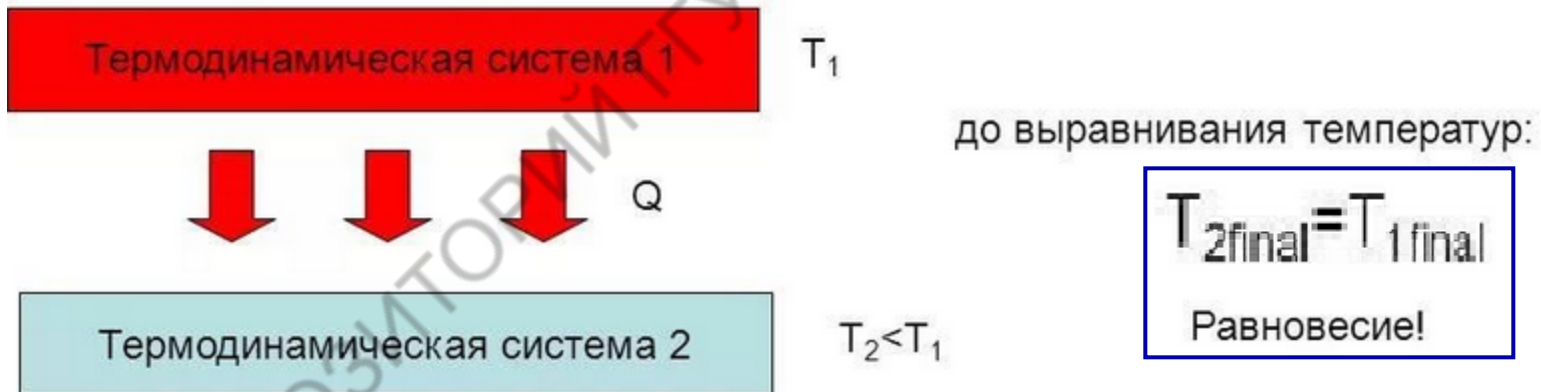


НУЛЕВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

читается так: равенство температур во всех точках есть условие равновесия двух систем или двух частей одной и той же системы, т.е. в состоянии *термодинамического равновесия*.

Существование температуры T ("степень нагретости системы")

Тепло передается от более нагретой системы к менее нагретой



ПЕРВОЕ НАЧАЛО ТЕРМОДИНАМИКИ

Первое начало термодинамики – это закон сохранения и превращения энергии в термодинамических процессах.

Изменить внутреннюю энергию системы можно двумя способами: совершая над системой работу (например, сжимая газ в цилиндре с помощью поршня) или сообщая системе теплоту (например, нагревая газ в герметичном сосуде).

Изменение внутренней энергии системы $\Delta U = U_2 - U_1$ в таком процессе равно разности между количеством теплоты Q , полученным системой, и работой A , совершенной системой против внешних сил:

$$\Delta U = Q - A \quad \text{или} \quad Q = \Delta U + A.$$

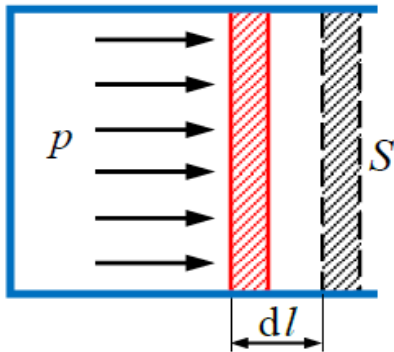
Первое начало термодинамики: теплота, сообщаемая системе, расходуется на изменение её внутренней энергии и на совершение ею работы против внешних сил.

В дифференциальной форме: $\delta Q = dU + \delta A$,

где dU (полный дифференциал) – бесконечно малое изменение внутренней энергии системы; δA – элементарная работа; δQ – бесконечно малое количество теплоты. δA и δQ не являются полными дифференциалами.

