

# Термодинамика



**ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ.  
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА.  
ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ**

*Термодинамическая система* – любое макроскопическое тело или система тел. Система замкнутая (изолированная), если она не взаимодействует с внешними телами. Состояние термодинамической системы задается *термодинамическими параметрами*.

Макроскопические параметры делятся на *внешние* (задаваемые условием эксперимента) и *внутренние* (определяемые свойствами системы). Давление и объем, в зависимости от постановки эксперимента, могут быть как внутренними, так и внешними параметрами.



Величины, не зависящие от «истории» системы и зависящие только от ее состояния в данный момент, называются *функциями состояния*.

Состояние термодинамической системы называется *равновесным*, если значения параметров не меняются со временем. В *стационарном* состоянии открытой системы параметры тоже не меняются со временем, но это обусловлено особенностью внешних протекающих процессов.

**Нулевое начало термодинамики:** *замкнутая термодинамическая система стремится к равновесному состоянию. Этот процесс называется релаксацией.*

## ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА. ФУНКЦИЯ СОСТОЯНИЯ

**Параметрами состояния** называются величины, характеризующие газ как макроскопическое тело.

Система может находиться в различных состояниях. *Величины, характеризующие состояние системы, называются **параметрами состояния**: давление  $P$ , температура  $T$ , объём  $V$  и так далее.* Связь между  $P$ ,  $T$ ,  $V$  специфична для каждого тела и называется **уравнением состояния**.

Любой параметр, имеющий *определённое* значение для каждого равновесного состояния, является **функцией состояния системы**.

*Свойство идеального газа*: он занимает весь предоставленный объём. Газ не может занять половину баллона и оставить вторую половину пустой.

Следующий параметр состояний – *количество вещества* –  $\nu$ , измеряемое в молях:



$$\nu = \frac{m}{M},$$

где  $m$  – масса вещества;  $M$  – его молярная масса. Еще одна формула для количества вещества:

$$\nu = \frac{N}{N_A},$$

где  $N$  – число молекул газа; а  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  – число Авогадро, т. е. число молекул в одном моле вещества.

Параметры состояния идеального газа не могут принимать любые значения, они связаны друг с другом уравнением состояния – уравнением Менделеева – Клапейрона:

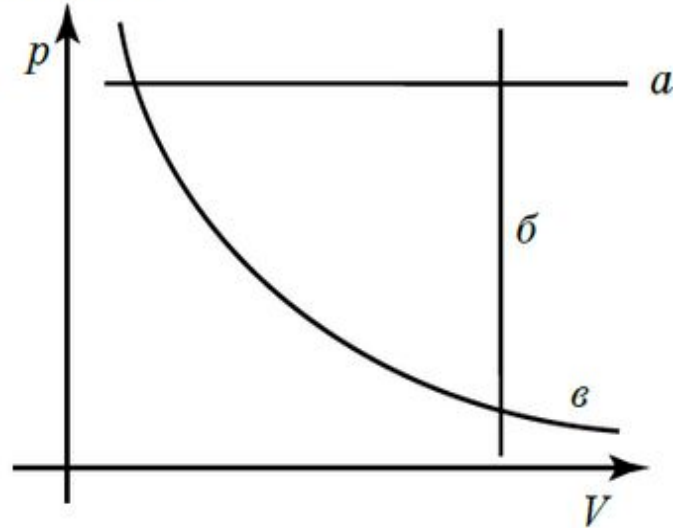
$$\frac{PV}{\nu T} = R,$$

$$\frac{PV}{T} = \text{const},$$

$$\frac{P_1 V_1}{T_1} = \frac{P_2 V_2}{T_2}.$$

При этом независимых параметров остается только два, третий может быть вычислен по известным значениям двух других. Следовательно, состояние газа можно обозначить на координатной плоскости  $(p, V)$ ,  $(p, T)$ , или  $(V, T)$ .

*Изопроцессами* называются такие термодинамические процессы, в которых остаются неизменными количество вещества  $\nu$  и еще один параметр состояния.



*Рис. 4.3. Графики изопроцессов: а — изобарический,  $p = const$ ; б — изохорический,  $V = const$ ; в — изотермический,  $T = const$*

Функцией состояния называется функция, зависящая только от параметров состояния. Она не зависит от термодинамического процесса и от производных от параметров состояния по времени<sup>1</sup>. Сказанное означает, что дифференциал функции состояния является *полным дифференциалом*.

