

**Энергомашиностроение.**

**6**

## **Лекция №8**

# **Второй закон термодинамики**

- Циклы.
- Содержание второго закона термодинамики и его формулировка.
- Оценка экономичности циклов.
- Цикл Карно.
- Приведенная теплота.
- Энтропия.
- Энтропия как характеристика процессов в изолированной системе.
- Влияние необратимых процессов на работоспособность изолированной системы.
- Стремление изолированной системы к тепловому равновесию.

## Циклы

Термодинамические процессы, в результате которых рабочее тело, проходя последовательно различные состояния, возвращается снова в первоначальное состояние, называются **замкнутыми процессами или циклами**.

В течение цикла рабочее тело выполняет как положительную работу (работу расширения), так и отрицательную (работу сжатия). Алгебраическая сумма их дает работу за цикл. Если положительная работа, соответствующая площади  $1n2ba$  (рис. 1), по абсолютной величине больше отрицательной (площадь  $2m1ab$ ), то работа цикла будет положительной, и такой цикл  $1n2m1$  называют **прямым**. Если же, наоборот, абсолютная величина отрицательной работы больше абсолютной величины положительной, то такой цикл  $1m2n1$  называют **обратным**. Работа за такой цикл будет отрицательной.

$$q = \Delta u + l$$

где  $q$  — алгебраическая сумма количеств теплоты, подводимой в течение цикла к рабочему телу и отводимой от него за то же время

$\Delta u$  — изменение внутренней энергии рабочего тела за весь цикл; так как внутренняя энергия является функцией состояния, для замкнутого процесса  $\Delta u = 0$

$l$  — алгебраическая сумма положительных неотрицательных работ отдельных процессов, составляющих цикл, т. е. работа за цикл.

В прямом цикле  $q_1$  — подводимая теплота,  $q_2$  отводимая. Для обратного цикла  $q_2$  — подводимая теплота,  $q_1$  отводимая. **Для прямого цикла  $q_1 > 0, q_2 < 0$ ; для обратного  $q_1 < 0, q_2 > 0$ . Но  $|q_1| > |q_2|$ .**  
**Работа прямого цикла  $l = q_1 - q_2$ . Работа обратного цикла  $-l = -q_1 + q_2$ .**

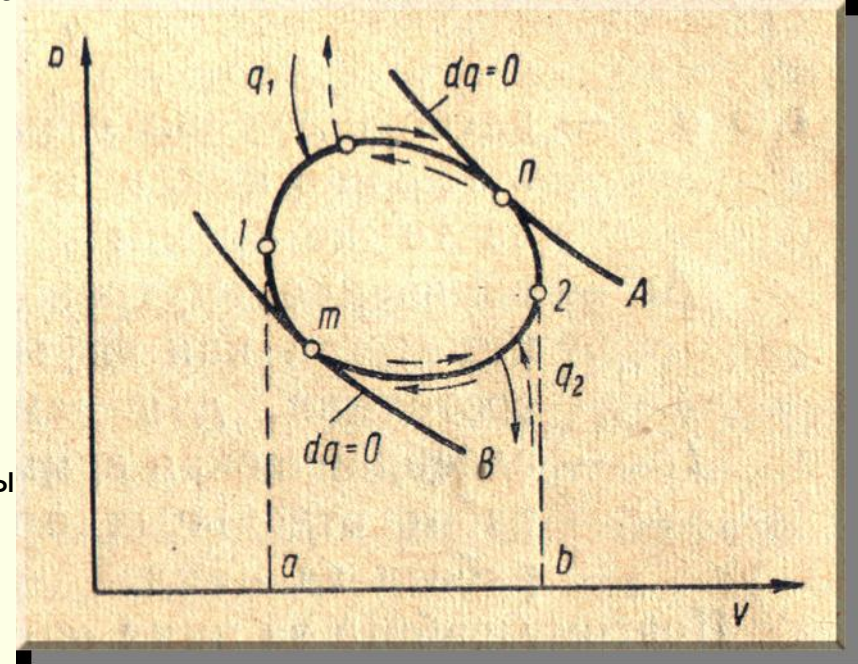


Рис. 1. Замкнутый круговой процесс или цикл

Поэтому работа за цикл определится как  $q = l$ . Теплоту, подведенную к рабочему телу за цикл, будем обозначать  $q_1$ , а теплоту, отведенную от рабочего тела  $q_2$ . При этом источники, от которых теплота отводилась к рабочему телу, будем называть источниками **теплоты**, а источники, к которым теплота передавалась от рабочего тела, — **холодильниками**.

Прямые циклы характеризуют работу двигателей (работа производится). Обратные циклы (работа затрачивается) предназначены для передачи теплоты от тел менее нагретых к телам более нагретым (от «холодных» тел к «горячим»), т. е. для охлаждения тел ниже температуры окружающей среды. Поэтому такие циклы называют также **холодильными**.

## Содержание второго закона термодинамики и его формулировки

В применении к задачам технической термодинамики второй закон термодинамики может быть сведен к следующему положению: **невозможно осуществить цикл в результате только подвода теплоты к рабочему телу или только отвода теплоты от него.**

Если считать, что замкнутые процессы (циклы) протекают в тепловых двигателях и машинах-орудиях или теплосиловых установках, то рассматриваемые выше положения приводят нас к следующим формулировкам второго закона термодинамики:

а) для машин-двигателей: **невозможно обеспечить работу периодически (циклично) действующего двигателя в системе с одним источником теплоты или в системе, где у нескольких источников отсутствует конечный перепад температур:**

или иначе: **периодически (циклично) действующий двигатель не может работать только охлаждая окружающие его тела;**

б) для машин-орудий: **передача теплоты от тел менее нагретых к телам более нагретым может быть осуществлена только при затрате энергии (работа цикла отрицательна).**

Формулировка второго закона : **вечный двигатель (perpetuum mobile) второго рода невозможен.**