Другая формулировка первого начала термодинамики связана с тем, что если система периодически возвращается в первоначальное состояние, и следовательно, $\Delta U = 0$, то $A = Q$, т. е. **вечный двигатель первого рода – периодически действующий двигатель, который совершал бы большую работу, чем сообщённая ему извне энергия, – невозможен.**

РАБОТА ГАЗА. РАВНОВЕСНЫЕ И НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ



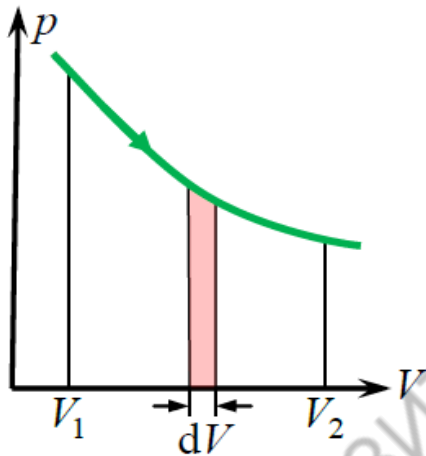
Если находящийся под поршнем в цилиндрическом сосуде, газ, расширяясь, передвигает поршень на расстояние dl , то производит над ним **работу** $\delta A = F dl = pS dl = p dV$, где S – площадь поршня.

Полная работа A , совершаемая газом при изменении его объёма от V_1 до V_2 :

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

Равновесные процессы – это процессы, состоящие из последовательности равновесных состояний. Они протекают так, что изменение термодинамических параметров за конечный промежуток времени бесконечно мало.

Все реальные процессы неравновесны, но в ряде случаев (достаточно медленные процессы) неравновесностью реальных процессов можно пренебречь.



Равновесные процессы можно изображать **графически** в координатах (p, V) . Так работа $\delta A = p dV$ определяется площадью заштрихованной полоски, а полная работа – площадью под кривой между V_1 и V_2 .

При **неравновесных процессах** значения параметров в разных частях системы различны, и не существует (p, V) -точек, характеризующих состояние всей системы.

ТЕПЛОЕМКОСТИ ГАЗА. ТЕПЛОЕМКОСТИ ПРИ ПОСТОЯННОМ ОБЪЕМЕ.

Удельная теплоёмкость вещества c – это величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 кг вещества на 1 К. Единица удельной теплоёмкости – Дж/(кг·К)

Молярная теплоёмкость C_μ – это величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания 1 моль вещества на 1 К. Единица молярной теплоёмкости – Дж/(моль·К).

Связь между C_μ и c : \Rightarrow

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}$$

$$C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT}$$

$$C_\mu = c\mu$$

Различают **теплоёмкости** (удельную и молярную) **при постоянном объёме** (c_V и C_V) и **при постоянном давлении** (c_p и C_p), если в процессе нагревания вещества его объём или давление поддерживаются постоянными.

Из первого начала термодинамики $\delta Q = dU + \delta A$, с учётом $\delta A = p dV$ и

$$C_\mu = \frac{\delta Q}{\nu dT} \text{ для 1 моль газа получим:}$$

$$C_\mu dT = dU_\mu + p dV_\mu$$

При $V = \text{const}$ работа внешних сил δA равна нулю, и сообщаемая газу извне теплота идёт только на увеличение его внутренней энергии

$$C_V = \frac{dU_\mu}{dT}$$

C_V равна изменению внутренней энергии 1 моль газа при повышении его температуры на 1 К.

Поскольку $dU_\mu = \frac{i}{2} R dT$, то $C_V = \frac{i}{2} R$.

ТЕПЛОЕМКОСТИ ПРИ ПОСТОЯННОМ ДАВЛЕНИИ. УРАВНЕНИЕ МАЙЕРА.

Если газ нагревается при $p = \text{const}$, то

$$C_p = \frac{\delta Q}{\nu dT} = \frac{dU + p dV}{\nu dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + \frac{p dV_\mu}{dT}.$$

$\frac{dU_\mu}{dT}$ не зависит от вида процесса (внутренняя энергия идеального газа не зависит ни от p , ни от V , а определяется только T) и всегда равна C_V . Дифференцируя уравнение Клапейрона-Менделеева $pV_\mu = RT$ по T при $p = \text{const}$, получим $C_p = C_V + R$ – уравнение Майера.

C_p всегда больше C_V на величину универсальной газовой постоянной.

