

# *Термодинамика*

*§7. Термодинамический цикл.*

*Устройство и КПД тепловой машины*

*§8. Второе начало термодинамики*

*§9. Цикл Карно*

*§10. Неравенство Клаузиуса*

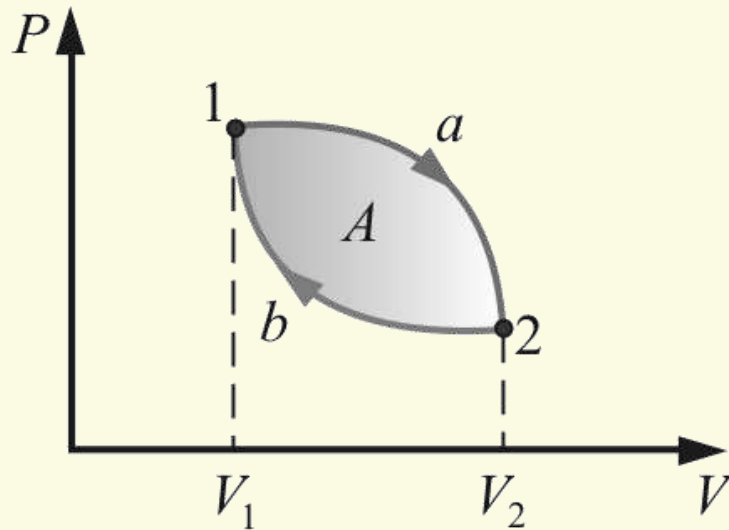
*§11. Энтропия*

**Циклический (круговой) процесс (цикл)** – процесс, в течение которого система (рабочее вещество), изменяя свое состояние, возвращается в исходное состояние. *Теоретический циклический процесс рассматривается для постоянного количества рабочего вещества*

$$\delta Q = dU + \delta A$$

$\oint dU = 0$  – внутренняя энергия является функцией состояния, ее изменение за цикл равно нулю

$$\oint \delta Q = \oint \delta A$$



**Работа**, осуществляемая системой за цикл, равна

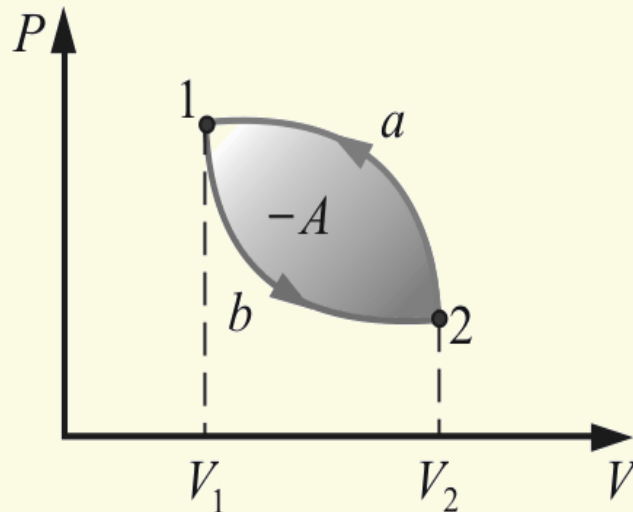
$$A = \oint \delta A = \oint p dV$$

и определяется площадью, охватываемой кривой (внутри)

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

**Прямой цикл** протекает по часовой стрелке (за цикл совершается положительная работа)

$$A = \oint p dV > 0$$



Обратный цикл протекает против часовой стрелки (за цикл совершается отрицательная работа)

$$A = \oint p dV < 0$$

Результатом произведенной **работы** может явиться в определенных случаях возникновение **равного ей** количества **теплоты**

Рассмотрим обратный процесс преобразования теплоты в механическую работу



## Преобразование теплоты в механическую работу

---

Теплота – энергия, передаваемая от тела с более высокой температурой телу с меньшей температурой

Сама по себе такая передача энергии не сопровождается совершением работы (нет перемещения тел). Она приводит лишь к увеличению внутренней энергии тела и выравниванию температур

Но если тепло передается телу, которое при этом может расширяться, то оно может совершить работу

$$\delta A = \delta Q - dU$$

$$\delta A = \delta Q$$

Наибольшая работа совершается при изотермическом процессе

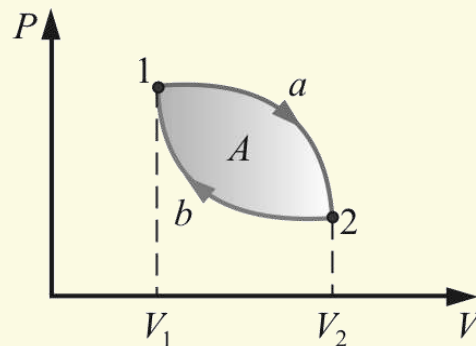
Для получения максимальной работы, **равной** подведенной теплоте, необходимо передавать теплоту расширяющемуся телу без разности температур между источником теплоты и телом

Необратимый процесс теплопроводности бесполезен для превращения теплоты в работу, он приводит лишь к увеличению внутренней энергии тела в ущерб работе (необходима бесконечно малая разность температур)  $\Rightarrow$

## Преобразование теплоты в механическую работу

⇐ Относится к **однократному** акту передачи теплоты телу, совершающему работу (тело может совершить работу, равную полученной от источника теплоту)

Техника: устройства цикличны  $\Rightarrow$  Тело необходимо вернуть в исходное состояние

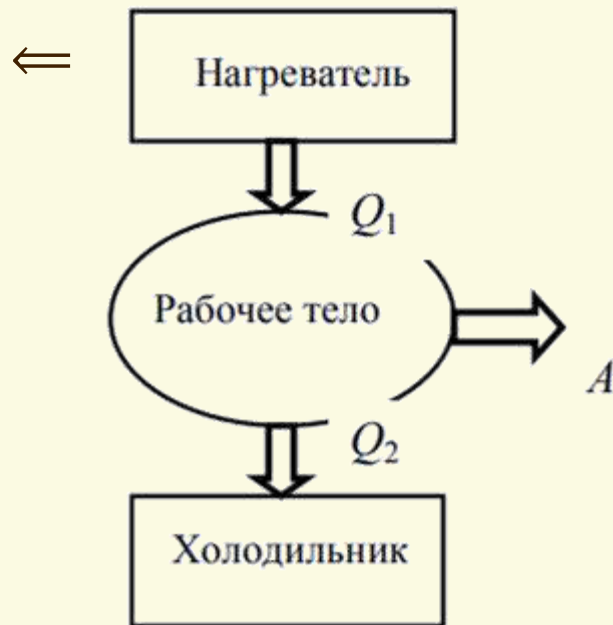


Можно ли в цикле получить работу, равную теплоте, полученную от источника?

Опыт:  
(Томсон, Кельвин)

**Невозможно осуществить циклический процесс, единственным результатом которого было бы превращение в механическую работу теплоты, отнятой у какого-нибудь тела, без того, чтобы произошли какие-либо изменения в другом теле или телах**

Преобразование теплоты в механическую работу

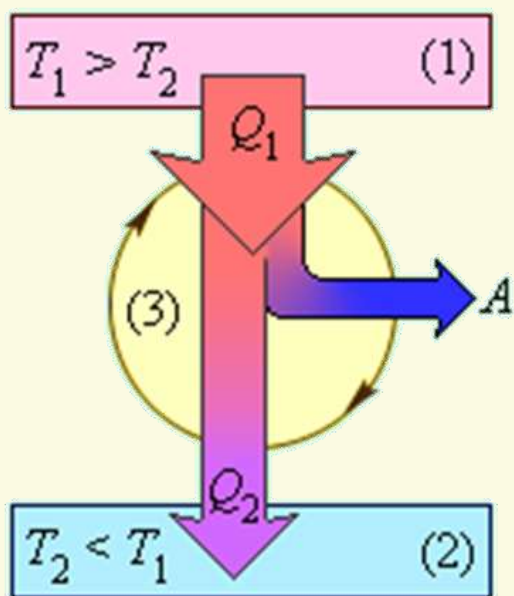


Другое тело – холодильник (перед сжатием рабочее тело должно быть охлаждено)

*Принцип Карно:*

**Для совершения работы в циклической машине необходимо участие двух тел с различной температурой**

**Тепловая машина** – периодически действующее устройство, преобразующее внутреннюю энергию в механическую работу



$$Q_1 > 0 \quad Q_1 > Q_2$$

$$A > 0$$

- механическая работа производится в процессе расширения некоторого вещества, называемого рабочим телом (3) (газообразные вещества: пары бензина, воздух, водяной пар)
- рабочее тело получает (или отдает) тепловую энергию в процессе теплообмена с телами, имеющими большой запас внутренней энергии – тепловыми резервуарами (нагреватель (1) и холодильник (2))



**Эффективность любого цикла** можно определить как отношение «результата» («пользы») к затраченным средствам, выраженным в энергетических единицах (Дж):

$$\eta = \frac{\text{польза (результат) [Дж]}}{\text{затраты [Дж]}}$$

Выделим *три типа тепловых механизмов*, использующих в процессе своей работы теплоту: *тепловой двигатель, холодильник и тепловой насос*

