

Тема: Тепловые машины. Энтропия

Основные понятия и определения

Самопроизвольным называется процесс, происходящий без воздействия внешних сил.

В природе существует два вида термодинамических процессов: *обратимые* и *необратимые*.

Обратимым называется процесс, при котором возвращение системы в первоначальное состояние не сопровождается какими-либо изменениями в окружающей среде.

(например:

- механические процессы без наличия сил трения и сопротивления,
- незатухающие колебания маятника в вакууме, абсолютно упругий удар,
- незатухающие электромагнитные колебания в колебательном контуре и др.)

Необратимым называется процесс, при котором возвращение системы в первоначальное состояние сопровождается какими-либо изменениями в окружающей среде.

(например:

- движение при наличии трения и сопротивления,
- передача тепла от горячего тела к холодному,
- явления переноса и др.)

Так как все реальные процессы происходят при наличии трения и сопротивления, а также при наличии неизбежных потерь тепла, следовательно, все реальные процессы являются необратимыми.

Необратимые процессы в обратную сторону самопроизвольно не происходят (например, процессы теплообмена).

Круговым процессом (или **циклом**) называется ТД процесс, в результате которого ТДС возвращается в исходное состояние.

На диаграммах состояния круговые процессы изображаются в виде замкнутых кривых.

ТДС можно перевести из одного состояния в другое как в прямом 1-2, так и в обратном 2-1 направлениях (причём как по той же самой кривой (2 а 1) либо по любой другой (2 в 1)).

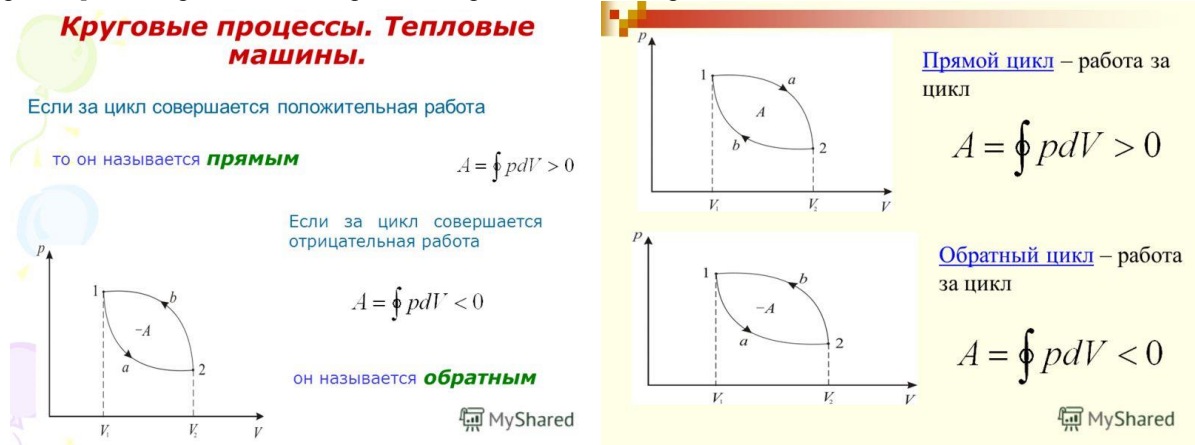
Обратимый процесс в обратном направлении происходит по той же самой кривой, а необратимый по другой кривой.

Прямым циклом тепловой машины называется цикл, в результате которого рабочее тело тепловой машины совершает положительную работу (*по прямому циклу работают тепловые машины*).

На диаграмме $p - V$ прямой цикл протекает по часовой стрелке.

Обратным циклом тепловой машины называется цикл, в результате которого рабочее тело тепловой машины совершает отрицательную работу (*по обратному циклу работают холодильные машины*).

На диаграмме $p - V$ обратный цикл протекает против часовой стрелки.



Тепловая машина

Тепловой машиной называется устройство, превращающее внутреннюю энергию источника теплоты в механическую работу.

Некоторые виды тепловых машин:

- паровая машина;
- паровая турбина;
- двигатель внутреннего сгорания;
- реактивный двигатель.