## Оценка экономичности циклов

Итак, в результате действия второго закона термодинамики в прямом цикле только часть теплоты, подводимой к рабочему телу, превращается в работу. Для оценки экономичности цикла используют отношение работы за цикл  $l$  к подводимой теплоте  $q_1$ . Это отношение называют **термическим коэффициентом полезного действия цикла** (термическим к.п.д.):

$$\eta_t = \frac{l}{q_1} \quad (1)$$

$$l = q_1 - q_2 \quad (2)$$

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}$$

Обратные или холодильные циклы используются для переноса теплоты от тел менее нагретых к более нагретым. Этот процесс, согласно второму закону термодинамики, не может протекать без затраты работы. В качестве основной характеристики эффективности обратных циклов принимается величина так называемого **холодильного коэффициента**, равного отношению теплоты, отводимой от охлаждаемого тела  $q_2$ , к затраченной для этого работе  $l$

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l} \quad (3)$$

## Цикл Карно

В развитии теории термодинамики большое значение имеет цикл максимальной экономичности в системе, имеющей только два источника теплоты различных постоянных температур. Впервые такой цикл и его свойства были рассмотрены в работах С. Карно, поэтому он был назван **циклом Карно**.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1}$$

Вычислим **абсолютные** значения  $q_1$  и  $q_2$ , имея в виду, что теплота подводится и отводится при  $T = \text{const}$ .

$$q_1 = RT_1 \ln \frac{v_b}{v_a}$$

$$q_2 = RT_2 \ln \frac{v_c}{v_d}$$

$$\eta_t = \frac{RT_1 \ln \frac{v_b}{v_a} - RT_2 \ln \frac{v_c}{v_d}}{RT_1 \ln \frac{v_b}{v_a}}$$

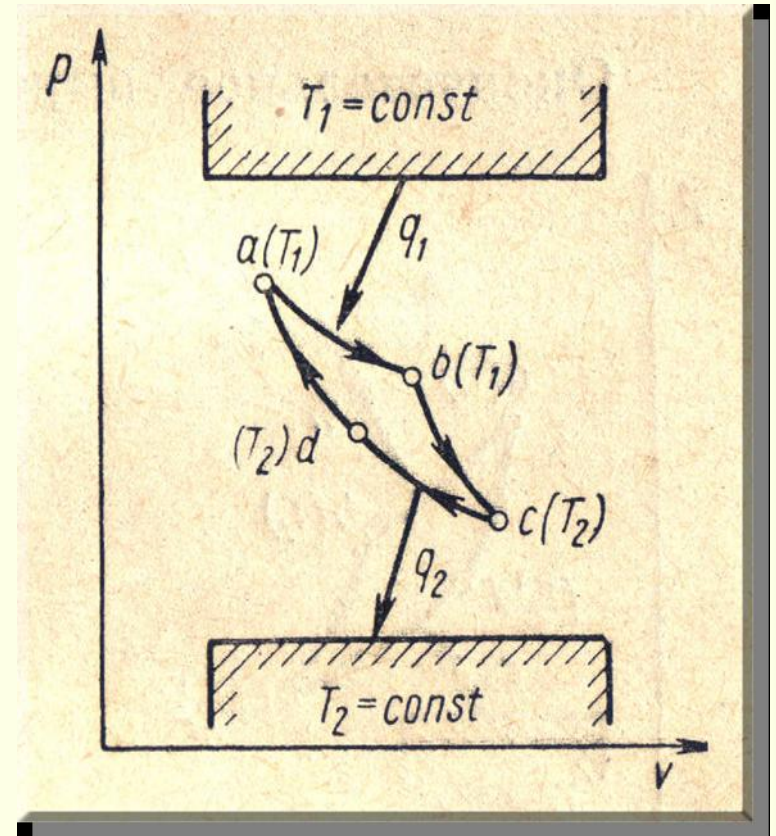


Рис. 2. Прямой цикл Карно

$$\left(\frac{v_b}{v_c}\right)^{k-1} = \frac{T_c}{T_b} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \left(\frac{v_a}{v_d}\right)^{k-1} = \frac{T_d}{T_a} = \frac{T_2}{T_1};$$

$$\frac{v_b}{v_c} = \frac{v_a}{v_d}; \quad \frac{v_b}{v_a} = \frac{v_c}{v_d}; \quad \ln \frac{v_b}{v_a} = \ln \frac{v_c}{v_d}$$

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{RT_2 \ln \frac{v_c}{v_d}}{RT_1 \ln \frac{v_b}{v_a} - RT_2 \ln \frac{v_c}{v_d}}$$

$$\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2} \quad (5)$$

$$|l| = |l_{об}|$$

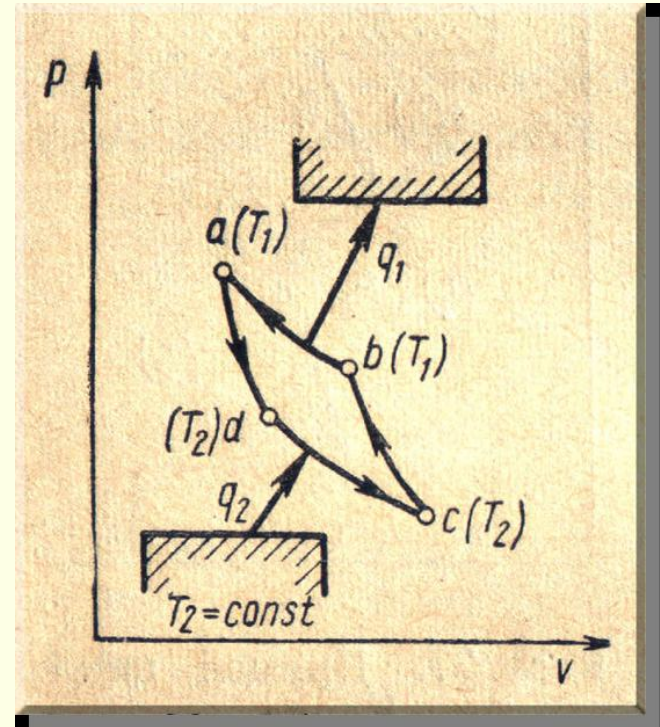


Рис. 3. Обратный цикл Карно

## Приведенная теплота

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}; \quad \eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1};$$

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}; \quad \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} = 0$$

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0; \quad \sum \frac{q}{T} = 0 \quad (6) \quad (7)$$

Отношение количеств подводимой или отводимой теплоты к соответствующей абсолютной температуре называется **приведенной теплотой**.