**Тепловой двигатель** – периодически действующая установка, совершающая работу за счет получения извне теплоты

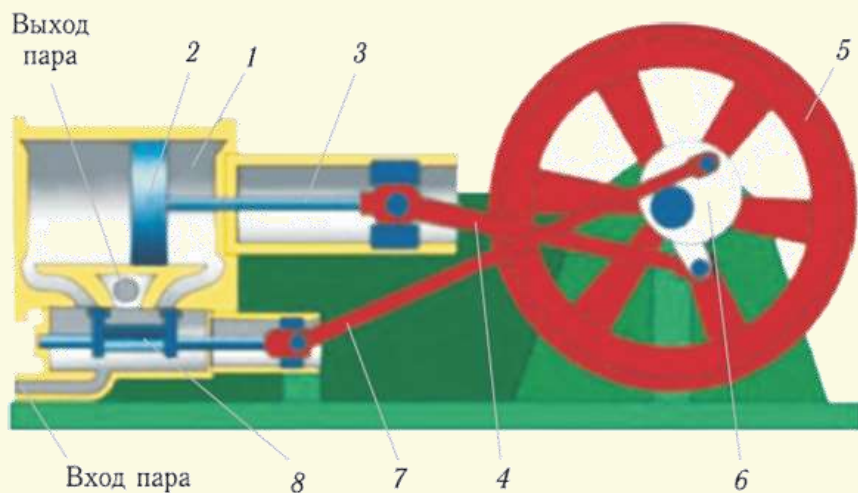
Затраты – теплота  $Q^+$ , получаемая рабочим веществом от нагревателя

$$\oint \delta A = Q^+ + Q^- = Q^+ - |Q^-|$$

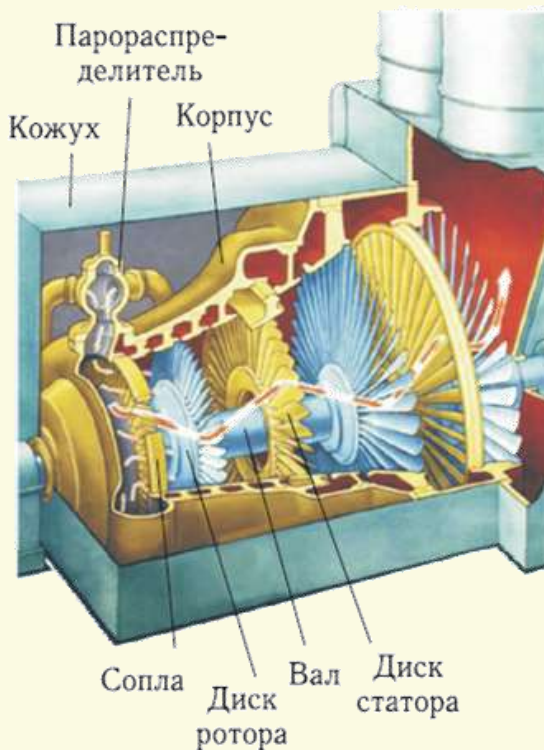
Эффективность теплового двигателя называется **коэффициентом полезного действия (КПД)**

$$\eta = \frac{\oint \delta A}{Q^+} = 1 + \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{|Q^-|}{Q^+}$$

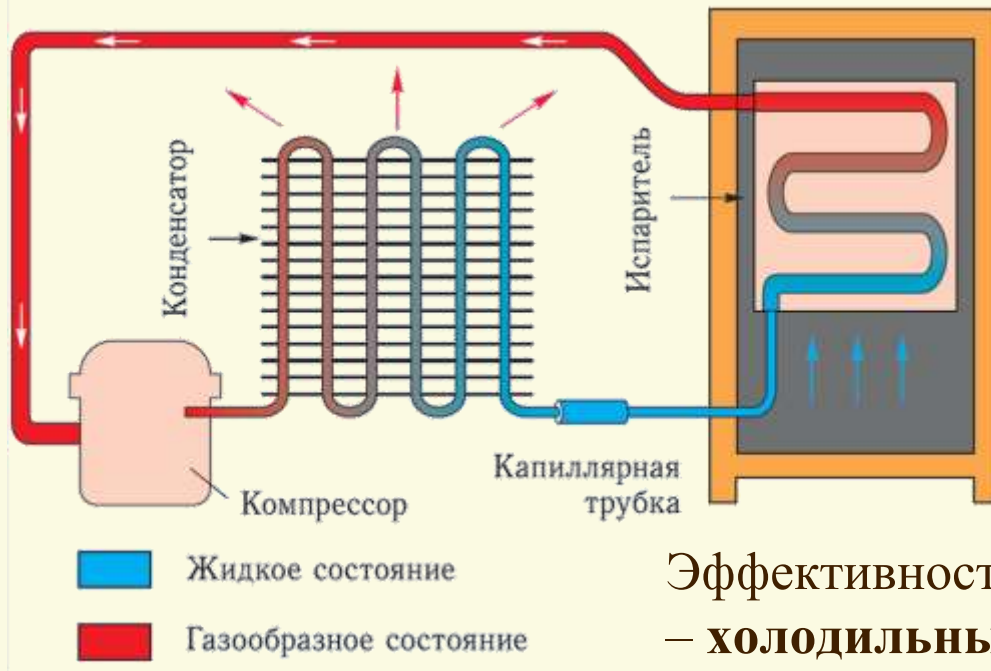
В зависимости от способа подвода теплоты тепловые двигатели можно разделить на две группы: двигатели *внешнего сгорания* (процесс сгорания происходит вне двигателя, например, в паровых машинах и турбинах) и *внутреннего сгорания* (топливо в смеси с воздухом сжигается внутри двигателя)



$$\eta = 15-30\%$$



В холодильной машине совершается внешняя работа для отвода теплоты от холодильника и тем самым понижения его температуры



Полезьа – теплота  $Q^-$ , получаемая рабочим телом из холодильной камеры

Эффективность холодильного механизма – **холодильный коэффициент**

$$\eta_x = \varepsilon = \frac{|Q^-|}{|\phi \delta A|} = \frac{1}{\frac{Q^+}{|Q^-|} - 1} = \frac{1 - \eta}{\eta}$$

В тепловом насосе для передачи тепла от рабочего тела к нагревателю и повышения его температуры совершается внешняя работа

$$\eta_{\text{ТН}} = \frac{Q^+}{|\oint \delta A|} = \frac{1}{1 - \frac{|Q^-|}{Q^+}} = \frac{1}{\eta}$$



## *Термодинамика*

## *§8. Второе начало термодинамики*

### **Второе начало термодинамики**

Не все процессы, согласующиеся с первым началом термодинамики, возможны

*Формулировка Кельвина (Томсона):*

Невозможен циклический процесс, **единственным** результатом которого является производство работы при обмене рабочего тела с **одним** тепловым резервуаром

*Формулировка Клаузиуса:*

Невозможен циклический процесс, **единственным** результатом которого является передача теплоты от менее нагретого тела к более нагретому

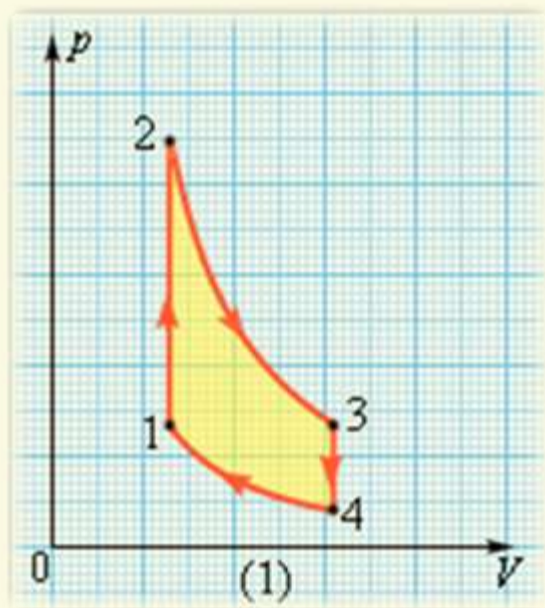
Эквивалентность формулировок (доказательство от противного)

*Формулировка Оствальда:*

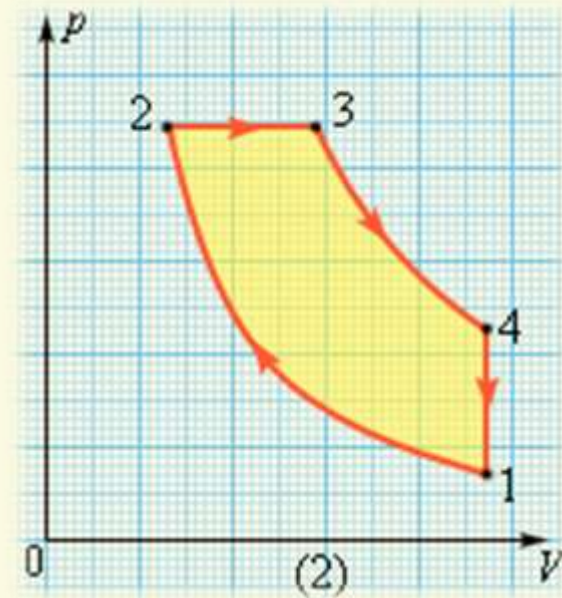
Невозможно построить вечный двигатель 2-го рода (периодически действующая установка, позволяющая получать тепло от одного резервуара и полностью превращать его в работу)

