной работы $dL=pdV$ получим для массы газа, находящимся в механическом и тепловом равновесии, соответствующем ее энергии и объему, первое фундаментальное уравнение термодинамики для замкнутых систем:

$$dU=TdS-pdV. \quad (2.11)$$

Из него следует важный вывод: *когда в замкнутой системе совершается только механическая работа, то количество выделившейся теплоты при постоянном объеме ($dV=0$) - есть мера уменьшения внутренней энергии*

В заключение данного параграфа несколько слов о современной термодинамике. Дело в том, что в макромасштабе происходит усреднение всех характеристик молекул: энергии, скорости и др. Так, понятие температуры относится к множеству молекул и неприменимо к отдельной молекуле. Каждое термодинамическое состояние газа не является безусловно обязательным, а существует с той или иной вероятностью. Последняя тем выше, чем большим числом комбинаций в пространственном расположении молекул и скоростях молекул оно способно осуществиться.

Наименее вероятно состояние газа, при котором скорости молекул совершенно одинаковы. Вероятность такого состояния условно можно определить величиной w_0 . Тогда вероятность состояния w с разными скоростями молекул во много раз выше, чем w_0 , так как для разных скоростей можно осуществить большее число комбинаций. Отношение $W = w/w_0$ носит название **термодинамической вероятности** или статистического веса состояния. Очевидно, что $W \gg 1$.

В статистической физике доказывається в общем случае, что энтропия тем выше, чем большим числом комбинаций может реализовываться данное состояние. Соотношение, устанавливающее связь между энтропией и термодинамической вероятностью, получено Л.Больцманом:

$$S = k \ln W, \quad (2.12)$$

где k - постоянная Больцмана отношение универсальной газовой постоянной R к числу Авогадро N_A ; $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Сделаем два замечания по поводу приведенной зависимости.

Во-первых, напомним, что число Авогадро N_A равно числу молекул в одном моле вещества, которое для разных веществ является одинаковой величиной. В настоящее время принимают, что постоянная Авогадро $N_A = 6,022045 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} \sim 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$. Например, 2 г водорода, 32 г кислорода и т.д. содержат по N_A молекул. Для того, чтобы представить себе это число, вообразим пустыню площадью в 1 миллион квадратных километров, покрытую слоем песка толщиной 600 м. Если на песчинку приходится объем 1 мм^3 , то общее число песчинок в пустыне будет равно числу Авогадро.

Во-вторых, не приводя строгого доказательства соотношения (2.12), докажем, предполагая существование функциональной зависимости между S и W , что энтропия пропорциональна логарифму вероятности.

Рассмотрим систему, состоящую из двух частей, причем пусть S_1 и S_2 - энтропии, а W_1 и W_2 - вероятности состояний этих частей. Из (2.12) имеем: $S_1=f(W_1); S_2=f(W_2)$.

Энтропия всей системы S равна сумме энтропий ее частей, а вероятность всей системы равна произведению вероятностей. Тогда:

$$S = S_1 + S_2, \quad \text{или} \quad f(W_1 W_2) = f(W_1) + f(W_2).$$

Функция f должна, таким образом, подчиняться функциональному уравнению:

$$f(xy) = f(x) + f(y). \quad (2.13)$$

Так как уравнение (2.13) верно при любых значениях аргументов, то положим $y = 1 + \varepsilon$, где ε - бесконечно малая величина первого порядка. Тогда:

$$f(x + x\varepsilon) = f(x) + f(1 + \varepsilon).$$

Разлагая обе части последнего уравнения в ряд Тейлора по ε и пренебрегая всеми членами выше первого порядка, получим:

$$f(x) + x\varepsilon f'(x) = f(x) + f(1) + \varepsilon f'(1).$$

Поскольку $f(1)=0$, то, избавляясь от $f(x)$ в обеих частях равенства и сокращая на ε , запишем

$$x f'(x) = f'(1) = k,$$

где k представляет собой константу. Деля обе его части на x , получим уравнение:

$$f'(x) = \frac{k}{x},$$

интегрирование которого окончательно дает:

$$f(x) = k \ln x \quad \text{или} \quad S = k \ln W.$$

Следует подчеркнуть, что данные рассуждения не доказывают уравнения Больцмана, так как мы не показали, что существует функциональная зависимость между S и W . Однако данный вывод делает существование функциональной зависимости правдоподобным.