Уравнение (7) устанавливает, что **для обратимого цикла Карно алгебраическая сумма приведенных количеств теплоты равна нулю**. Этот вывод можно распространить и на другие обратимые циклы.

$$\frac{q_1'}{T_1'} + \frac{q_2'}{T_2'} = 0; \quad \frac{q_1''}{T_1''} + \frac{q_2''}{T_2''} = 0; \quad \frac{q_1'''}{T_1'''} + \frac{q_2'''}{T_2'''} = 0;$$

$$\sum \frac{q_1}{T_1} + \sum \frac{q_2}{T_2} = 0$$

$$\sum \frac{q}{T} = 0$$

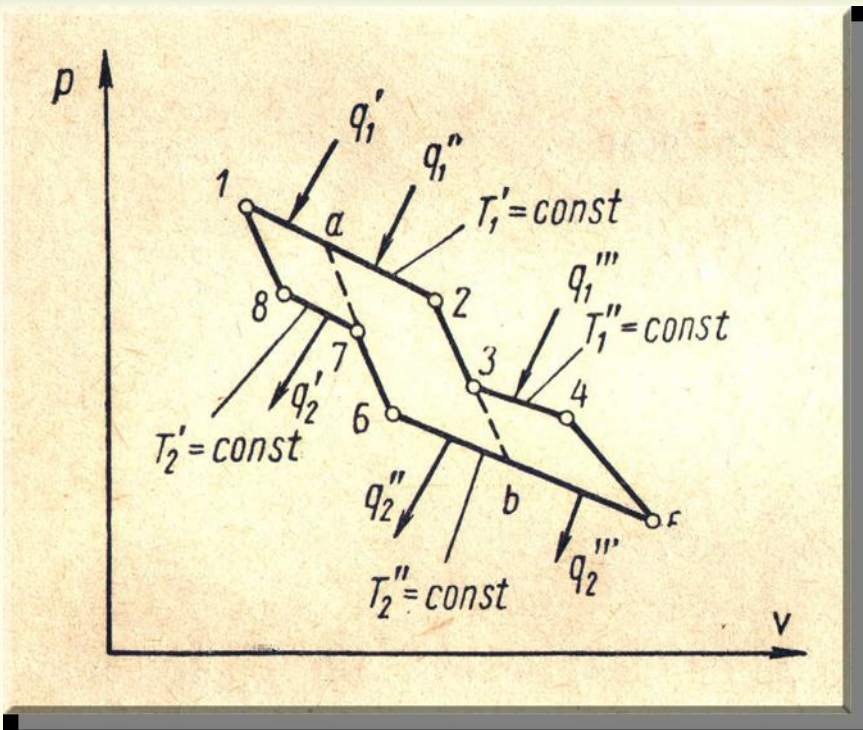


Рис. 4. Приведённая теплота для цикла, состоящего из изотерм и адиабат

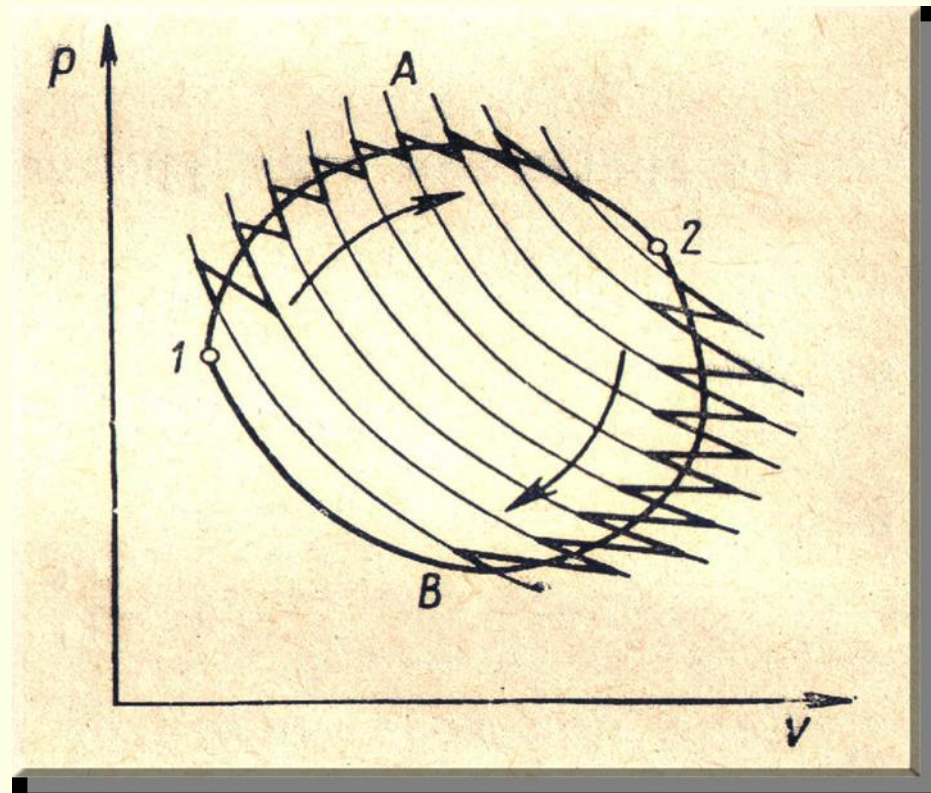


Рис. 5. Приведенная теплота для произвольного обратимого цикла

$$\frac{q_1'}{T_1'} + \frac{q_2'}{T_2'} = 0 \quad - \quad \text{для первого цикла}$$

$$\frac{q_1''}{T_1''} + \frac{q_2''}{T_2''} = 0 \quad - \quad \text{для второго цикла}$$

$$\frac{q_1^{(n)}}{T_1^{(n)}} + \frac{q_2^{(n)}}{T_2^{(n)}} = 0 \quad - \quad \text{для } n\text{-го цикла}$$

$$\sum \frac{q_1}{T_1} + \sum \frac{q_2}{T_2} = 0$$

$$\sum \frac{q}{T} = 0$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \sum \frac{q}{T} = 0$$

$$\oint \frac{dq}{T} = 0$$

(8)

$$|\eta_t|_{но} < |\eta_t|_{об}$$

$$\left| 1 - \frac{q_2}{q_1} \right|_{но} < \left| 1 - \frac{T_2}{T_1} \right|_{об} \quad (9)$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — количество теплоты, получаемое и отдаваемое рабочим телом;  
 $T_1$  и  $T_2$  — температуры источников теплоты.