### Цикл Карно

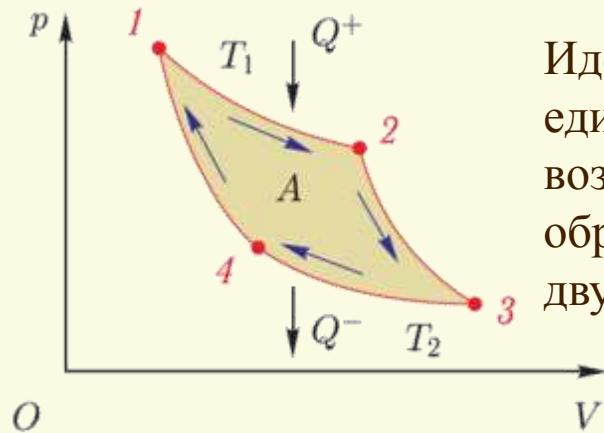
Цикл карбюраторного двигателя внутреннего сгорания: две изохоры и две адиабаты (КПД ~30%)



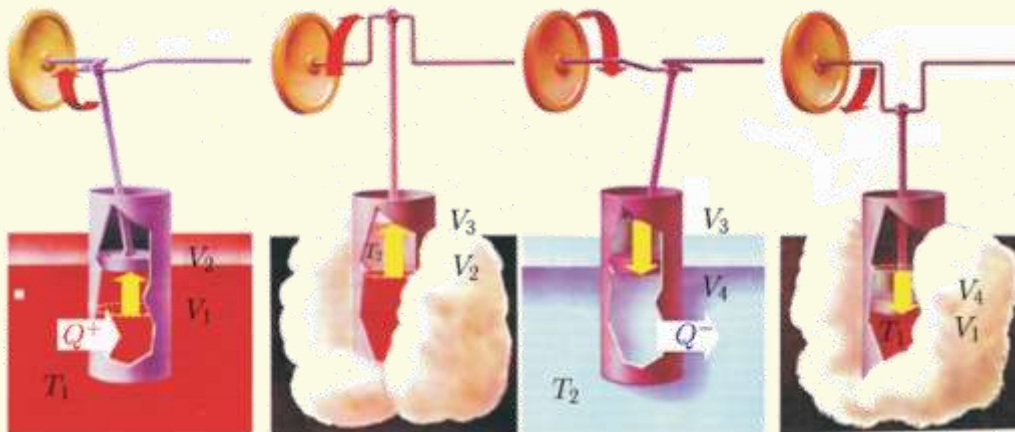
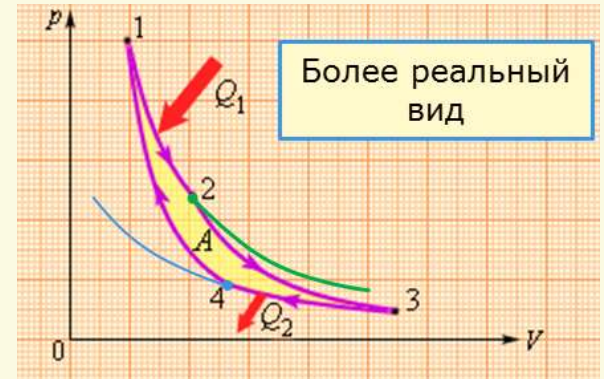
Цикл дизельного двигателя внутреннего сгорания: две адиабаты, одна изобара и одна изохора (КПД ~40%)



Цикл Карно: две изотермы и две адиабаты (КПД  $\rightarrow \max$ )

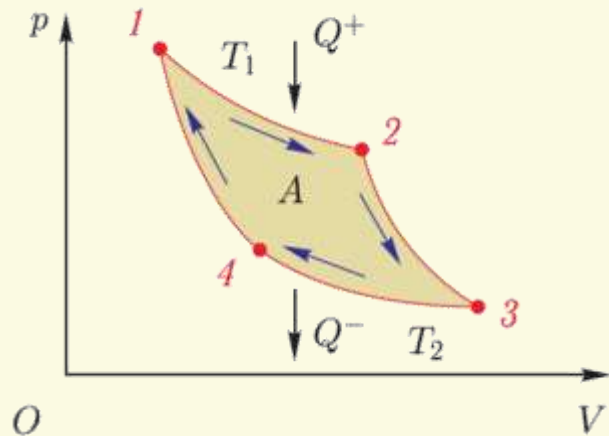


Идеальный цикл –  
единственно  
возможный  
обратимый цикл при  
двух термостатах



Тепловая машина,  
работающая по циклу  
Карно, называется  
**идеальной тепловой  
машиной**

**КПД цикла Карно (рабочее тело – идеальный газ)**



В обратимом цикле Карно теплота превращается в максимально возможную механическую работу

В обратимом цикле Карно отсутствуют необратимые процессы теплопроводности (не допускается соприкосновение двух тел различными температурами)

$$Q^+ = \nu RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1} \Rightarrow Q^- = \nu RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3} \Rightarrow \eta = 1 - \frac{\left| T_2 \ln \frac{V_4}{V_3} \right|}{T_1 \ln \frac{V_2}{V_1}}$$

$$T_1 V_1^\gamma = T_2 V_4^\gamma$$

$$T_1 V_2^\gamma = T_2 V_3^\gamma$$

$\Rightarrow$

$$\frac{V_3}{V_4} = \frac{V_2}{V_1}$$

$\Rightarrow$

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



**КПД цикла Карно (рабочее тело – идеальный газ)**

---

**1-я теорема Карно:** КПД тепловой машины, работающей по циклу Карно, не зависит от устройства двигателя и рода вещества рабочего тела, определяется лишь температурами нагревателя и холодильника (поэтому в качестве рабочего тела можно использовать идеальный газ)

**2-я теорема Карно:** максимальным КПД при данных значениях температуры нагревателя и холодильника обладает тепловой двигатель, работающий по обратимому циклу Карно

**Холодильный коэффициент для холодильных машин Карно:**

$$\eta_x = \frac{|Q^-|}{|\oint \delta A|} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

Для обратимого цикла Карно:

$$\eta = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

$$1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{|Q_2|}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} = \frac{|Q_2|}{T_2}$$

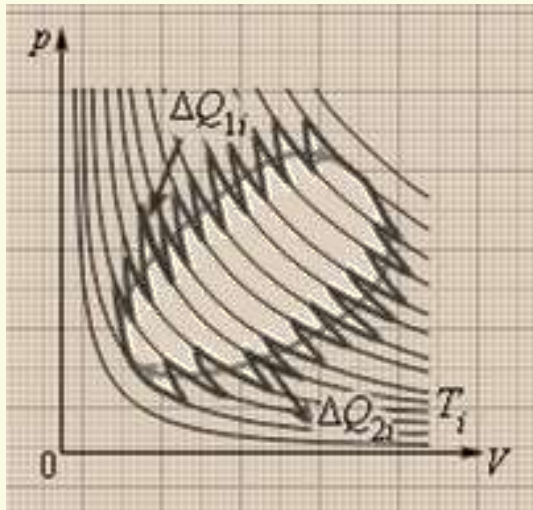
$$\begin{array}{l} \text{При нагревании} \quad Q_1 > 0 \quad \frac{Q_1}{T_1} > 0 \\ \text{При охлаждении} \quad Q_2 < 0 \quad \frac{Q_2}{T_2} < 0 \end{array} \Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

В каком бы направлении ни обходился цикл Карно (по или против часовой стрелки) величины  $Q_1$  и  $Q_2$  всегда имеют разные знаки

Это соотношение может быть обобщено

- на любой замкнутый обратимый процесс, который можно представить как последовательность малых изотермических и адиабатических участков
- на случай большого числа тепловых резервуаров (нагревателей и холодильников)

Для обратимого цикла:



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

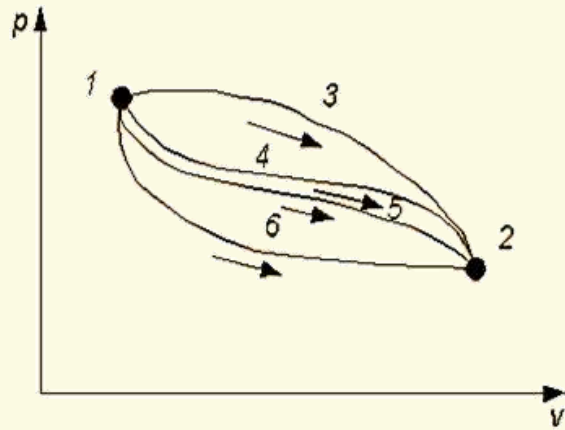
При непрерывном изменении температуры тепловых резервуаров:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Приведённым (количеством) теплоты  $\delta Q^*$  называется скалярная величина, равная отношению количества теплоты, полученное при изотермическом процессе с температурой  $T$ , к величине этой температуры:

$$\delta Q^* = \frac{\delta Q}{T}$$

Для обратимого цикла:



Механика, работа консервативных сил:

$$\oint \delta A = 0 \quad \Rightarrow \quad \int_1^2 \delta A = U_1 - U_2$$

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0 \quad \Rightarrow \quad \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = S_2 - S_1$$

– не зависит с помощью какого обратимого процесса происходит переход из начального состояния в конечное (**функция состояния**)

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \quad \text{– полный дифференциал}$$

Для необратимого цикла:

$$\eta = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

$$1 - \frac{|Q_2|}{Q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{|Q_2|}{Q_1} > \frac{T_2}{T_1} \Rightarrow \frac{|Q_2|}{T_2} > \frac{Q_1}{T_1}$$

При нагревании  $Q_1 > 0$   $\frac{Q_1}{T_1} > 0$

При охлаждении  $Q_2 < 0$   $\frac{Q_2}{T_2} < 0$

$$\Rightarrow \frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} < 0$$

Для необратимого цикла:

$$\sum \frac{Q_i}{T_i} < 0 \quad \oint \frac{\delta Q}{T} < 0$$

*Сумма приведённых количеств  
теплоты для любого реального цикла  
не может быть больше нуля:*

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \quad \text{— неравенство  
Клаузиуса}$$

Неравенство Клаузиуса

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0$$

Неравенство Клаузиуса позволяет отличать обратимые и необратимые круговые термодинамические процессы

В случае, если термодинамический цикл состоит только из обратимых процессов (изотермических и адиабатических), неравенство переходит в равенство Клаузиуса, имеющее принципиальное значение для построения равновесной термодинамики

Случай строгого неравенства соответствует описанию необратимых круговых термодинамических процессов, и это выражение применяется в неравновесной термодинамике

$$\left( \frac{\delta Q_{\text{обр}}}{T} \right) > \left( \frac{\delta Q_{\text{необр}}}{T} \right) \quad \int_1^2 \frac{\delta Q_{\text{обр}}}{T} > \int_1^2 \frac{\delta Q_{\text{необр}}}{T}$$

## Термодинамическое определение энтропии

---

Для обратимых процессов:

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

- полный дифференциал, **функция состояния**
- величина аддитивная: энтропия макросистемы равна сумме энтропий ее отдельных частей
- в интегральной форме

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

**Состояния 1 и 2 – равновесные**, расчет можно проводить по любому **обратимому процессу** между состояниями 1 и 2

- энтропия  $S$  определена с точностью до произвольной аддитивной постоянной

Термодинамическое определение энтропии

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

- для идеального газа

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\nu C_V dT + p dV}{T} = \nu C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + \nu R \ln \frac{V_2}{V_1}$$

в симметричной форме  $S_2 - S_1 = \nu C_V \ln \frac{p_2}{p_1} + \nu C_p \ln \frac{V_2}{V_1}$

- для 1 моля (молярных теплоемкостей)

$$S_2 - S_1 = C_V \ln \frac{p_2}{p_1} + C_p \ln \frac{V_2}{V_1}$$



Термодинамическое определение энтропии

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

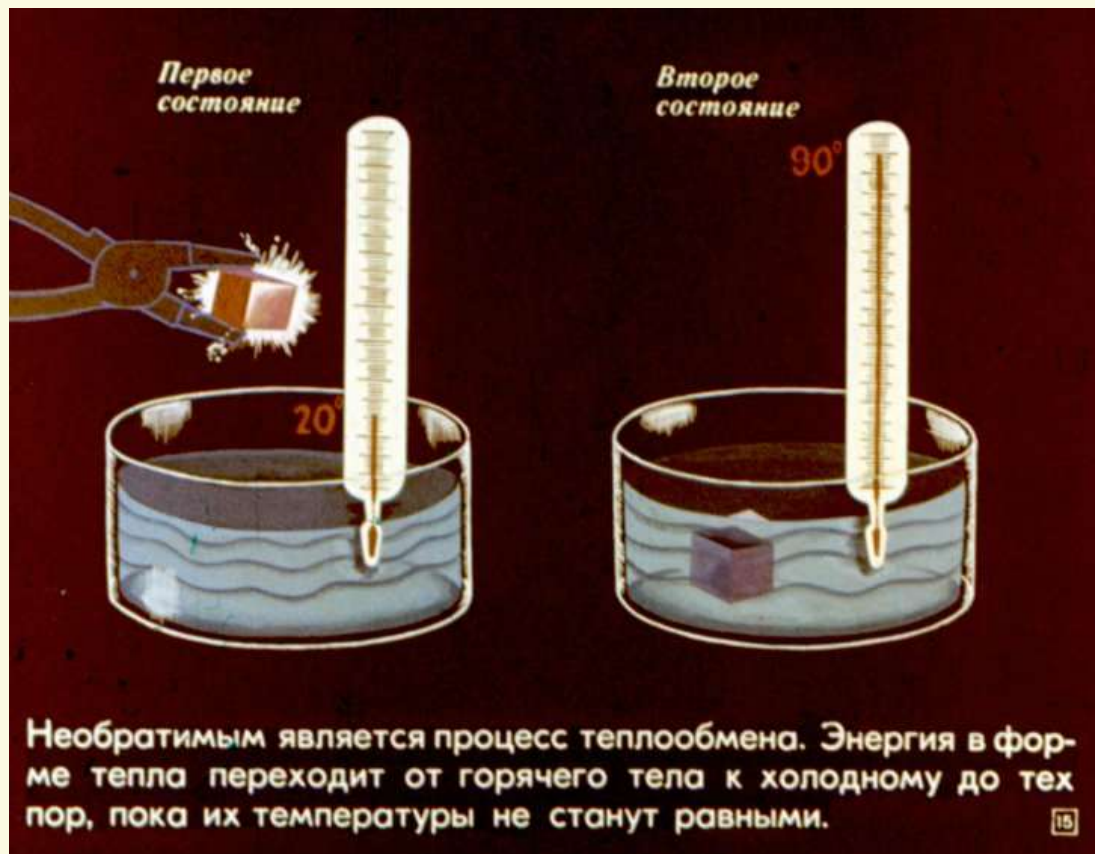
**Изменение энтропии в процессах идеального газа**

Изохорный ( $V = \text{const}$ )	Изобарический ( $p = \text{const}$ )	Изотермический ( $T = \text{const}$ )	Адиабатический ( $S = \text{const}$ )
$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}$	$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_p \ln \frac{V_2}{V_1}$	$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1}$	$\Delta S = 0$

- **изоэнтропический процесс** ( $S = \text{const}$ ) – это обратимый адиабатический процесс ( $\delta Q = 0$ )

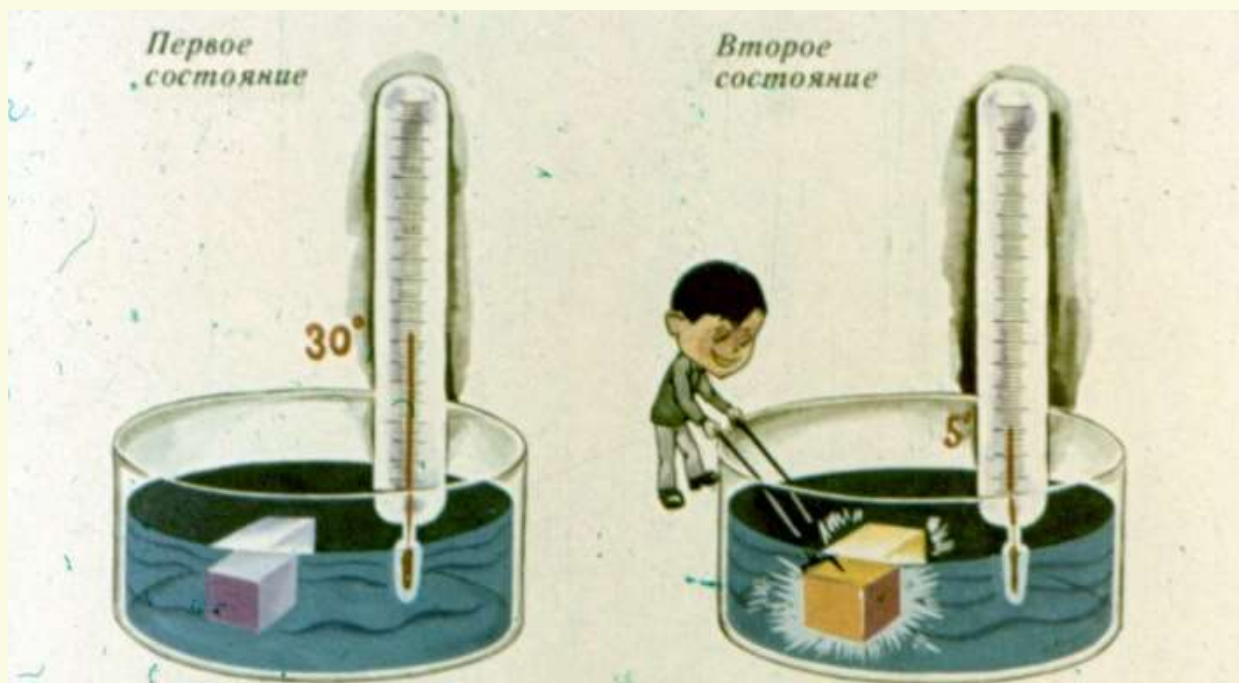
**Необратимость процессов и статистический вес**

Большинство реальных термодинамических процессов являются *необратимыми* и *обладают* вполне определенной *направленностью*



<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyh-processov.html>

Необратимость процессов и статистический вес



Однако никогда не наблюдается обратный процесс—разогрев тела за счет передачи ему теплоты от более холодного, хотя такой процесс не противоречил бы закону сохранения энергии.