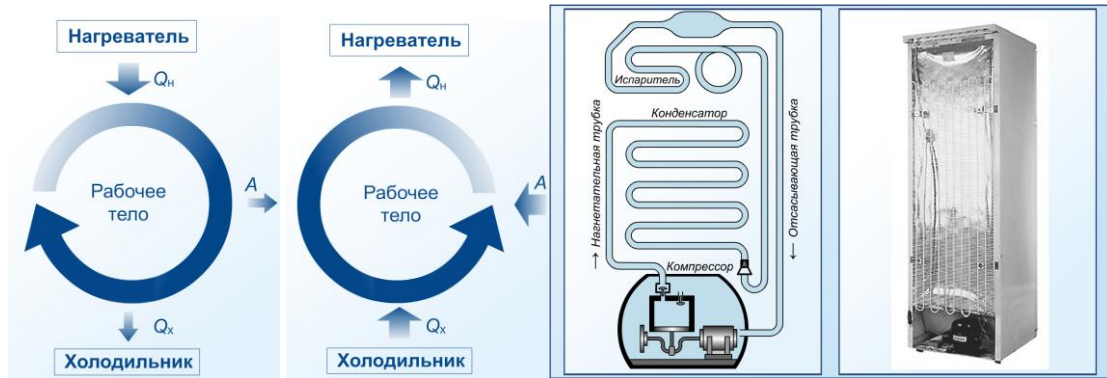
Тепловыми двигателями называются машины, предназначенные для преобразования тепловой энергии в механическую работу.

Холодильными машинами называются машины, предназначенные для передачи тепла от холодных тел к более нагретым телам.

Во всех двигателях энергия топлива сначала переходит в энергию газа или пара. Газ, расширяясь, совершает работу и при этом охлаждается. Часть его внутренней энергии превращается в механическую работу.

Любой тепловой двигатель, независимо от его конструктивных особенностей, состоит из трех основных частей:

- **рабочее тело** (это вещество, совершающее работу в тепловой машине (обычно это газ или пар, так как именно в газообразном состоянии вещество сильнее всего расширяется при нагревании),
- **нагреватель** (это тело или окружающая среда с температурой больше температуры рабочего тела, которые передают тепловую энергию рабочему телу),
- **холодильник** (это тело или окружающая среда с температурой меньше температуры рабочего тела, которые поглощают часть тепловой энергии от рабочего тела).



Условия, необходимые для работы периодического теплового двигателя

1. Наличие рабочего тела (обычно газ или пар).
2. Использование при работе кругового процесса.
3. Наличие нагревателя и холодильника.

Схема работы теплового двигателя

Для непрерывного совершения механической работы рабочее тело после совершения полезной работы должно быть возвращено в первоначальное состояние.

Наблюдения показывают, что всегда превращение теплоты в работу сопровождается потерями тепловой энергии.

Необходимым условием циклического получения механической работы в тепловом двигателе является наличие «нагревателя» и «холодильника».

Обозначим через T_1 начальную температуру рабочего тела двигателя, называемую **температурой нагревателя**. Это температура газа или пара, которые будут совершать работу. Чаще всего повышение температуры газа происходит за счет сгорания топлива внутри самого двигателя.

По мере своего расширения и совершения при этом положительной работы, газ теряет энергию и охлаждается до некоторой температуры T_2 . Эта температура не может быть значительно ниже температуры окружающей среды, так как в противном случае давление газа станет ниже атмосферного и двигатель работать не сможет. Обычно температура T_2 несколько больше температуры окружающей среды. Её называют **температурой холодильника**.

Чтобы вернуть газ в исходное состояние, его необходимо охладить и сжать, причём так, чтобы работа при сжатии газа была меньше работы газа при расширении. Таким образом, одна часть тепловой энергии, полученной от нагревателя, превращается в полезную механическую работу, а другая теряется, передаваясь **холодильнику**.

Холодильником может служить окружающая среда или специальное устройство для охлаждения и конденсации отработанного пара – конденсатор. В последнем случае его температура может быть несколько ниже температуры окружающей среды за счет принудительного внешнего охлаждения.

Давление газа при сжатии ниже, чем при расширении, что обеспечивает полезную работу двигателя.

Поскольку газ возвращается в исходное состояние, то применение первого закона термодинамики приводит к следующему равенству между полезной работой A , полученной в одном цикле, количеством теплоты Q_1 , переданным нагревателем рабочему телу, и количеством теплоты Q_2 , отданным рабочим телом холодильнику:

$$A = Q_1 - Q_2.$$

Термический КПД тепловой машины

Для характеристики экономичности различных двигателей вводят понятие **коэффициента полезного действия**, который показывает, какая часть тепловой энергии, полученной рабочим телом от нагревателя, идёт на совершение работы.