$$\frac{q_2}{q_1} > \frac{T_2}{T_1}; \quad \frac{T_2}{T_1} - \frac{q_2}{q_1} < 0; \quad \frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} < 0$$

$$\sum \frac{q}{T} < 0 \quad (10)$$

**Для необратимого цикла Карно алгебраическая сумма приведенных теплот меньше нуля.**

$$\oint \frac{dq}{T} < 0; \quad \oint \frac{dq}{T} \leq 0;$$

**Интеграл приведенных теплот по замкнутому контуру необратимого цикла меньше нуля.**

## Энтропия

$$\oint dz = 0$$

$$\frac{dq}{T} = ds \quad (13)$$

$$\oint ds = 0 \quad (14)$$

Это выражение известно в термодинамике под названием **интеграла Клаузиуса**

$$s = f(p, v)$$

$$s = \varphi(v, T)$$

$$\oint \frac{dq}{T} < 0$$

$$\int_{1A2} \left( \frac{dq}{T} \right)_{но} + \int_{2B1} \left( \frac{dq}{T} \right)_{об} < 0$$

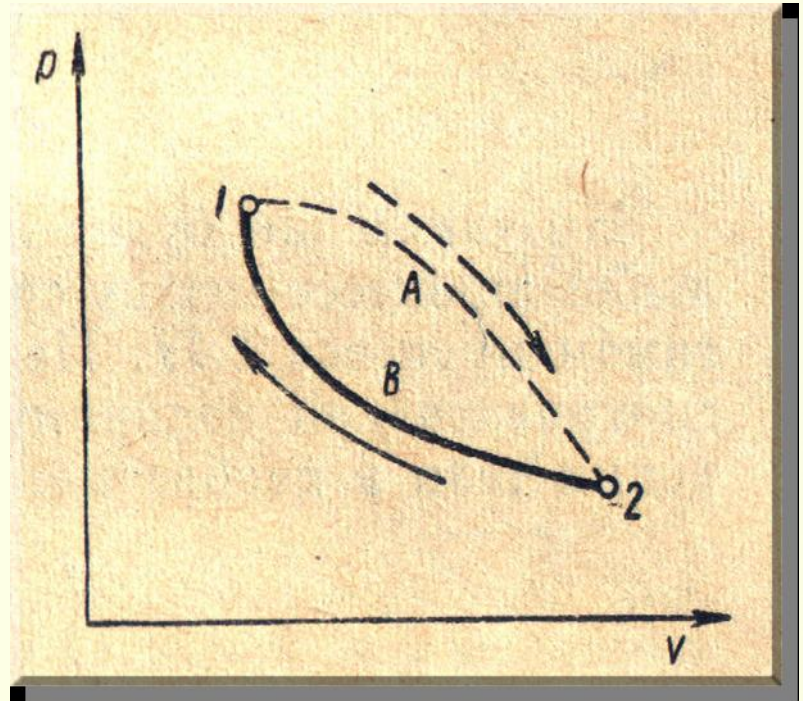


Рис. 6. Изменение энтропии и приведённая теплота необратимого процесса

$$\int_{2B1} \frac{dq}{T} = s_1 - s_2 = \Delta s$$

$$\int_{1A2} \left( \frac{dq}{T} \right)_{HO} + (s_1 - s_2) < 0$$

$$\int_{1A2} \left( \frac{dq}{T} \right)_{HO} < (s_2 - s_1)$$

$$\Delta s > \int_{1A2} \left( \frac{dq}{T} \right)_{HO}$$

$$ds > \frac{dq}{T}$$

## Энтропия как характеристика процессов в изолированной системе

Энтропия, так же как внутренняя энергия и энтальпия, обладает свойством **аддитивности** (сложения), т. е. энтропия системы будет равна сумме энтропии, входящих в систему тел. Очевидно, что изменение энтропии сложной системы при этом будет также равно сумме изменений энтропии тел, входящих в систему, т. е.