### *Сведения из математики*

Полным дифференциалом функции нескольких переменных  $f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$  является величина  $df$ , которая выражается через дифференциалы независимых переменных  $dx_1, dx_2, dx_3, \dots, dx_N$  при помощи частных производных по ним:

$$df = \frac{\partial f}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial f}{\partial x_2} dx_2 + \frac{\partial f}{\partial x_3} dx_3 + \dots + \frac{\partial f}{\partial x_N} dx_N.$$



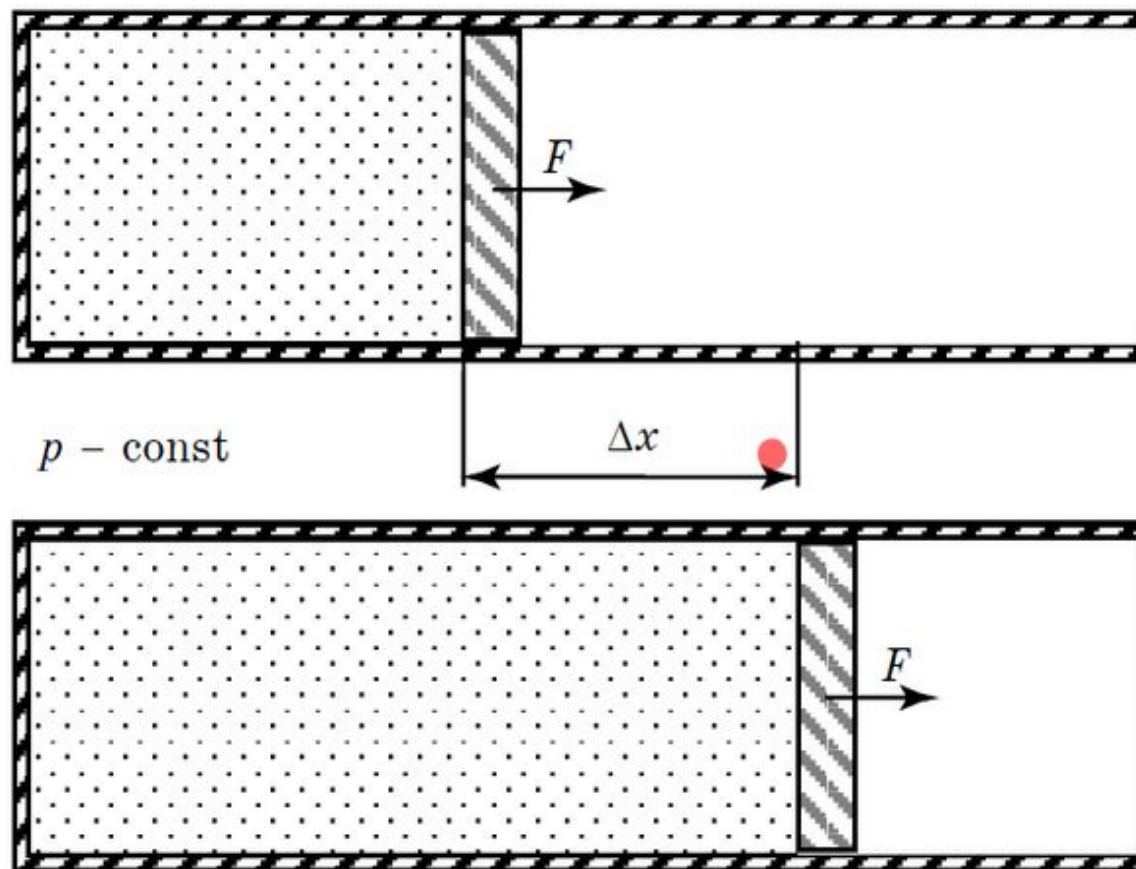
## РАБОТА ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Механическая работа совершается в случае, когда некая сила совершает перемещение тела. Рассмотрим перемещение поршня в цилиндре при *изобарическом* процессе, как это показано на рис. 5.1. На поршень с площадью  $S$  действует постоянная сила давления газа в цилиндре