Коэффициентом полезного действия (КПД) теплового двигателя η (эта) называется величина, равная отношению полезной работы A , совершенной двигателем, к количеству теплоты, полученной от нагревателя:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1},$$

где A - полезная работа двигателя, Дж; Q_1 и Q_2 — количество теплоты, полученное рабочим телом двигателя от нагревателя Q_1 и переданное холодильнику Q_2 , Дж.

Цикл Карно

В начале XIX века французский инженер Сади Карно исследовал пути повышения КПД тепловых двигателей. Он предложил цикл, имеющий максимально возможный КПД при данных температурах нагревателя и холодильника.

Цикл Карно состоит из двух изотермических и двух адиабатных процессов.

Выбор именно этих процессов обусловлен тем, что работа газа при изотермическом расширении совершается за счет внутренней энергии нагревателя, а при адиабатном процессе за счет внутренней энергии расширяющегося газа.

Цикл Карно – самый эффективный из всех возможных циклов тепловых двигателей.

Однако на практике такой цикл не осуществляют из-за того, что изотермический процесс протекает очень медленно. **Идеальной тепловой машиной** называется воображаемая машина, работающая по циклу Карно.

Практическое значение идеальной тепловой машины Карно в том, она имеет максимально возможный КПД при данных температурах нагревателя и холодильника и определяет верхний предел КПД всех реальных тепловых машин.

КПД идеальной тепловой машины можно определить по **теореме Карно**:

Термический КПД цикла Карно не зависит от физических и химических свойств рабочего тела, а определяется лишь абсолютной температурой нагревателя T_1 и холодильника T_2

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

где T_1 — температура нагревателя, а T_2 — температура холодильника.

Для идеальной тепловой машины справедливо так же и формула для определения КПД реальной тепловой машины:

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

Принцип работы идеальной тепловой машины

Идеальный газ приводят в контакт с нагревателем и предоставляют ему возможность расширяться изотермически, то есть при температуре нагревателя (состояние 1-2), при этом газ получает от нагревателя количество теплоты Q_1 .

Когда расширившийся газ перейдет в состояние 2, его теплоизолируют от нагревателя и дают возможность расширяться адиабатически, при этом газ совершает работу за счет убыли своей внутренней энергии.

Расширяясь адиабатически (состояние 2-3), газ охлаждается до тех пор, пока его температура не будет равна температуре холодильника (состояние 3).

Теперь газ приводят в контакт с холодильником, в результате чего он изотермически сжимается (состояние 3-4), отдавая холодильнику количество теплоты Q_2 . Газ переходит в состояние 4.

Затем газ теплоизолируют от холодильника и сжимают адиабатически (состояние 4-1). При этом температура газа увеличивается и достигает температуры нагревателя (состояние 1).

В результате такого процесса газ возвращается в первоначально состояние и процесс повторяется сначала.

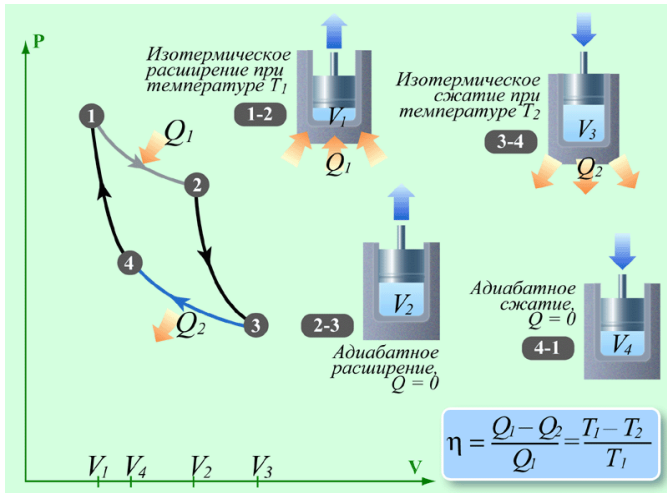


Рис. 1

В процессе изотермического расширения 1-2 при температуре T_1 работа совершается за счет изменения внутренней энергии нагревателя, т.е. за счет подводимого к газу количества тепла

$$A_{12} = Q_1$$

Охлаждение газа перед сжатием происходит при адиабатном расширении 2-3. Все изменение внутренней энергии при таком процессе ($\Delta Q = 0$) преобразуется в механическую работу

$$A_{23} = -\Delta U_{23}$$

Температура газа в результате адиабатного расширения 2-3 понижается до температуры холодильника $T_2 < T_1$.