$$\Delta S_{\text{сист}} = \sum_n \Delta S_i$$

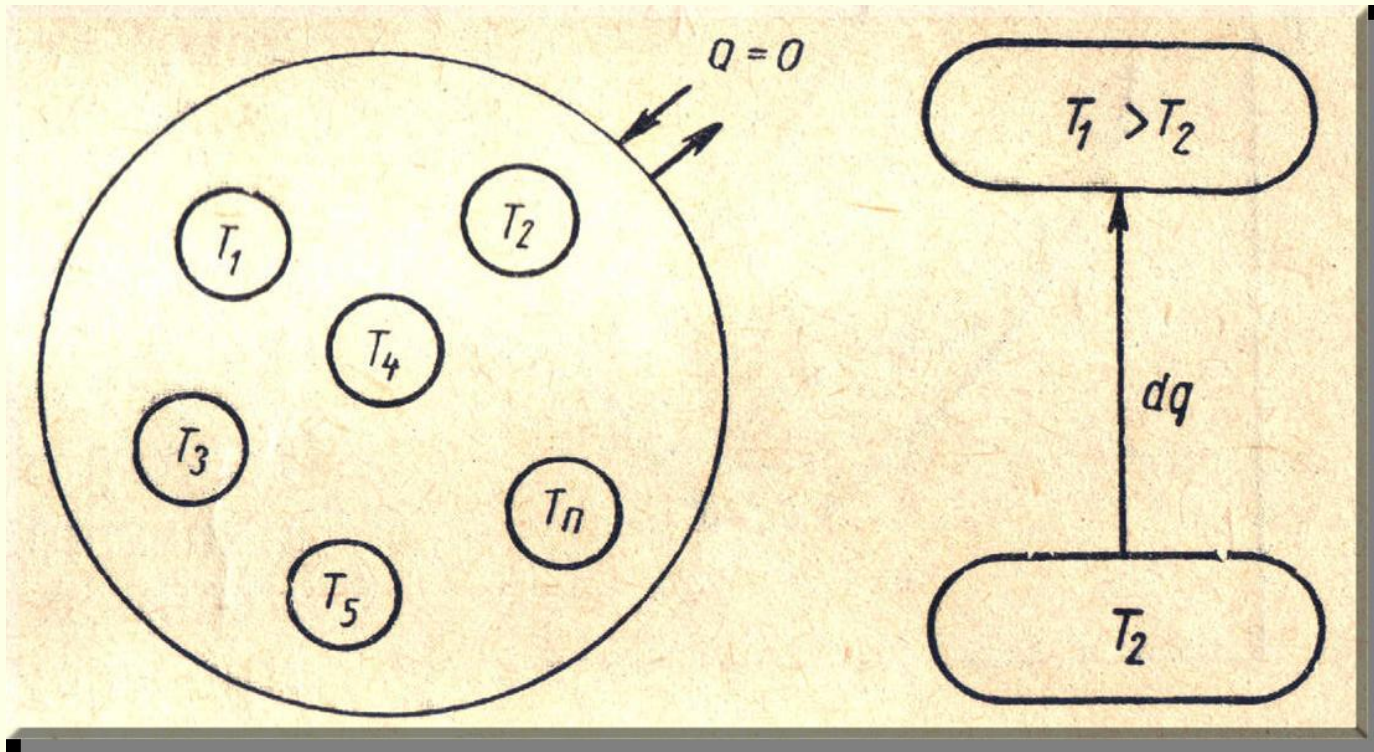


Рис. 7. Схема изолированной системы

Рис. 8. Прямой теплообмен в изолированной системе

Введем понятие **термически изолированной системы**. Если система, состоящая из  $n$  материальных тел, отличается тем, что энергетическое взаимодействие любого из них в форме теплоты исключается с телами, расположенными вне ее (внешняя среда), то такая система называется термически изолированной или просто изолированной. Иногда для обозначения изолированной системы целесообразно представлять ее ограниченной некоторой так называемой адиабатной оболочкой, исключающей теплообмен с внешней средой (рис. 7).

Для характеристики процессов, протекающих в изолированной системе, с точки зрения изменений, вызываемых в ней этими процессами, удобно пользоваться характером изменения энтропии системы. Рассмотрим некоторые примеры:

1. Система состоит из двух тел с разными температурами; между телами происходит прямой теплообмен (рис. 8).

$$ds_1 = -\frac{dq}{T_1}$$

$$ds_2 = \frac{dq}{T_2}$$

$$ds_{\text{сист}} = \left( -\frac{dq}{T_1} + \frac{dq}{T_2} \right) > 0$$

$$\Delta S_{\text{сист}} = \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2}$$

Но так как в течение протекания процесса до полного выравнивания температур сохраняется неравенство  $T_2 < T_1$ , полученное выше неравенство будет справедливо и для процесса в целом, т. е.  $\Delta S_{сист} > 0$ . Это свидетельствует о том, что **в результате прямого теплообмена в изолированной системе растет энтропия**. Обращаем внимание на то, что рост энтропии системы является следствием конечного перепада температур между телами, обменивающимися теплом. Такой теплообмен присущ необратимому процессу. Полученные результаты применимы к системе, состоящей из любого числа источников теплоты.

2. Обратимый круговой процесс (цикл) в системе с большим числом источников теплоты и холодильниками (рис. 9).

$$\Delta S_1 = - \int_{1A2} \frac{dq}{T_1}$$

$$\Delta S_{p.m.} = \oint ds = 0$$

$$\Delta S_2 = \int_{2B1} \frac{dq_2}{T_2}$$

$$\Delta S_{сист} = \Delta S_1 + \Delta S_{p.m.} + \Delta S_2 = 0$$

**В результате осуществления обратимого цикла в изолированной системе энтропия не изменяется.**

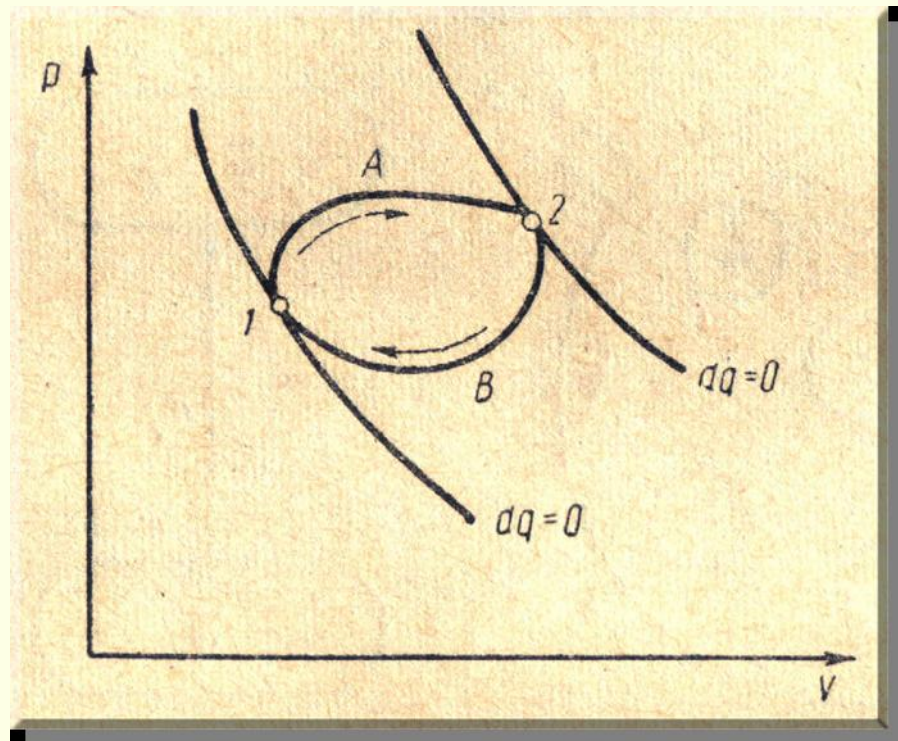


Рис. 9. Изменение энтропии обратимого цикла

3. Необратимый цикл в изолированной системе с большим количеством источников теплоты и холодильников.