Это объясняется тем, что при нагревании газа **при постоянном давлении** требуется ещё дополнительное количество теплоты на совершение работы расширения газа, так как постоянство давления обеспечивается увеличением объёма газа

$$C_p = \frac{i}{2}R + R = \frac{i+2}{2}R$$

При рассмотрении термодинамических процессов важную роль играет величина $\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i}$ которая называется **коэффициентом Пуассона**.

ИЗОПРОЦЕССЫ. ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС.

Рассмотрим равновесные процессы, происходящие с термодинамическими системами, при которых один из основных параметров состояния сохраняется постоянным.

Изохорный процесс ($V = \text{const}$)

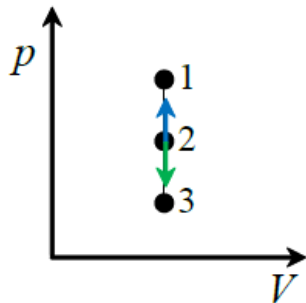


Диаграмма этого процесса – **изохора** – в координатах (p, V) изображается прямой, параллельной оси ординат (ось p). Процесс 2–1 – **изохорный нагрев**, процесс 2–3 – **изохорное охлаждение**.

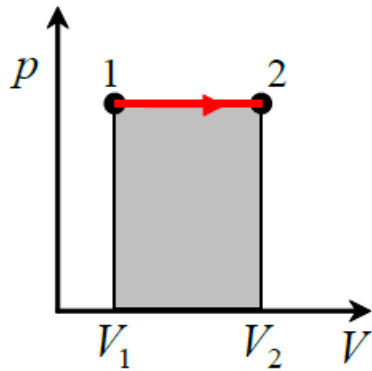
При изохорном процессе газ не совершает работу над внешними телами ($\delta A = p dV = 0$), и вся теплота, сообщаемая газу, идёт на увеличение его внутренней энергии ($\delta Q = dU$). Поскольку $dU_\mu = C_V dT$, то для произвольной массы газа

$$\delta Q = \frac{m}{\mu} C_V dT.$$

ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС

Изобарный процесс ($p = \text{const}$)

Диаграмма этого процесса – **изобара** – в координатах (p, V) изображается прямой параллельной оси абсцисс (ось V). При изобарном процессе работа газа при увеличении объёма от V_1 до V_2 равна



$$A = \int_{V_1}^{V_2} p \, dV = p(V_2 - V_1),$$

и определяется площадью заштрихованного прямоугольника. Используя уравнение Клапейрона

$$pV = \frac{m}{\mu} RT, \text{ получаем } V_2 - V_1 = \frac{mR}{p\mu} (T_2 - T_1), \text{ отсюда}$$

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

Физический смысл универсальной газовой постоянной: R численно равна работе изобарного расширения 1 моля идеального газа при нагревании его на 1 К.

ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

Изотермический процесс ($T = \text{const}$)

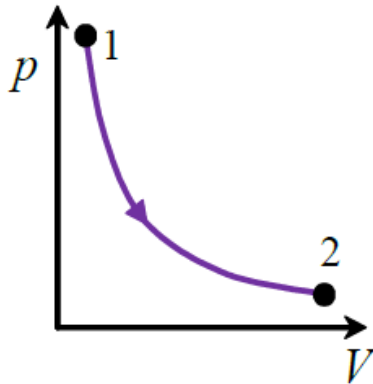


Диаграмма этого процесса – **изотерма** – в координатах (p, V) представляет собой гиперболу. Изотермический процесс описывается законом Бойля-Мариотта ($pV = \text{const}$).

Работа изотермического расширения газа:

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

Так как при $T = \text{const}$ внутренняя энергия идеального газа не изменяется, то из первого начала термодинамики следует, что $\delta Q = \delta A$, т. е. **всё количество теплоты, сообщаемое газу, расходуется на совершение им работы против внешних сил.**

Поэтому, для того, чтобы при расширении газа температура не понижалась, к газу в течение изотермического процесса необходимо подводить количество теплоты, эквивалентное внешней работе расширения.

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

Адиабатическим называется процесс, при котором *отсутствует теплообмен* между системой и окружающей средой ($\delta Q = 0$).

К адиабатическим процессам можно отнести все *быстропротекающие процессы* (теплообмен не успевает совершиться), например, распространение звука в среде, циклы расширения и сжатия в двигателях внутреннего сгорания, в холодильных установках и т. д.