В процессе 3-4 газ изотермически сжимается, передавая холодильнику количество теплоты Q_2 .

$$A_{34} = A_{сж} = Q_2$$

Цикл завершается процессом адиабатного сжатия 4-1

($\Delta Q = 0$), при котором газ нагревается до температуры T_1 .

Любая реальная тепловая машина, работающая с нагревателем, имеющим температуру T_1 , и холодильником с температурой T_2 , не может иметь КПД, превышающий КПД идеальной тепловой машины.

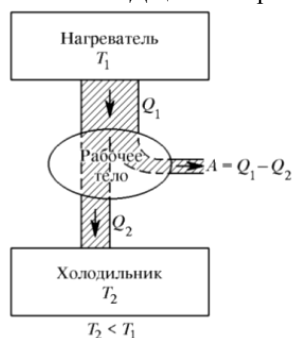
Для повышения КПД теплового двигателя следует понижать температуру холодильника и увеличивать температуру нагревателя.

Понижать температуру холодильника искусственно невыгодно, так как это требует дополнительных затрат энергии.

Повышать температуру нагревателя можно тоже до определенного предела, так как различные материалы обладают различной жаропрочностью при высоких температурах.

В реальных тепловых машинах цикл Карно не осуществляется из-за значительных трудностей осуществления изотермического процесса (для этого процесс должен протекать очень медленно, чтобы успевал происходить теплообмен между частями тепловой машины).

Однако формула Карно показала, что существуют неиспользованные резервы повышения КПД, так как практический КПД очень сильно отличается от КПД цикла Карно.

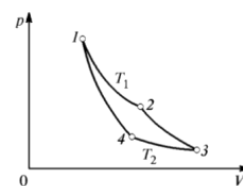


КПД теплового двигателя

$$\eta = \frac{A_{полезная}}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

КПД идеальной тепловой машины (машины Карно)

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

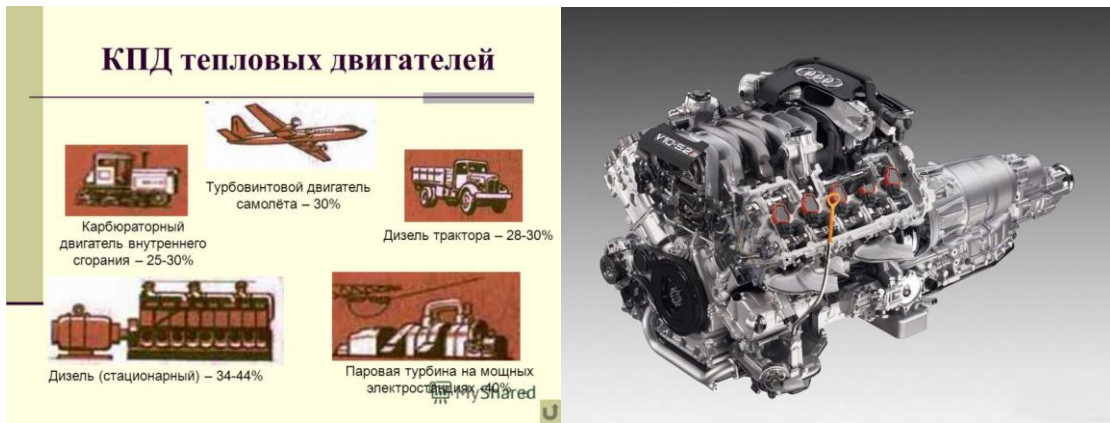


Цикл Карно на p - V -диаграмме

Рис. 2

Принципиальная схема работы теплового двигателя

Двигатели Дизеля имеют КПД 20-40%, паровые турбины – около 30%.



Неравенство Клаузиуса.

Обратимый термодинамический цикл

Для обратимого цикла Карно имеем

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \text{ следовательно, } 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}.$$

$$\text{при нагревании } Q_1 > 0 \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} > 0, \text{ при охлаждении } Q_2 < 0 \Rightarrow \frac{Q_2}{T_2} < 0.$$

Тогда с учётом знака можно записать

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0.$$

То есть для обратимого цикла получим:

$$\sum \frac{Q_i}{T_i} = 0.$$

Приведённым количеством теплоты Q^* называется скалярная величина, равная отношению количества теплоты Q , полученное при изотермическом процессе с температурой T , к величине этой температуры, то есть $Q^* = \frac{Q}{T}$.