$$\Delta S_1 = - \int_{1A2} \frac{dq}{T_1}$$

$$\Delta S_{p.m.} = \oint ds = 0$$

$$\Delta S_2 = \int_{2B1} \frac{dq_2}{T_2}$$

$$\Delta S_{сис\tau\tau} = \Delta S_1 + \Delta S_2 + \Delta S_{p.m.} > 0$$

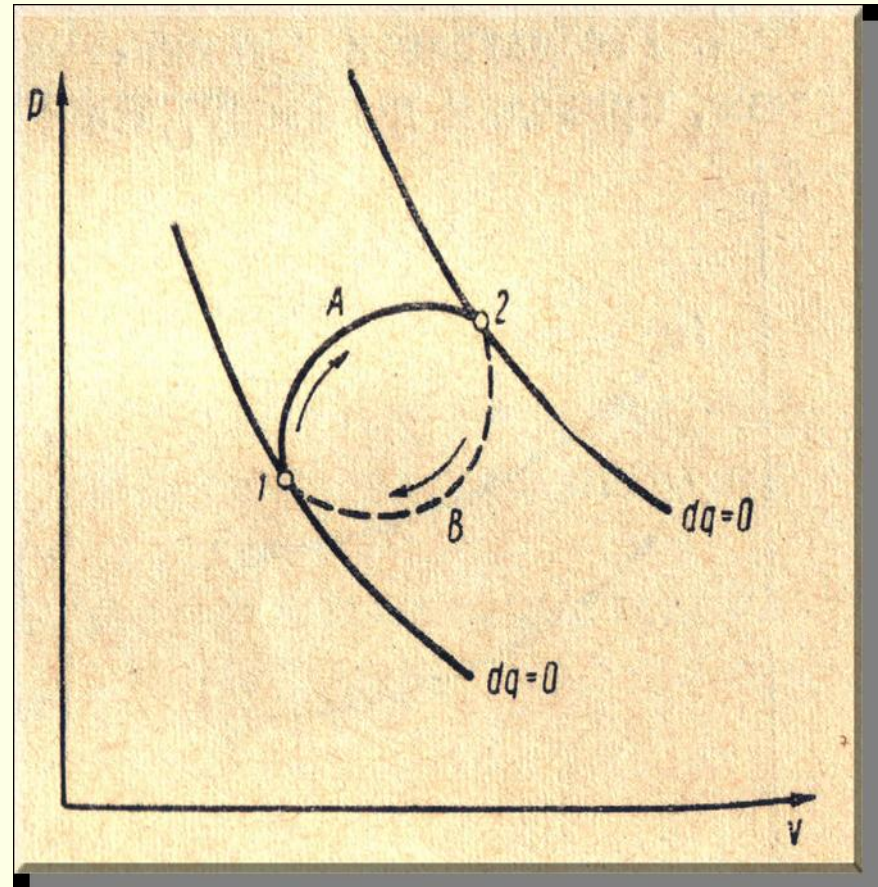


Рис. 10. Изменение энтропии необратимого цикла

**Необратимый цикл в изолированной системе приводит к возрастанию энтропии системы.**

#### 4. Рассматривая разомкнутые процессы в изолированной системе.

для обратимых процессов

$$ds = \frac{dq}{T}$$

для необратимых процессов

$$ds > \frac{dq}{T}$$

Так как для изолированной системы  $dq = 0$ , а температура (абсолютная) ни в каких случаях не может принимать каких-либо значений, кроме конечных положительных, то эти уравнения приводят к следующим выводам: **для обратимых процессов  $ds = 0$  энтропия остается постоянной;** **для необратимых процессов  $ds > 0$ : энтропия системы увеличивается.**

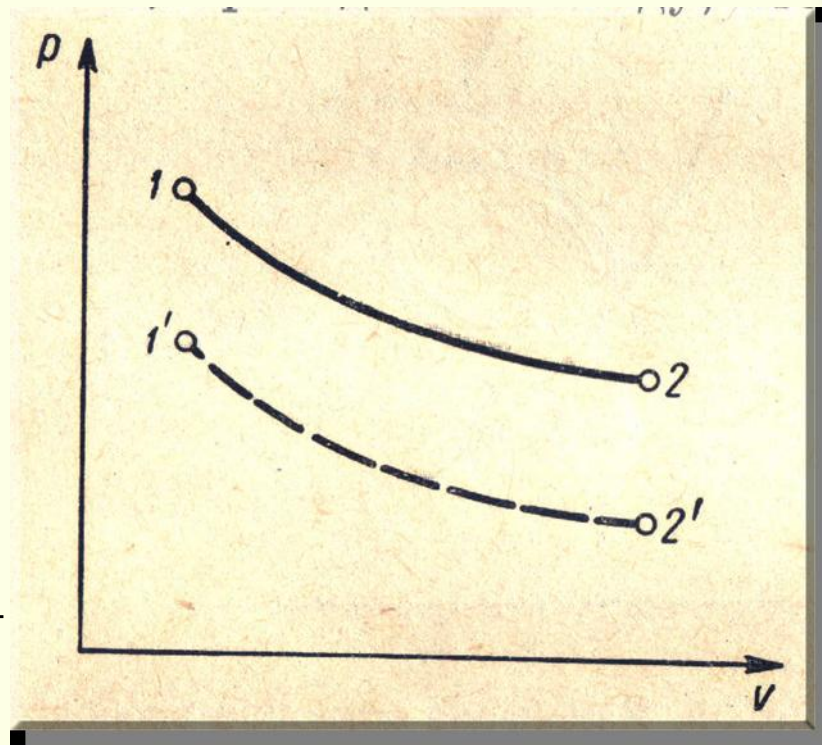


Рис. 11. Изменение энтропии обратимого и необратимого процессов

## Влияние необратимых процессов на работоспособность изолированной системы

$$l_{об} = \eta_{об}^k q_1 = \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) q_1$$