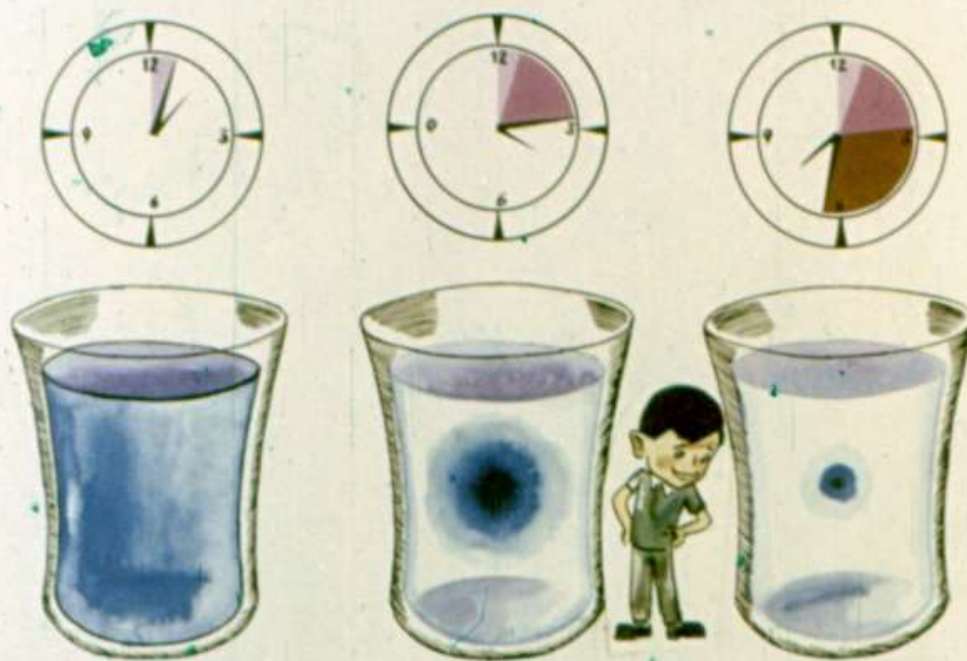
<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

**Необратимость процессов и статистический вес**



<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

**Необратимость процессов и статистический вес**



Однако никогда не наблюдается обратный процесс, при котором чернила собрались бы в одну каплю, а вода бы просветлела.

<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

## **Необратимость процессов и статистический вес**

---

*Различные состояния системы  
обладают различной вероятностью*

Система, будучи предоставлена самой себе,  
стремится *перейти из состояния менее  
вероятного в состояние более вероятное*

**Любой процесс в изолированной системе  
сопровождается увеличением вероятности  
состояния**

Чем определяется вероятность состояния системы?  $\Rightarrow$

## **Необратимость процессов и статистический вес**

---

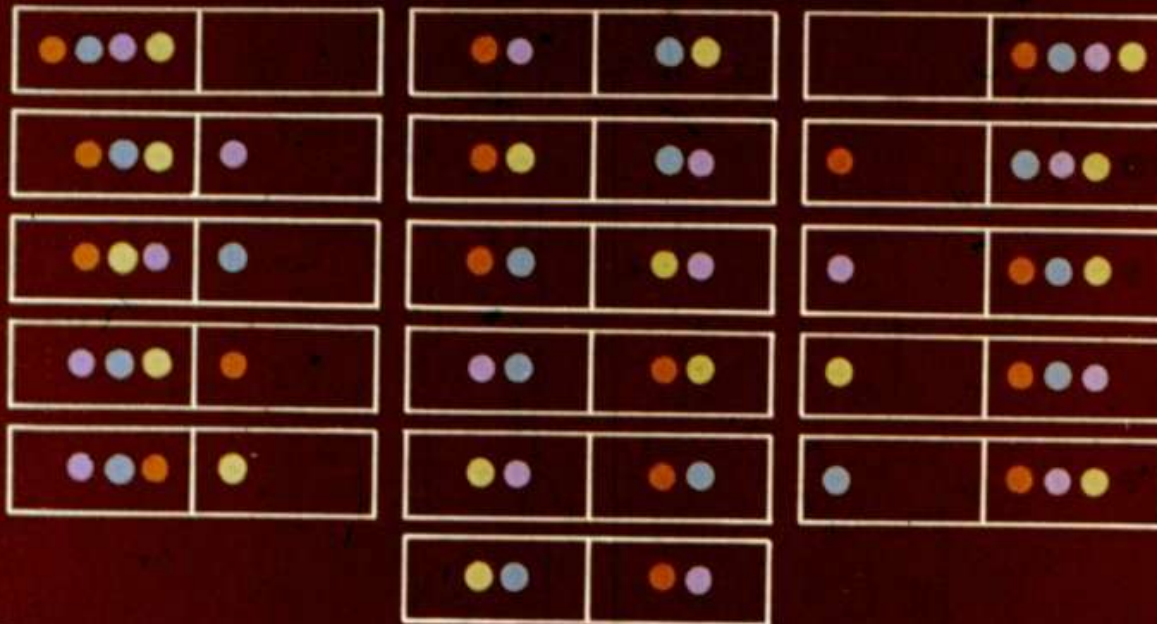
Как можно определить то или иное состояние?

- задать параметры этого состояния (давление, объем, температуру...), т. е. определить его с *макроскопической* точки зрения. Определенное таким образом состояние – *макросостояние*
- задать координаты и импульсы отдельных частиц системы в этом состоянии, т. е. определить его с *микроскопической* точки зрения. Определенное таким образом состояние – *микросостоянием*

***Одно и то же макросостояние может быть реализовано различными микросостояниями***



Необратимость процессов и статистический вес



Рассмотрим возможные распределения четырех частиц по двум половинам сосуда. При беспорядочном движении, например, при встряхивании сосуда все 16 возможных распределений равновероятны.



**Необратимость процессов и статистический вес**



<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyh-processov.html>

Необратимость процессов и статистический вес

С наименьшей вероятностью—одним способом—реализуются состояния, когда одна из половин сосуда пуста, а все частицы находятся во второй половине. Вероятность каждого из этих состояний равна  $\frac{1}{16}$ , то есть 6,25%.