Любой произвольный обратимый процесс можно разбить на бесконечное множество элементарных изотермических процессов. Тогда на каждом таком участке $\delta Q_i^* = \frac{\delta Q_i}{T_i}$ и для всего обратимого цикла можно записать:

$$Q_{обр}^* = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right)_{обр} = \oint \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right)_{обр} = 0.$$

Таким образом, в случае обратимого цикла имеем: $Q_{обр}^* = \oint \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right)_{обр} = 0.$

Необратимый термодинамический цикл

Для необратимого цикла Карно имеем

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \text{ следовательно, } 1 - \frac{Q_2}{Q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{Q_2}{Q_1} > \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{Q_2}{T_2} > \frac{Q_1}{T_1}.$$

$$\text{при нагревании } Q_1 > 0 \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} > 0, \text{ при охлаждении } Q_2 < 0 \Rightarrow \frac{Q_2}{T_2} < 0.$$

Тогда с учётом знака, а также того, что $\left| -\frac{Q_2}{T_2} \right| > \frac{Q_1}{T_1}$ можно записать $\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0.$

То есть для необратимого цикла получим:

$$\sum \frac{Q_i}{T_i} < 0.$$

Любой произвольный необратимый процесс можно разбить на бесконечное множество элементарных изотермических процессов. Тогда на каждом таком участке $\delta Q_i^* = \frac{\delta Q_i}{T_i}$ и для всего необратимого цикла можно записать:

$$Q_{необр}^* = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right)_{необр} = \oint \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right)_{необр} < 0.$$

Таким образом, в случае необратимого цикла имеем: $Q_{обр}^* = \oint \left(\frac{\delta Q_i}{T_i} \right)_{обр} < 0$.

Отсюда следует **неравенство Клаузиуса** для приведённого количества теплоты:

Сумма приведённых количеств теплоты для любого реального цикла не может быть больше нуля: $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$.

Энтропия

Понятие энтропия в термодинамику впервые ввёл Р. Клаузиус в 1865 г. на основе своего неравенства $\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$.

Здесь интеграл берётся по любому замкнутому процессу, при котором система получает или отдаёт малые количества теплоты δQ при соответствующих значениях температуры T . В случае обратимого процесса из неравенства Клаузиуса

следует, что $\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{обр} = 0$, то есть интеграл какой-то неизвестной в то время функции по произвольному замкнутому

контурю равен нулю. С математической точки зрения это означает, что величина этой функции не зависит от того, каким способом система оказалась в данном состоянии. Таким свойством обладает, например, внутренняя энергия. С точки зрения физики, такие величины очень удобны для описания различных параметров системы, так как изменение этих величин не зависит от способа, которым система оказалась в данном состоянии (то есть изотермически, изохорически или любым другим способом вы перевели систему из начального состояния в конечное), а определяется лишь начальными и конечными параметрами системы. Поэтому Клаузиус обратил на это внимание и ввел новую величину, которую назвал **энтропией** S .

Из неравенства Клаузиуса следует, что элементарное изменение энтропии $dS = \frac{\delta Q}{T}$.

Тогда энтропию системы в любом произвольном состоянии можно определить по формуле $S = \int_0^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$, а изменение энтропии

системы при переходе из начального в конечное состояние в случае обратимого процесса равно $\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}$.

Таким образом,

Энтропией называется функция состояния термодинамической системы, дифференциал которой dS при обратимом процессе равен отношению бесконечно малого количества теплоты δQ , сообщенного системе, к термодинамической температуре T системы в данный момент времени:

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Энтропия определяется с точностью до постоянной величины, поэтому смысл имеет лишь ее изменение при переходе системы из состояния 1 в состояние 2. Разность энтропий в двух состояниях при обратимом процессе равна

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}.$$

В настоящее время существует два определения энтропии: термодинамическое (как её ввел Клаузиус) и статистическое (как её ввел Больцман):

1. **Энтропией** термодинамической системы в данном состоянии называется величина, равная $S = \int_0^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$,

где δQ - элементарное количество теплоты, переданное термодинамической системе, при температуре T . Это определение в основном используется в термодинамике.