$$\Delta S = \frac{q_1}{T_1'} - \frac{q_1}{T_1}$$

$$l_{но} = \eta_{но}^k q_1 = \left(1 - \frac{T_2}{T_1'}\right) q_1$$

$$l_{об} - l_{но} = q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} - 1 + \frac{T_2}{T_1'}\right) =$$

$$= q_1 \left(\frac{T_2}{T_1'} - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

$$l_{об} - l_{но} = T_2 \left(\frac{q_1}{T_1'} - \frac{q_1}{T_1}\right) = T_2 \Delta S_{сист}$$

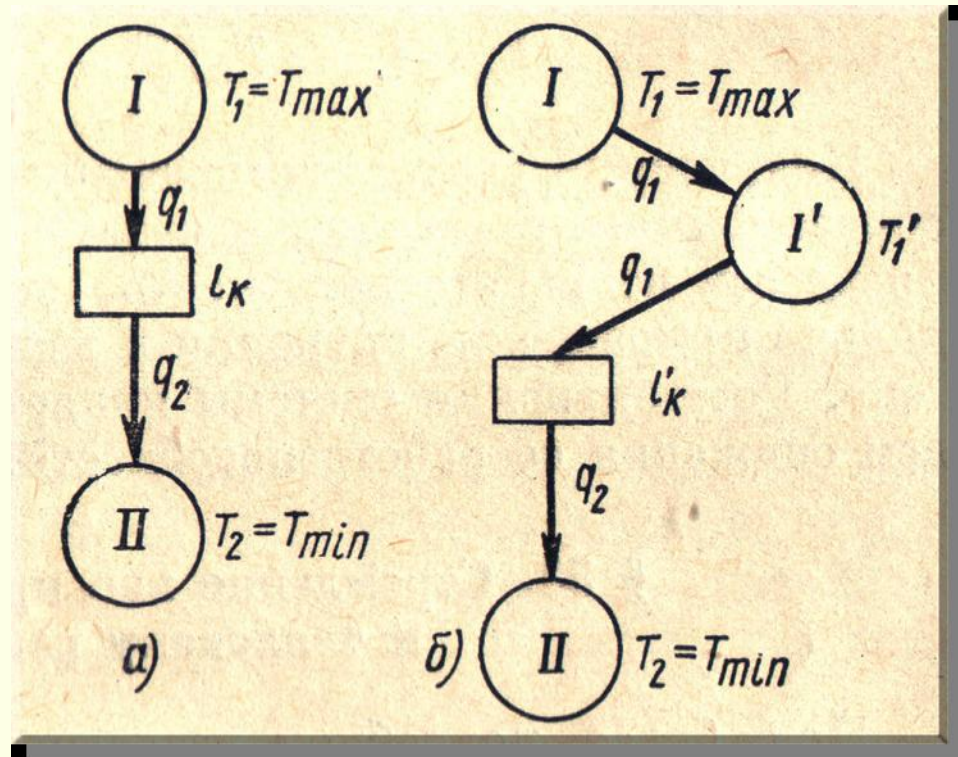
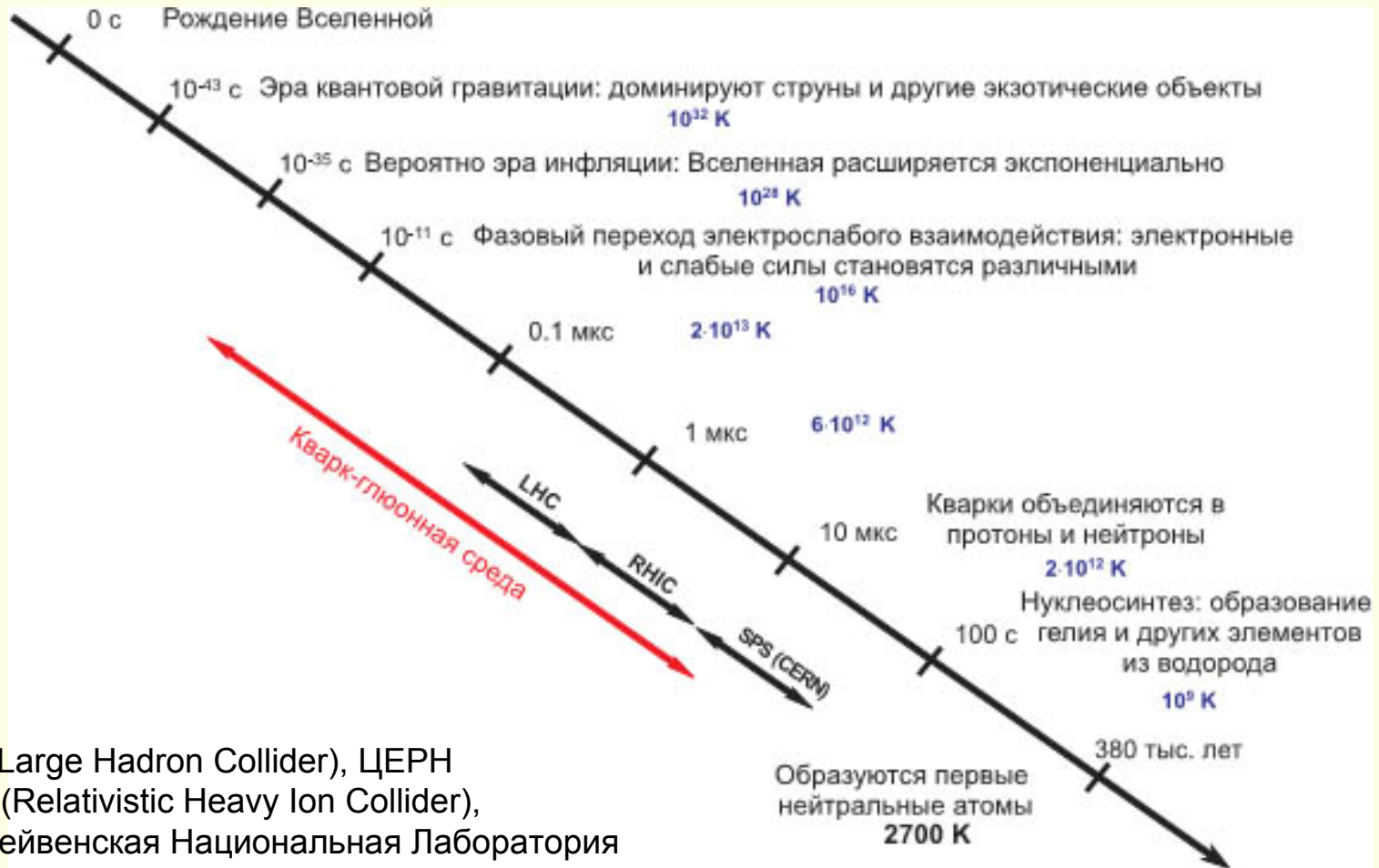