23

<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

Необратимость процессов и статистический вес



Необратимость процессов и статистический вес

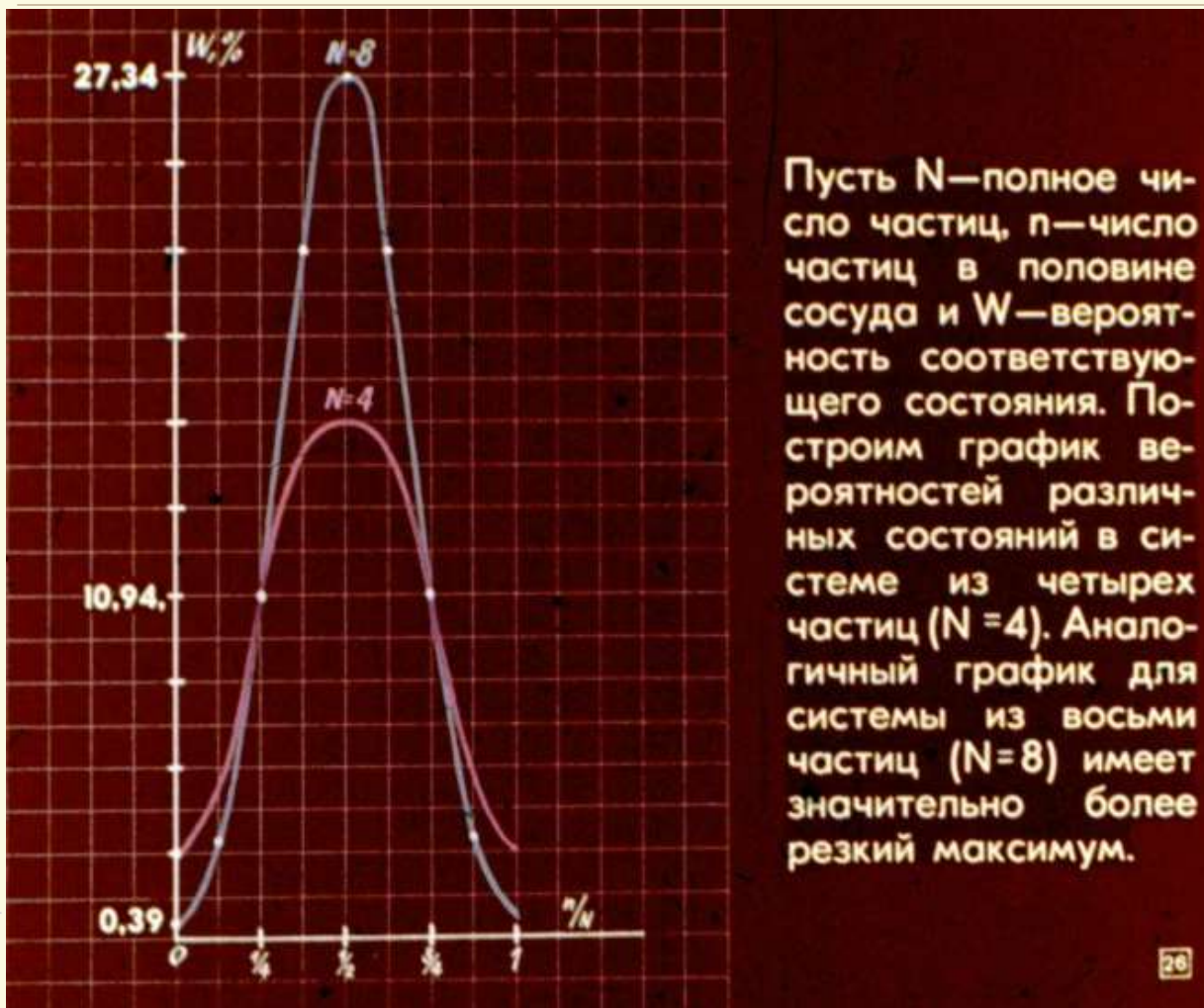
Состояние равномерного распределения частиц по обеим половинам сосуда наиболее вероятно.

Оно реализуется шестью способами, и его вероятность равна  $\frac{6}{16}$ , то есть 37,5%.

25

<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

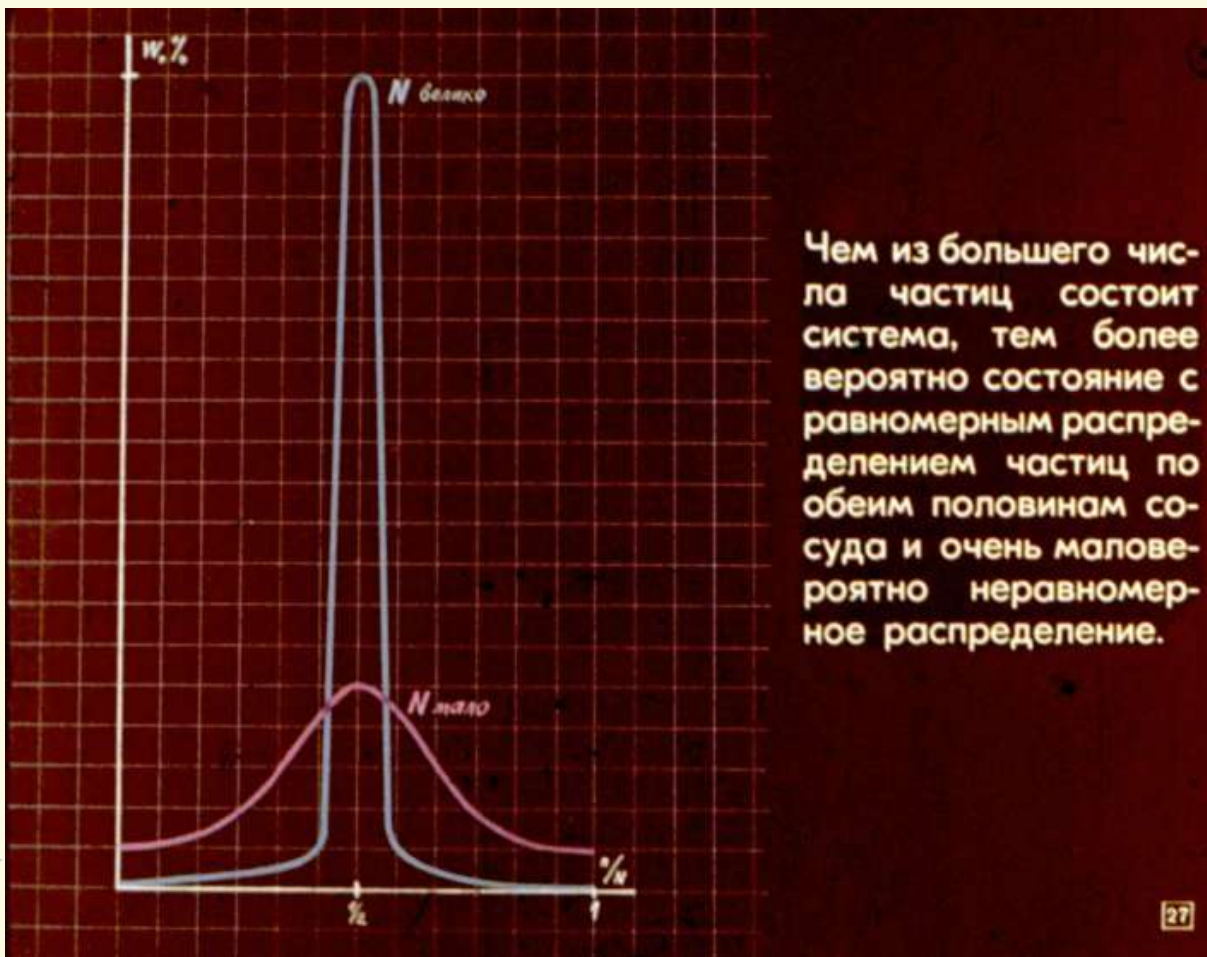
Необратимость процессов и статистический вес



Пусть  $N$ —полное число частиц,  $n$ —число частиц в половине сосуда и  $W$ —вероятность соответствующего состояния. Построим график вероятностей различных состояний в системе из четырех частиц ( $N=4$ ). Аналогичный график для системы из восьми частиц ( $N=8$ ) имеет значительно более резкий максимум.

<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

Необратимость процессов и статистический вес



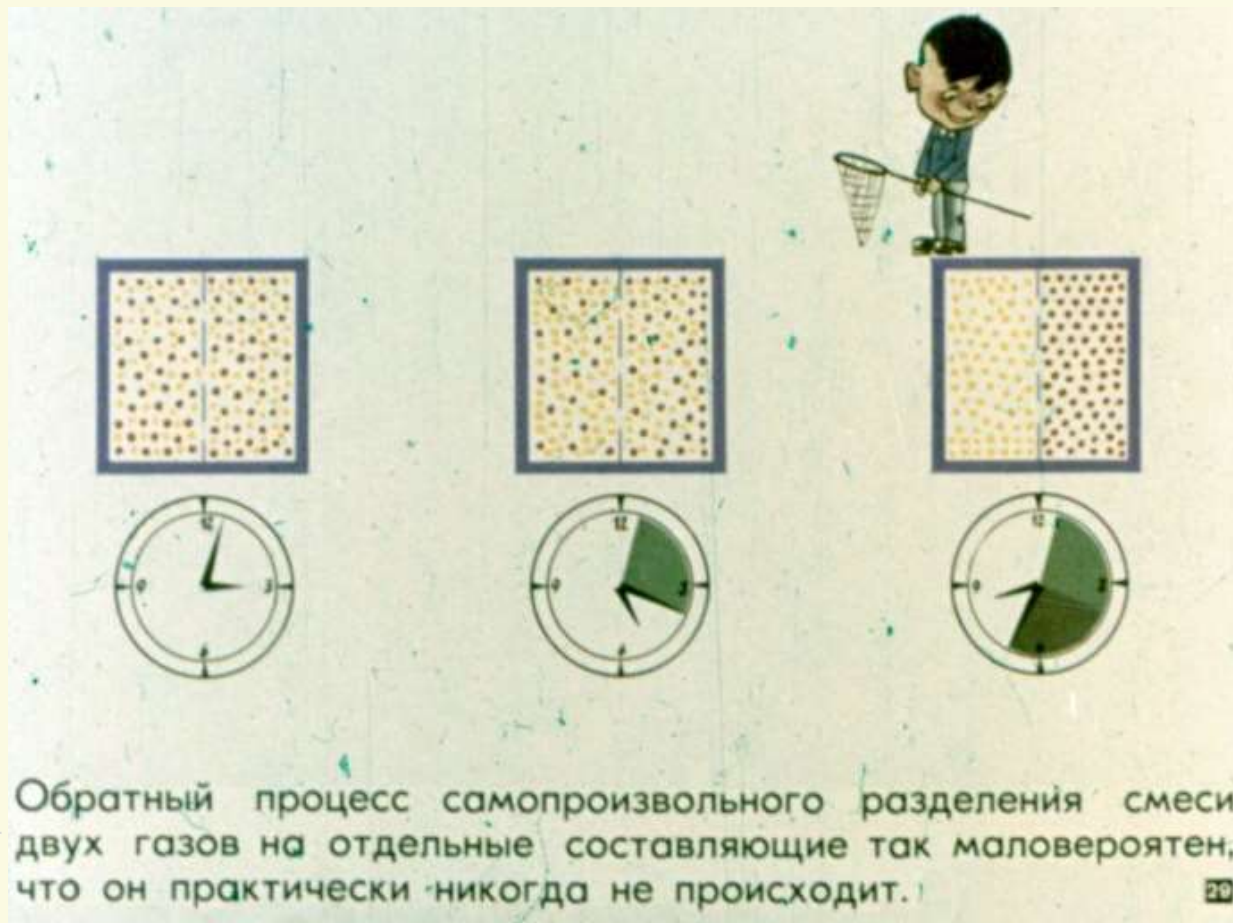
<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyh-processov.html>