2. **Энтропией** термодинамической системы в данном состоянии называется величина, равная $S = k \ln \Omega$,

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ - постоянная Больцмана, Ω - статистический вес данного термодинамического состояния системы.

Это определение в основном используется в теоретической физике.

Статистический вес показывает число микросостояний системы, которыми может быть реализовано данное макросостояние. (то есть $\Omega = 100$ означает, что существует 100 способов, которыми можно осуществить данное состояние системы).

Обе формулировки в итоге оказываются эквивалентными.

Физический смысл энтропии раскрыл несколько позже Больцман в рамках статистической физики:

энтропия системы определяет вероятность нахождения термодинамической системы в данном состоянии $p \sim e^{-\frac{S}{k}}$,

где p - вероятность нахождения системы в данном термодинамическом состоянии; S - энтропия системы;

$e = 2.72$ - основание натурального логарифма (Неперово число); $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$ - постоянная Больцмана.

Энтропия системы при обратимом цикле

Энтропия изолированной термодинамической системы, совершающей обратимый цикл, не изменяется с течением времени, то есть

$$\Delta S = 0.$$

Энтропия неизолированной термодинамической системы, совершающей обратимый цикл, может как увеличиваться (если $\delta Q > 0$), так и уменьшаться (если $\delta Q < 0$).

Энтропия системы при необратимом цикле

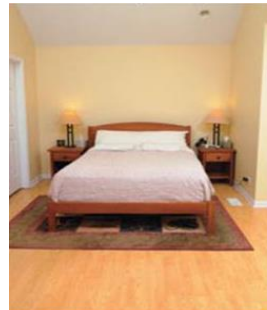
Энтропия изолированной термодинамической системы, совершающей необратимый цикл, всегда возрастает с течением времени, то есть

$$\Delta S > 0.$$

беспорядок возникает спонтанно



для порядка необходима энергия



Энтропия низкая



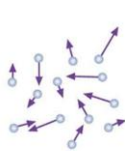
Энтропия высокая



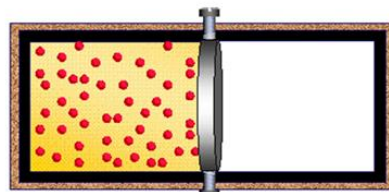
лёд



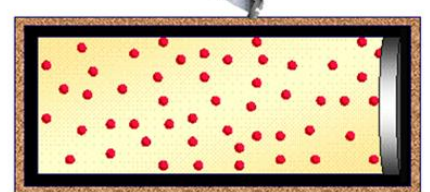
$$t = 0^\circ\text{C}$$



вода



Внутренняя энергия не изменяется (так как $T = const$), а энтропия возрастает ($\Delta S > 0$)



Энтропия возрастает

Сложность системы сначала возрастает, а потом уменьшается



низкая энтропия
низкая сложность

средняя энтропия
высокая сложность

высокая энтропия
низкая сложность



Основные свойства энтропии

1. Энтропия является функцией состояния (то есть её величина не зависит от того, каким способом система оказалась в данном состоянии),
2. энтропия величина аддитивная (то есть энтропия системы равна сумме энтропий каждой части системы),
3. в состоянии устойчивого термодинамического равновесия энтропия системы достигает максимального значения,
4. в случае равновесного (то есть обратимого) кругового процесса энтропия системы не изменяется,
5. энтропия системы определяет вероятность её нахождения в данном термодинамическом состоянии,
6. при изохорическом процессе энтропия системы является монотонно возрастающей функцией внутренней энергии системы,
7. понятие энтропии имеет двойное толкование: макроскопическое $S = \int_0^{T_1} \frac{\delta Q}{T}$ и микроскопическое $S = k \ln \Omega$.
8. энтропия характеризует степень неравномерности распределения энергии любого вида (тепловой, электрической, магнитной, химической и т.д.) в системе.

Второе начало термодинамики

(определяет направление протекания всех реальных термодинамических процессов)

Первый закон термодинамики не определяет направление тепловых процессов.

Часто процессы, допустимые с точки зрения закона сохранения энергии, не реализуются в действительности. Почему так происходит, отвечает второй закон термодинамики. Этот закон был установлен путем непосредственного обобщения опытных фактов и имеет несколько эквивалентных формулировок.