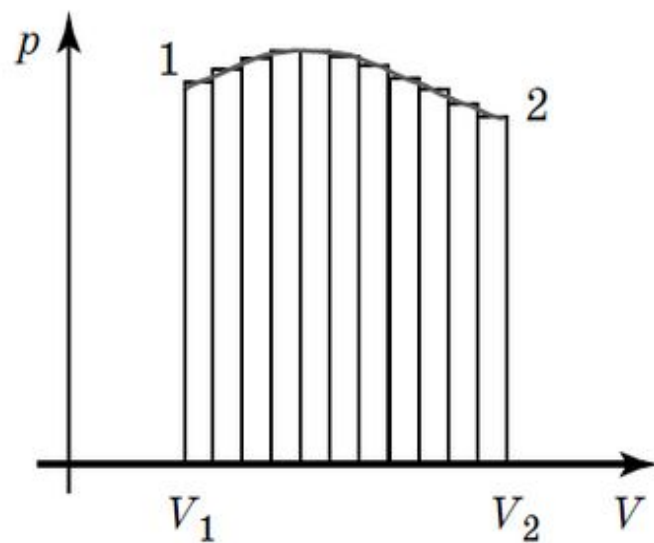
$$F = pS.$$

$$A = F\Delta x = PS\Delta x = P\Delta V.$$





*Рис. 5.1. Работа газа в изобарическом процессе*



*Рис. 5.2. Представление произвольного процесса набором изобарических процессов*



Работа в таком процессе равна сумме элементарных работ:  
 $\Delta A_i = p_i \Delta V_i$ .

$$A_{12} = \sum p_i \Delta V_i.$$

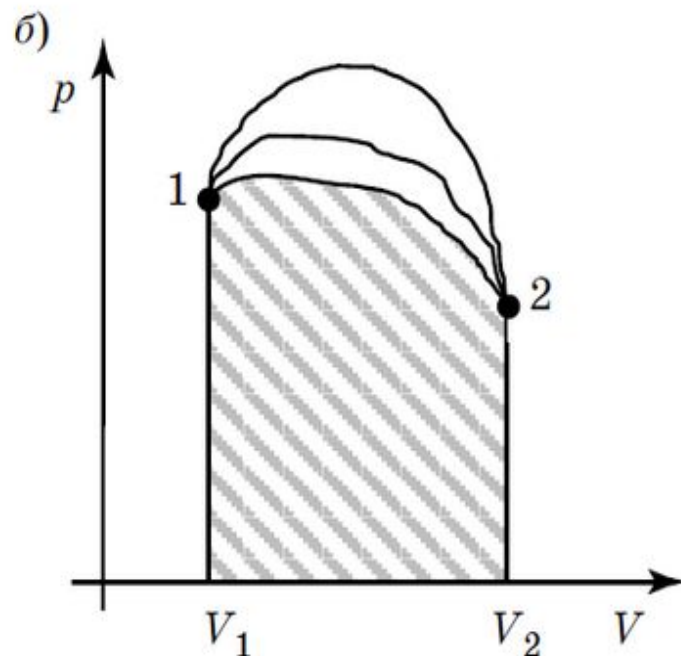
Если разбить отрезок  $[V_1, V_2]$  на бесконечно малые элементы  $dV$ , то элементарная работа на каждом из них будет равна

$$\delta A = p dV. \quad (5.1)$$

Работа газа в процессе  $1-2$  (рис. 5.2) будет равна интегралу

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (5.2)$$





Понятно, что точки 1 и 2 можно соединить разными линиями, площади под ними будут разными. Это видно на рис. 5.3, б. В различных термодинамических процессах между одними и теми же состояниями совершается разная работа. Таким образом, работа газа зависит от процесса и не является функцией состояния. Работа газа – *функция процесса*<sup>2</sup>.

Если в термодинамическом процессе объем газа увеличивается, работа газа положительна, если уменьшается – отрицательна.