Необратимость процессов и статистический вес



<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyh-processov.html>

Необратимость процессов и статистический вес



<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

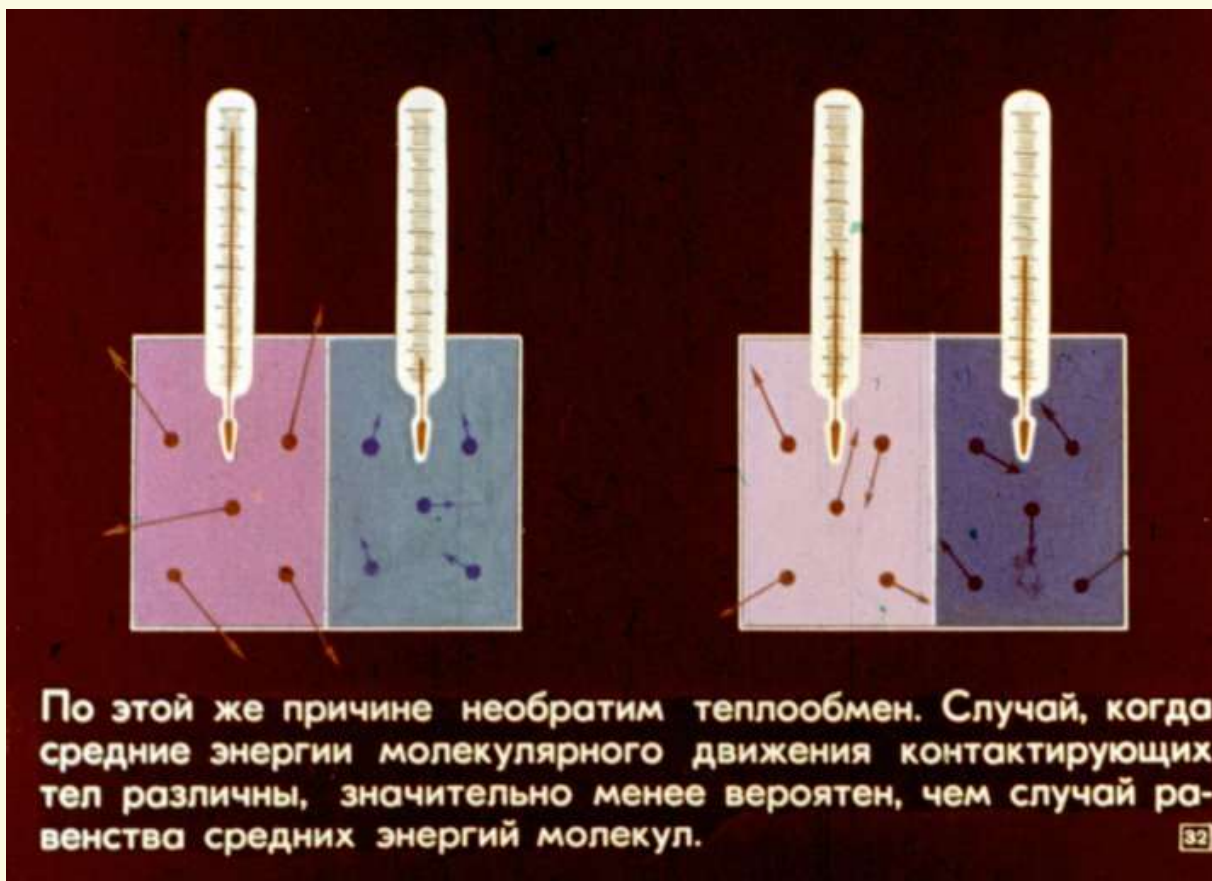


**Необратимость процессов и статистический вес**



<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

**Необратимость процессов и статистический вес**



<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyh-processov.html>

**Необратимость процессов и статистический вес**

---

**И**так, необратимость тепловых процессов имеет статистический смысл. Замкнутая и адиабатически изолированная система, состоящая из огромного множества частиц, самопроизвольно переходит из менее вероятных в более вероятные состояния. Обратные процессы сами собой практически никогда не происходят. Это и есть второе начало термодинамики.

<http://diafilmy.su/2538-neobratimost-teplovyyh-processov.html>

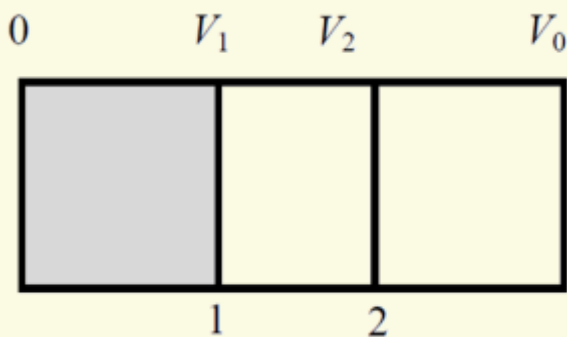
## **Необратимость процессов и статистический вес**

---

**Статистическим весом  $\Omega$**  состояния системы называется число микросостояний, при помощи которых может быть реализовано данное макросостояние

- Чем выше статистический вес состояния, тем более вероятным оно является
- Любой процесс, протекающий в *изолированной* системе, сопровождается ростом статистического веса состояний, в которых оказывается система
- Опыт показывает, что, будучи предоставлена самой себе, система стремится перейти в состояние теплового равновесия
- *Равновесное состояние* системы является *наиболее вероятным* и обладает *максимальным статистическим весом*

Энтропия состояния и статистический вес



**Больцман:** между энтропией некоторого состояния системы и статистическим весом этого состояния существует связь

Расширение идеального газа в пустоту:

газ первоначально находится в объеме  $V_1$  теплоизолированного сосуда объемом  $V_0$ . От остальной части сосуда он отделен перегородкой 1. Эту перегородку убирают, газ расширяется в пустоту до перегородки 2, занимает объем  $V_2$ , и приходит в равновесное состояние

$$A = 0$$

$$Q = 0$$

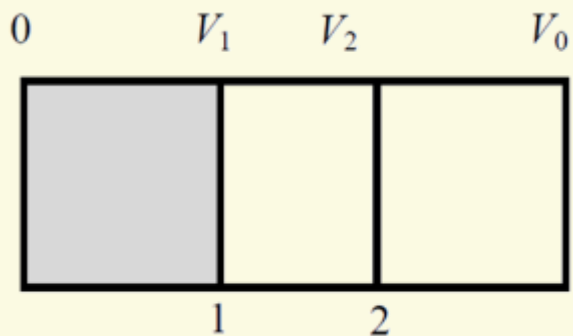
$$\Delta U = 0$$

Энтропия – функция состояния, ее приращение в этом процессе можно вычислить по любому обратимому процессу, например изотермическому:

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = \int \frac{pdV}{T} = \int_{V_1}^{V_2} \frac{\nu R dV}{V} = \nu R \ln \frac{V_2}{V_1} = kN \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$N$  – число молекул

## Энтропия состояния и статистический вес



- распределение по скоростям одинаково
- изменилось пространственное распределение молекул; оно стало более «свободным», более вероятным

$\frac{V_1}{V_0}$  – вероятность нахождения одной молекулы в объеме  $V_1$

$W_1 = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^N$  – вероятность всех  $N$  молекул собраться в объеме  $V_1$

$W_2 = \left(\frac{V_2}{V_0}\right)^N$  – вероятность всех  $N$  молекул собраться в объеме  $V_2$

Энтропия состояния и статистический вес

$$\frac{W_2}{W_1} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^N \Rightarrow \Delta S = kN \ln \frac{V_2}{V_1} = k \ln \frac{W_2}{W_1} = k \ln \frac{\Omega_2}{\Omega_1}$$