Итак, максимуму энтропии отвечает наиболее вероятное состояние системы. Соответственно с позиции статистической физики наиболее строгим утверждением о направлении протекания процессов будет следующее: **весьма вероятно, что энтропия изолированной системы возрастает**. А раз "весьма вероятно", то возможны некоторые отступления от этого закона, которые наиболее вероятны для небольшого числа молекул. Такие отступления, обнаруженные при изучении броуновского движения, были названы флуктуациями.

Учебный вопрос №2.8

ЭНТАЛЬПИЯ

С целью упрощения расчета многих термодинамических процессов У.Гиббсом была введена функция H , названная *энтальпией*. Для получения аналитических зависимостей, связывающих энтальпию с параметрами термодинамической системы, рассмотрим замкнутую систему. Пусть в этой системе телу сообщается тепло dQ , которое будет расходоваться на увеличение внутренней энергии тела dU и на работу dL , совершаемую телом. Если процесс будет осуществляться при постоянном давлении, то работа будет равна произведению давления на изменение объема $dL=pdV$. Тогда $dQ=dU+pdV$.

Это значит, что теплота, сообщаемая телу, может быть представлена как полный дифференциал некоторой функции

$$dH = d(U + pV).$$

Действительно, полный дифференциал от функции, стоящей в скобках, равен:
 $d(U + pV) = dU + pdV + Vdp = dU + pdV$, т.к. $dp = 0$.

Функция $H = U + pV$ называется **энтальпией**. Другое ее название — тепловая функция или теплосодержание.

Оправданность введения данной функции можно продемонстрировать следующим образом. Пусть в замкнутой системе давление поддерживается постоянным, т.е. совершается только работа расширения. Если обозначить начальное состояние цифрой 1, а конечное цифрой 2, то для конечных значений энергии, теплоты и объема можно записать:

$$\Delta U = U_2 - U_1 = Q - p(V_2 - V_1),$$

откуда $Q = U_2 - U_1 + pV_2 - pV_1 = (U_2 + pV_2) - (U_1 + pV_1) = \Delta H.$

То есть, теплота, поглощенная в процессе, который протекает при постоянном давлении, равна изменению энтальпии, если единственным видом произведенной работы является работа расширения.

Определение энтальпии позволяет нам получить второе фундаментальное уравнение термодинамики.

Возьмем полный дифференциал от энтальпии

$$dH = d(U + pV) = dU + pdV + Vdp.$$

Подставив в полученную формулу выражение для dU из первого фундаментального уравнения (2.11), получим второе фундаментальное уравнение термодинамики:

$$dH = TdS + Vdp.$$

Таким образом, *когда в замкнутой системе совершается только механическая работа, то количество выделившейся теплоты при постоянном давлении - есть мера уменьшения энтальпии.*

Учебный вопрос №2.9

АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

Как сказано выше, адиабатные процессы - это процессы, происходящие без теплообмена с окружающей средой, т.е. $dq=0$. Следовательно, адиабатный процесс является изоэнтропным (при постоянной энтропии). Тогда уравнение (2.9) принимает вид:

$$\frac{c_V}{T} dT + \frac{R}{V} dV = 0,$$

или
$$\frac{dT}{T} + \frac{R}{c_V} \frac{dV}{V} = 0.$$

Интегрирование последнего уравнения дает:
$$\ln T + \frac{R}{c_V} \ln V = \text{const.}$$

Потенцируя, получаем:
$$TV^{\frac{R}{c_V}} = TV^{K-1} = \text{const.} \quad (2.14)$$

Используя уравнение состояния для моля газа, выразим температуру через давление, тогда получим уравнение для **адиабатного** процесса в следующей форме:

$$pV^K = \text{const}. \quad (2.15)$$

Полученное уравнение следует сравнить с уравнением:

$$pV = \text{const}$$

для изотермического процесса. На диаграмме (V, p) изотермы являются семейством равнобочных гипербол, адиабаты же, представленные уравнением (2.15), качественно похожи на гиперболы, но идут круче, потому что $K > 1$.

Учебный вопрос №2.10

ЦИКЛ КАРНО

Французский инженер **С.Карно** установил, что *теплота может быть преобразована в механическую работу лишь тогда, когда имеется перепад температур, и величина этой работы зависит только от температур, при которых подводится и отводится теплота.*

Наиболее совершенными процессами с точки зрения преобразования теплоты в работу являются обратимые круговые процессы - циклы. В то же время среди обратимых круговых процессов наиболее совершенным будет тот, который имеет наибольший КПД. Такой цикл и был предложен С.Карно.