### Работа идеального газа в изобарическом процессе

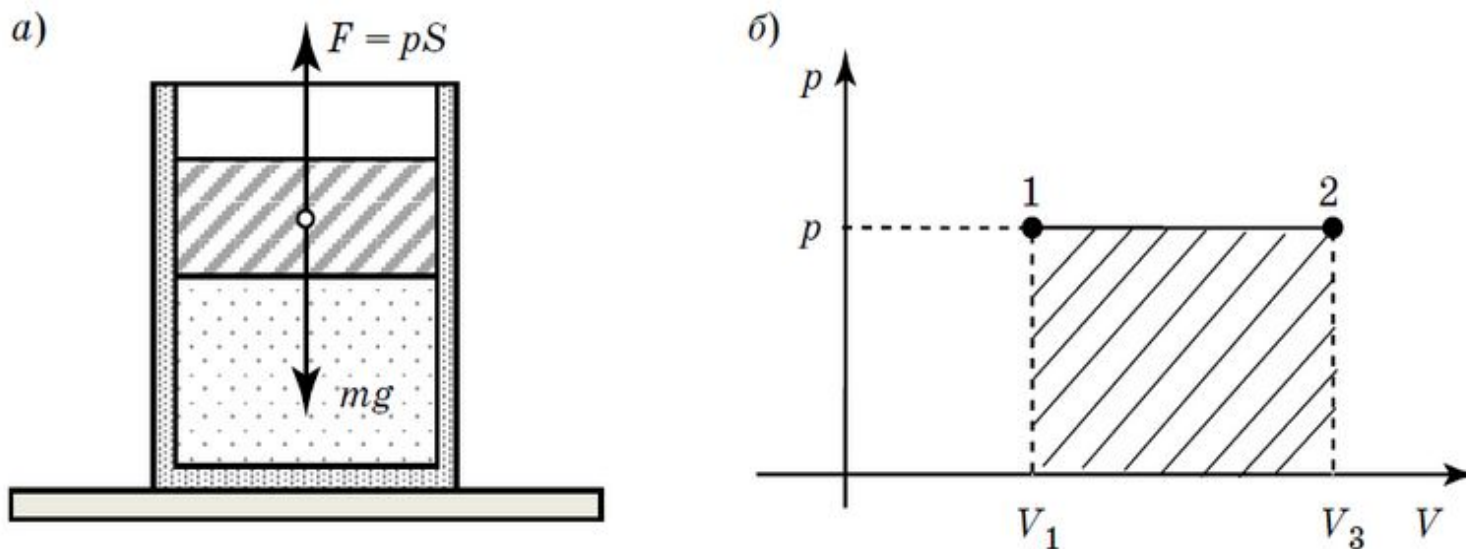


Рис. 5.5. Изобарический процесс (а); график изобарического процесса (б)

$$A = p(V_2 - V_1).$$

$$A = P(V_2 - V_1) = PV_2 - PV_1 = \underbrace{\nu RT_2 - \nu RT_1}_{pV = \nu RT} = \nu R(T_2 - T_1);$$

$$A = \nu R(T_2 - T_1).$$

**Работа идеального газа в изохорическом процессе**

$$A = 0.$$

## Работа идеального газа в изотермическом процессе

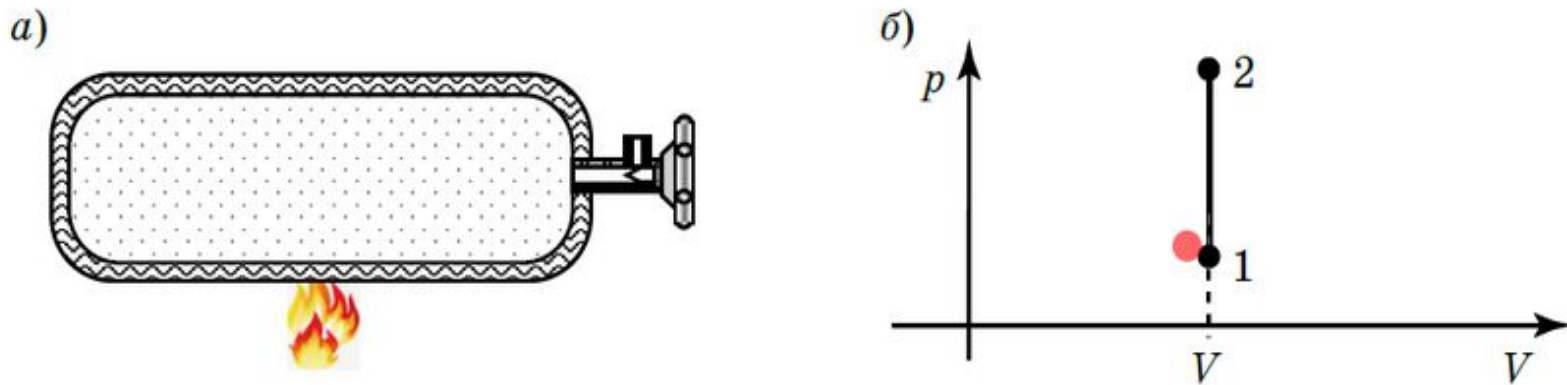


Рис. 5.6. Изохорический процесс (а); график изохорического процесса (б)

$$T = \text{const}; \Rightarrow pV = \nu RT = \text{const}; \quad p = \frac{\nu RT}{V}.$$