Рис. 12. Снижение работоспособности системы при протекании в ней необратимых циклов

**Энтропия является мерой необратимости протекающих в системе процессов.**

# Космическая шкала времени. Расширение Вселенной после Большого взрыва



LHC (Large Hadron Collider), ЦЕРН  
 RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider),  
 Брукгейвенская Национальная Лаборатория  
 SPS (Super Proton Synchrotron), ЦЕРН

Фортов В.Е. УФН. 2008

## Стремление изолированной системы к тепловому равновесию

***При осуществлении в изолированной системе необратимых процессов ее энергия остается постоянной, энтропия стремится к максимуму.***

Это является признаком стремления системы к состоянию теплового равновесия, которое неминуемо наступает с момента, когда температуры и давления отдельных элементов системы принимают практически равные значения. Такое состояние системы называют ее **«тепловой смертью»**.

Идеалисты считают, вопреки здравому смыслу, что Вселенная ограничена в пространстве, и поэтому рассматривают ее как изолированную систему. Второй закон термодинамики, по их мнению, заставляет Вселенную двигаться только в одном направлении, по пути к смерти, к уничтожению. Это делает Вселенную ограниченной не только в пространстве, но и во времени.

Против реакционного идеалистического «учения» о тепловой смерти Вселенной выступил ряд видных физиков—современников Клаузиуса и более позднего периода. Среди них австрийский физик-материалист Больцман (1844—1906 гг.), польский физик Смолуховский (1872—1917 гг.), немецкий физик Планк (1858—1947гг.), советский физик Хвольсон (1852—1934 гг.) и др. Но наиболее глубокую философско-научную критику этого «учения» дал Ф. Энгельс (1820-1895 гг.). Анализ со статистикой в несколько сот вспышек сверхновых звезд на разных (очень больших) расстояниях показал, что Вселенная расширяется чуть быстрее, чем допускает теория Эйнштейна. Значит, действует какой-то ускоряющий фактор. Его назвали **“темной энергией”**.

### ***Ключ для «разового шифра».***

Ключ должен обладать максимальной энтропией, т.е. быть абсолютно случайным и не должен использоваться повторно. Работа Шеннона заключается в том, что на исходное сообщение «накладывается» случайная последовательность битов, - единственный абсолютно безопасный способ коммуникации.

Наука о способах измерения информации и условиях ее оптимальной передачи и хранения называется **теорией информации**. Энтропия информации как мера упорядоченности любых статистических форм движения материальных систем. А чтобы в процессе эволюционного упорядочения функция не уменьшалась, а увеличивалась (на манер физической энтропии в необратимых процессах), Л. Бриллиюзном было предложено отрицательное изменение энтропии информации расценивать<sup>20</sup> как возрастание некой негэнтропии, которую и рассматривать в качестве меры организации.

## Энтропия и информация



$$I(W) = I(W_1, W_2) = I_1(W_1) + I_2(W_2). \quad (1)$$

$$I = \log_2 W \quad (2)$$

$$S = -k \sum P_i \ln P_i \quad (3)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана;  $P_i = N_i / N$  — вероятность появления молекул с энергией  $\varepsilon$ ;  $N = \sum N_i = N_1 + N_2 + N_3 + \dots$  — общее число молекул;  $N_1, N_2, N_3, \dots$  - число молекул, обладающих энергией  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3, \dots$  в соответствии с законом распределения молекул по энергиям (закон Больцмана).

$$\ln W = - \sum P_i \ln P_i \quad (4)$$

$$I = - \sum P_i \log_2 P_i \text{ бит на букву,} \quad (5)$$

где  $N_1, N_2, N_3, \dots, N_M$  — число букв в тексте, в соответствии с их номерами в алфавите (1, 2, ..., M). Функция (5) была названа Шенноном *энтропией информации*.

$$S = k \ln W$$

Например, если  $M = 32$  и вероятность появления всех букв одинакова ( $P_i = 1/32$ ), то энтропия информации

$$I = - \sum_{i=1}^{32} \frac{1}{32} \log_2 \frac{1}{32} = 5$$

## Контрольные вопросы

- Второй закон термодинамики: формулировки, физический смысл, аналитическое выражение
- Статистический смысл второго закона термодинамики
- Оценка экономичности циклов
- Цикл Карно
- Приведенная теплота
- Энтропия
- Влияние необратимых процессов на работоспособность изолированной системы
- Стремление изолированной системы к тепловому равновесию
- Энтропия информации