Из первого начала термодинамики следует, что при адиабатическом процессе $\delta A = -dU$. Используя $\delta A = p dV$ и $dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$, получим $p dV = -\frac{m}{\mu} C_V dT$ (1). С другой стороны, из $pV = \frac{m}{\mu} RT$ следует $p dV + V dp = \frac{m}{\mu} R dT$ (2). Разделив (2) на (1) получим

$$\frac{p dV + V dp}{p dV} = -\frac{R}{C_V} = -\frac{C_p - C_V}{C_V} \quad \text{или} \quad \frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V}, \quad \text{где } \gamma = \frac{C_p}{C_V} -$$

коэффициент Пуассона. Интегрирование этого уравнения даёт

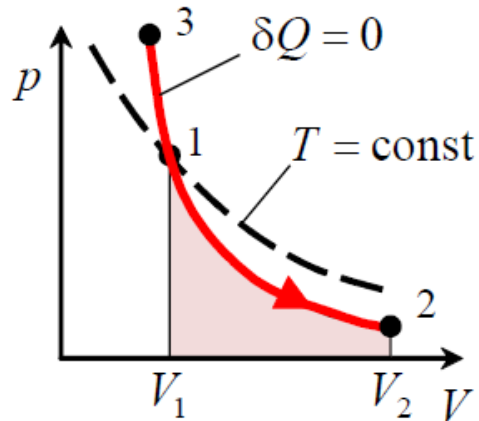
$\ln V^\gamma + \ln p = \ln(\text{const})$, откуда следует **уравнение Пуассона**

– **уравнение адиабатического процесса:**



$$pV^\gamma = \text{const}$$

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС



Используя уравнение Менделеева-

Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu}RT$, получаем:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}$$

$$T^{\gamma} p^{1-\gamma} = \text{const}$$

Диаграмма адиабатического процесса – **адиабата** – в координатах (p, V) изображается

гиперболой. Адиабата $pV^{\gamma} = \text{const}$ более крута, чем изотерма ($pV = \text{const}$). Это объясняется тем, что при

адиабатическом сжатии $1 \rightarrow 3$ увеличение давления газа обусловлено не только уменьшением его объёма, но и повышением температуры.

РАБОТА ГАЗА В АДИАБАТИЧЕСКОМ ПРОЦЕССЕ

В адиабатическом процессе $\delta A = -dU$, поэтому $\delta A = -\frac{m}{\mu} C_V dT$. Если газ адиабатически расширяется от объёма V_1 до V_2 , то его температура уменьшается от T_1 до T_2 , и работа расширения идеального газа:

$$A = -\frac{m}{\mu} C_V \int_{T_1}^{T_2} dT = \frac{m}{\mu} C_V (T_1 - T_2).$$

Откуда получаем $A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right] = \frac{RT_1}{\gamma - 1} \frac{m}{\mu} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$, используя

уравнение Менделеева-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu} RT$.

Работа адиабатического расширения 1→2 (заштрихованная площадь) меньше, чем при изотермическом процессе. Это объясняется тем, что при адиабатическом расширении происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом расширении температура поддерживается постоянной за счёт притока извне эквивалентного количества теплоты.

ПОЛИТРОПИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Процесс, в котором теплоёмкость остаётся постоянной ($C = \text{const}$), называется *политропическим*.

Рассмотренные выше изохорный, изотермический, изобарный и адиабатический процессы – это частные случаи политропного процесса.

Уравнение политропы

$$pV^n = \text{const},$$

где коэффициент $n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$ называется *показателем политропы*.

Значения теплоёмкости и показателя политропы для разных процессов приведены в таблице.

Процесс	C	n
Адиабатический	$C = 0$	$n = \gamma$
Изотермический	$C = \infty$	$n = 1$
Изобарический	$C = C_p$	$n = 0$
Изохорный	$C = C_v$	$n = \pm\infty$

Теплоёмкость при изотермическом процессе бесконечно велика, поскольку $dT = 0$, в то время как $\delta Q \neq 0$.

Теплоёмкость при адиабатическом процессе равна нулю, поскольку $\delta Q = 0$, в то время как $dT \neq 0$.