Он состоит из двух обратимых изотермических и двух обратимых адиабатных процессов. Изотермический и адиабатный процессы наиболее предпочтительны с точки зрения получения максимальной работы, поскольку при изотермическом процессе вся теплота, подводимая к рабочему телу, превращается в работу, а адиабатный происходит без теплообмена.

Рассмотрим рабочее тело, состояние которого можно изобразить на (V, p) - диаграмме, а также две адиабаты и две изотермы, соответствующие температурам T_1 и T_2 . Эти четыре кривые взаимно пересекаются в четырех точках A, B, C, D , как показано на рис.2.4.

Пусть AB и CD - две изотермы, соответствующие температурам T_1 и T_2 , а AC и BD - две адиабаты. Обратимый цикл $ABDCA$ носит название цикла Карно.

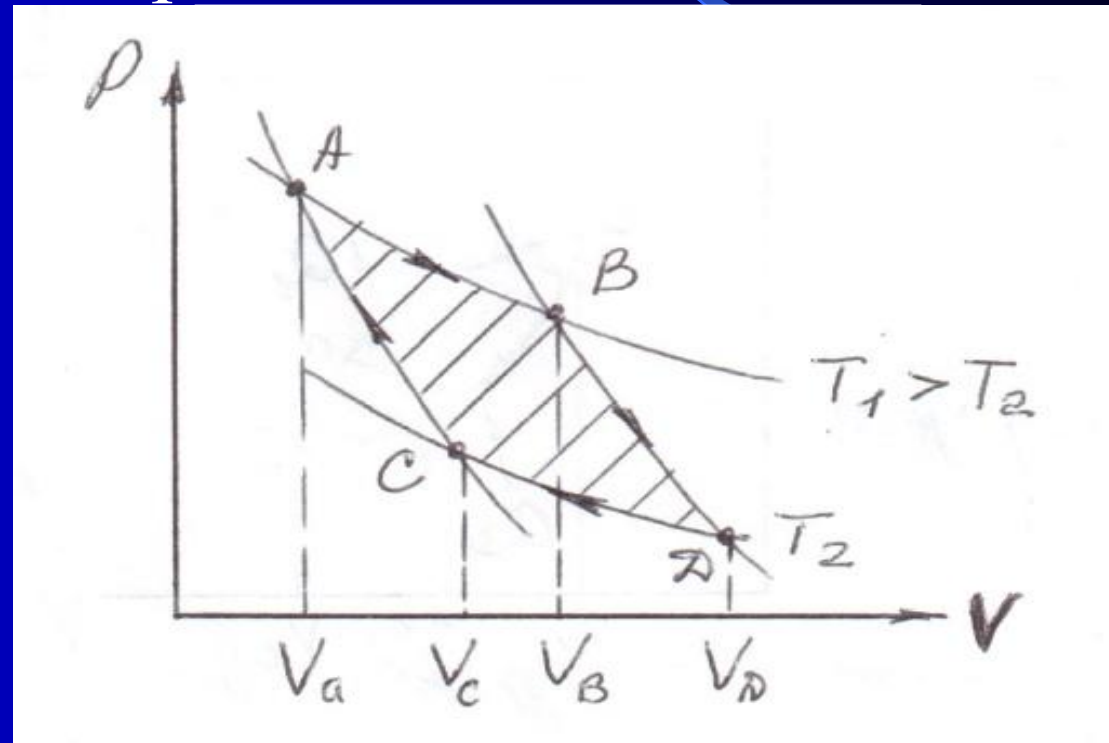


Рис.2.4. - Цикл Карно

Во время **изотермического расширения**, изображенного отрезком **AB** , система **поглощает** количество теплоты **Q_1** от источника с температурой **T_1** .

Во время **изотермического сжатия**, представленного отрезком **DC** , система **отдает** источнику с температурой **T_2** теплоту **Q_2** . Таким образом, общее количество теплоты, поглощенное системой во время цикла, составляет **$Q_1 - Q_2$** . Соответственно работа **L** , проделанная системой во время всего процесса, численно равна заштрихованной на рис.2.4 площади. Найдем эту работу.