$S = k \ln \Omega$  – формула Больцмана

*Не является строгим выводом*

*Больцман:* использовать энтропию в качестве характеристики вероятности состояния макросистемы

- статистический вес состояния макросистемы обычно выражается огромными числами
- статистический вес не обладает свойством *аддитивности*

для моля кислорода, находящегося при нормальных условиях:

$$\Omega = 10^{6,5 \cdot 10^{24}} \quad S = 200 \text{ Дж/К}$$

система, состоящая из двух подсистем:

$$\Omega = \Omega_1 \cdot \Omega_2$$

$$S = k(\ln \Omega_1 + \ln \Omega_2) = S_1 + S_2$$

**Энтропия и второе начало термодинамики**

$$S = k \ln \Omega$$

Энтропия является монотонной возрастающей функцией статистического веса, и ее можно использовать для характеристики вероятности состояния макросистемы, а поскольку в изолированной системе все процессы протекают в направлении состояний, обладающих большей вероятностью, то они происходят с увеличением энтропии системы

*Любой процесс, протекающий в изолированной системе, сопровождается не убыванием ее энтропии*

$$\Delta S \geq 0$$

Значение второго начала термодинамики:  
*оно указывает направление протекания процессов в изолированной системе*

Когда система приходит в состояние теплового равновесия, ее энтропия достигает максимального значения и все процессы в ней прекращаются



**Энтропия и второе начало термодинамики**

$$S = k \ln \Omega$$

Если система **не является изолированной**, то в ней возможно протекание процессов как с возрастанием, так и с убыванием энтропии системы

Системам с **большим беспорядком** соответствует **большая вероятность** и соответственно **статистический вес**.

С этим связана и **необратимость реальных самопроизвольных тепловых процессов**: они протекают так, что **беспорядок** в макросистеме **увеличивается**

Любой вид энергии переходит в конце концов во внутреннюю энергию, то есть в состояние, при котором «хаос» в микросистеме максимален. Это состояние **является равновесным** и его энтропия – **максимальна**

**Энтропия и третье начало термодинамики**

1906 г. В. Нернст

Третье начало термодинамики «тепловая теорема Нернста» описывает свойства вещества при стремлении его температуры к абсолютному нулю

*Изменение энтропии при любых обратимых изотермических процессах, совершаемых между двумя равновесными состояниями при температурах, приближающихся к абсолютному нулю, стремится к нулю*

при  $T \rightarrow 0$  энтропия  $S \rightarrow S_0$

$$S_0 = k \ln \Omega_0$$

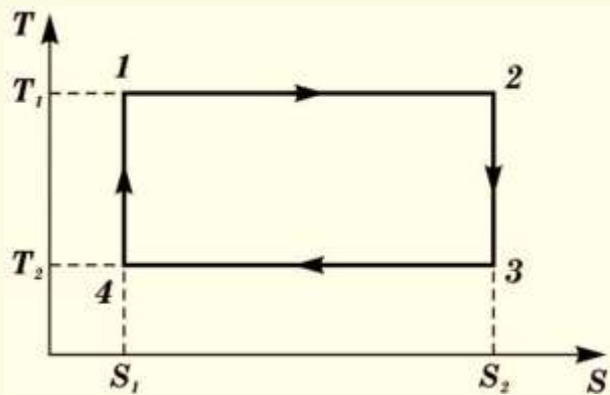
$S_0$  – универсальная величина, не зависит от макропараметров системы (температуры, давления, объема, агрегатного состояния...)

При абсолютном нуле температуры энергия системы минимальна

$\Omega_0 = 1$  (низший энергетический уровень не вырожден)  $\Rightarrow S_0 = 0$

Энтропия и теоремы Карно

1-я теорема Карно



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

$$\eta = 1 - \frac{T_2(S_2 - S_1)}{T_1(S_2 - S_1)}$$

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

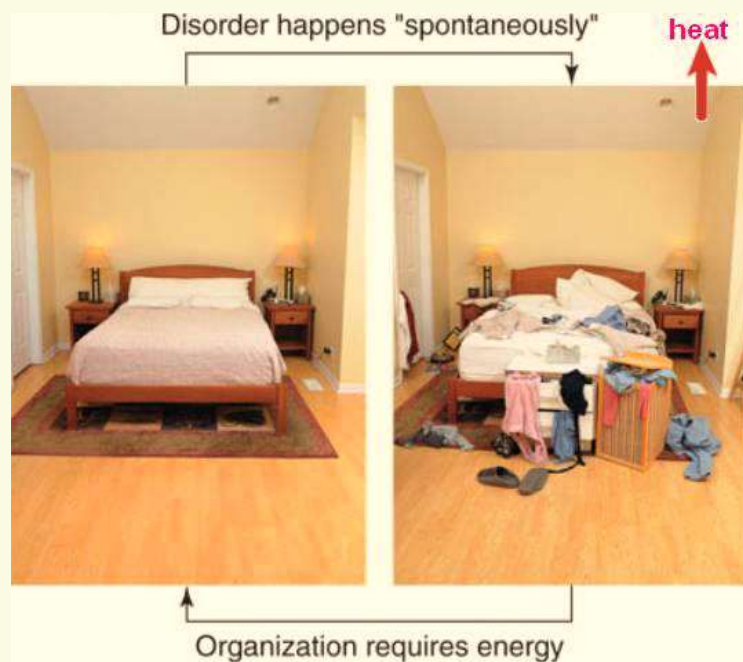
2-я теорема Карно



$$Q_1 < Q_1^{\text{Карно}}$$

$$|Q_2| > |Q_2^{\text{Карно}}|$$

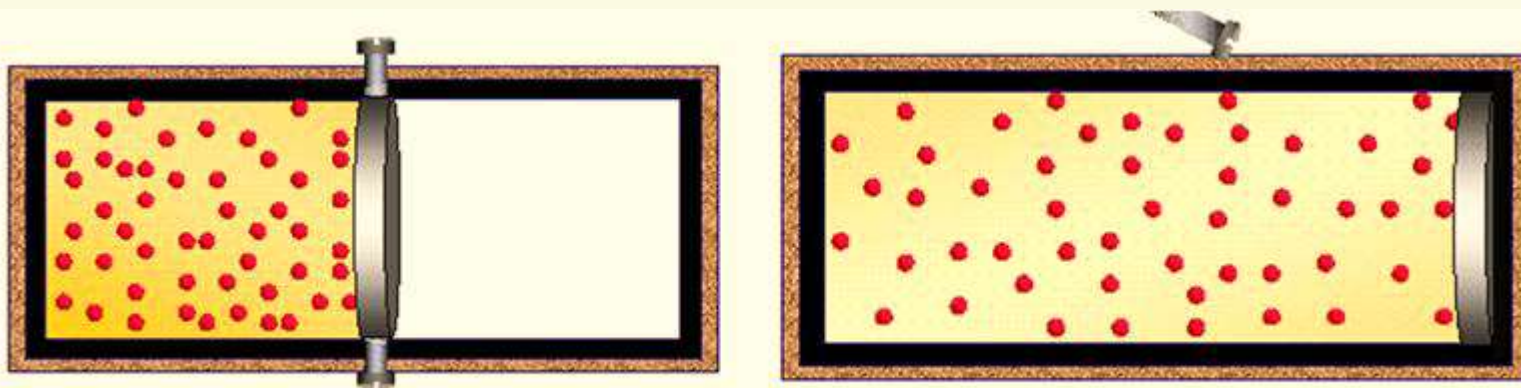
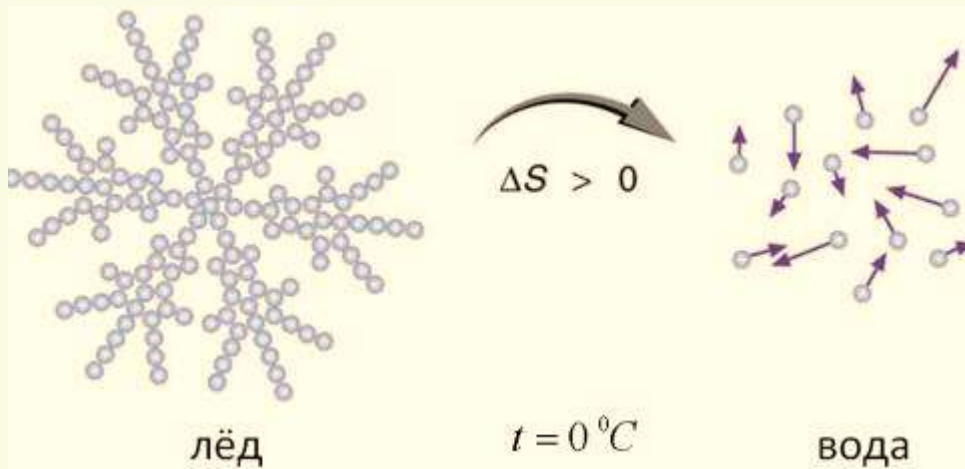
$$\eta < \eta^{\text{Карно}}$$



Энтропия низкая



Энтропия высокая



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