Второе начало термодинамики:

в циклически действующем тепловом двигателе невозможно полностью преобразовать все количество теплоты, полученное от нагревателя, в механическую работу.

В этой формулировке отражён тот опытный факт, что невозможно создать тепловую машину, состоящую только из нагревателя и рабочего тела. Для того, чтобы тепловая машина могла совершать непрерывно положительную работу, обязательно должен быть холодильник.

Используя понятие энтропии, второе начало термодинамики можно сформулировать по-другому.

Второе начало термодинамики (закон возрастания энтропии):

Энтропия замкнутой термодинамической системы при любых процессах остаётся неизменной в случае обратимых процессов, либо возрастает в случае необратимых процессов, то есть

$$\Delta S \geq 0$$

В этой формулировке второй закон термодинамики указывает направление любых самопроизвольно протекающих процессов в термодинамически изолированных системах, то есть в этом случае никогда самопроизвольно не будут протекать процессы, в которых энтропия системы уменьшается, даже если эти процессы не запрещаются законом сохранения энергии.

В этом состоит физический смысл второго начала термодинамики: все реальные процессы в изолированной системе протекают в сторону возрастания энтропии.

Важность этого закона состоит так же и в том, что из него можно вывести заключение о необратимости не только процессов теплопередачи, но и других процессов в природе.

Закон возрастания энтропии справедлив только для изолированных систем. С помощью внешней системы можно уменьшить энтропию тела. Однако суммарная энтропия тела и внешней системы уменьшиться не может.

Если изолированная система находится в состоянии с максимальной энтропией, то в ней не могут происходить никакие процессы, поскольку любой процесс привел бы к увеличению энтропии. Таким образом, *состояние с максимальной энтропией является наиболее устойчивым состоянием изолированной системы.*

Самопроизвольные процессы в изолированных системах идут всегда в направлении роста энтропии. т.е. для любого процесса в изолированной системе энтропия конечного состояния не может быть меньше энтропии начального состояния. Это следствие закона возрастания энтропии.

Если процесс обратим, то энтропия системы не меняется.

- если процесс обратимый, то $dS = \frac{\delta Q}{T}$,

- если процесс необратимый, то энтропия кроме приращения $dS = \frac{\delta Q}{T}$ (знак которого зависит от знака δQ), получает ещё и

дополнительное положительное приращение, обусловленное необратимостью данного процесса. В итоге $dS > \frac{\delta Q}{T}$ (даже если $\delta Q = 0$).

При протекании необратимого процесса в системе отдающей теплоту ($\delta Q < 0$) энтропия может как увеличиваться, так и

уменьшаться (если $\frac{\delta Q}{T}$ окажется больше доли приращения энтропии, которая обусловлена необратимостью процесса).

При протекании обратимого процесса в неизолированной системе энтропия может как увеличиваться (если $\delta Q > 0$), так и уменьшаться (если $\delta Q < 0$)

Статистическое толкование второго закона термодинамики

Изолированная система самопроизвольно переходит из менее вероятного состояния в более вероятное.

Замкнутая система многих частиц самопроизвольно переходит из более упорядоченного состояния в менее упорядоченное. Это объясняется тем, что число микросостояний, соответствующих менее упорядоченному состоянию системы, всегда во много раз превышает число микросостояний, соответствующих упорядоченному состоянию.

Так при диффузии газы смешиваются, равномерно распределяясь по объёму.

Третье начало термодинамики (теорема Нернста)

(говорит о поведении энтропии системы вблизи абсолютного нуля температур)

Первый и второй законы термодинамики ничего не говорят о том, как будет вести себя энтропия термодинамической системы при стремлении её температуры к абсолютному нулю. При температуре $T=0K$ любая термодинамическая система находится в состоянии, статистический вес которого равен единице. Согласно формуле $S = k \ln \Omega$ энтропия системы в этом случае должна быть равна нулю (так как $\ln 1 = 0$)

Третье начало термодинамики (теорема Нернста):

энтропия всех тел в состоянии термодинамического равновесия стремится к нулю при приближении их температуры к абсолютному нулю, то есть

$$\lim_{T \rightarrow 0} S \rightarrow 0.$$

Анализ этого закона говорит о том, что при $T = 0K$ теплоёмкость любого тела становится равной нулю, а отсюда следует, что можно сколь угодно близко приближать температуру тела к абсолютному нулю, однако достичь температуры абсолютного нуля невозможно.