Работа, совершаемая во время изотермического расширения, равна:

$$L_{AB} = \int_{V_A}^{V_B} p dV = \frac{m}{M} RT_1 \int_{V_A}^{V_B} \frac{1}{V} dV = \frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_B}{V_A}.$$

Поскольку внутренняя энергия идеального газа является функцией только температуры, а точки A и B лежат на одной изотерме, то согласно первому закону термодинамики работа изотермического расширения в точности равна количеству теплоты Q_1 , т.е.

$$Q_1 = L_{AB} = \frac{m}{M} RT_1 \ln \frac{V_B}{V_A}.$$

Аналогично можно показать, что:

$$Q_2 = L_{DC} = \frac{m}{M} RT_2 \ln \frac{V_D}{V_C}.$$

Адиабатные процессы происходят без теплообмена с окружающей средой. Поэтому, согласно первому закону термодинамики работа адиабатного процесса равна только изменению внутренней энергии системы. А так как процессы **BD** и **CA** происходят при одних и тех же конечных температурах T_1 и T_2 , то изменение внутренней энергии системы (соответственно и работа) в этих процессах также одинаковы по величине (напомним, что внутренняя энергия определяется температурой). А поскольку работа адиабатного расширения (**BD**) и работа адиабатного сжатия (**CA**), или изменения внутренней энергии системы на соответствующих участках имеют разные знаки, то их сумма равна нулю.

Используя уравнение первого закона термодинамики для циклического процесса, запишем

$$L=Q_1-Q_2,$$

откуда видно, что только часть теплоты, поглощенной системой из источника с более высокой температурой, превращается в цикле Карно в работу.

Термический КПД цикла Карно η определим как отношение работы, совершенной циклом, к количеству теплоты, поглощенной из источника с более высокой температурой,

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

Так как точки A и C лежат на одной адиабате, то в соответствии с (2.8) справедливо равенство

$$T_2 V_C^{K-1} = T_1 V_A^{K-1}.$$

Аналогично для точек B и D

$$T_2 V_D^{K-1} = T_1 V_B^{K-1}.$$

Разделив последние уравнения друг на друга и извлекая корень $(K-1)$ -й степени, получаем

$$\frac{V_B}{V_A} = \frac{V_D}{V_C}.$$

С учетом полученного соотношения и выражений для Q_1 и Q_2 находим:

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Тогда выражение для термического коэффициента полезного действия принимает вид:

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

Из полученных соотношений следует, что *превращение теплоты в работу в случае равенства температур источника и приемника теплоты невозможно. При этом чем выше разность температур источника и приемника, тем выше КПД процесса.*

Анализ цикла Карно позволяет сделать также следующий важный вывод: *невозможно превращение теплоты в работу без компенсации.*

Компенсация первого рода имеет место, когда процесс превращения теплоты в работу сопровождается изменением термодинамического состояния рабочего тела. Так, при изотермическом расширении внутренняя энергия рабочего тела не меняется, и вся теплота, сообщаемая рабочему телу, превращается в работу. Увеличение объема (компенсация первого рода) - необходимое условие превращения теплоты в работу.

Если превращение теплоты в работу влечет за собой не только изменение состояния рабочего тела, но и других тел, то речь идет о компенсации второго рода. В тепловых машинах такими телами являются приемники теплоты.

Смысл понятия компенсации второго рода легко можно понять из формулировки **второго закона термодинамики**, предложенной М.Планком:

невозможно построить периодически действующую тепловую машину, которая не производила бы ничего другого, кроме поднятия груза и охлаждения источника теплоты.

Из этой формулировки следует, что для превращения теплоты в работу в периодически действующей машине необходим дополнительный процесс - процесс передачи теплоты от рабочего тела к ее приемнику (в цикле Карно - на участке изотермического сжатия). Этот процесс и представляет собой *компенсацию второго рода*.

В реальных циклах тепловых двигателей (например, в ДВС) цикл Карно неприменим, поскольку из-за небольшого различия в наклонах изотерм и адиабат пришлось бы использовать цилиндры очень большой длины.

В природе существуют процессы, протекающие без сопровождения другими процессами, т.е без компенсации. Они называются *самопроизвольными* или *некомпенсированными*. Примером такого процесса может служить превращение работы сил трения в теплоту. Обратный процесс превращения теплоты в работу невозможен без компенсации.

Другой пример - процесс передачи тепла от более нагретого тела менее нагретому. Этот процесс самопроизвольно идет только в одном направлении. Обратный переход теплоты от холодного тела к нагретому без дополнительных процессов невозможен.

В заключение следует отметить, что открытия С.Карно являются фундаментальной основой практической теплотехники, развитие которой привело к появлению тепловых машин различных типов. К рассмотрению процессов в реальных тепловых машинах мы и перейдем в следующем разделе.



Лекция окончена

Благодарю за внимание