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} d(\ln V) = \nu RT \ln V_2 - \nu RT \ln V_1 = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$



$$A = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Поскольку в изотермическом процессе  $p_1 V_1 = p_2 V_2$ ,  $\Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}$ ,

$$A = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

## 4.1. Внутренняя энергия. Работа и теплота

Наряду с механической энергией любое тело (или система) обладает *внутренней энергией*.

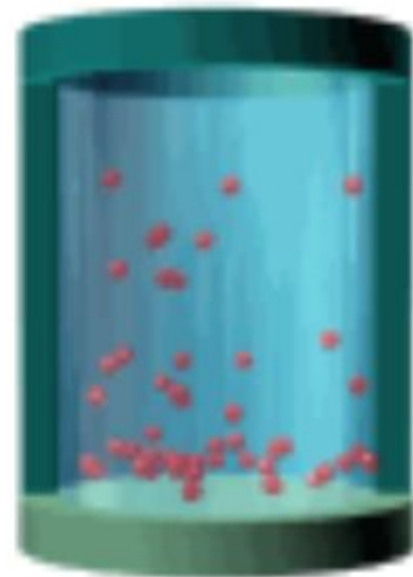
*Внутренняя энергия – энергия покоя.*

*Она складывается из:*

1. *теплового хаотического движения молекул,*

2. *потенциальной энергии их взаимного расположения,*

3. *кинетической и потенциальной энергии электронов в атомах, нуклонов в ядрах и т. д.*





**Внутренняя энергия  $U$  одного моля идеального газа равна:**

$$U = N_A K = \frac{3}{2} k T N_A = \frac{3}{2} R T, \quad \text{или}$$

$$U = \frac{3}{2} R T$$

Таким образом, **внутренняя энергия зависит только от температуры.**

Внутренняя энергия  $U$  является **функцией состояния системы** независимо от предыстории





Для идеального газа **внутренняя энергия** системы равна **сумме кинетических энергий** ее частиц:

$$U = n \langle K \rangle = \frac{i}{2} nkT$$

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RT = \nu \frac{i}{2} RT$$

**Функции состояния** – величины, изменение которых при переходе системы между состояниями не зависит от способов этих переходов, т.е. от вида переходных процессов.





Итак, *работа и теплота не есть особые формы энергии.*

Нельзя говорить о запасе теплоты или работы. *Это мера переданной другой системе механической или внутренней энергии.* О запасе этих энергий можно говорить.

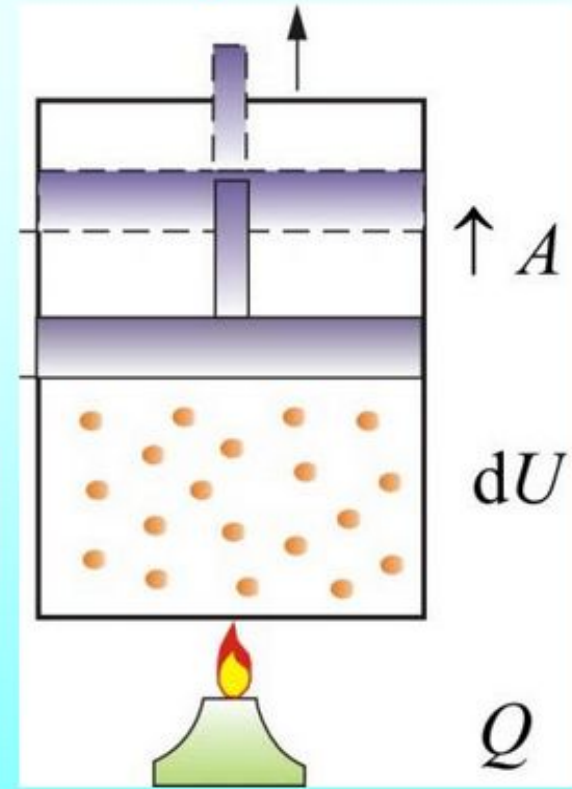
*Механическая энергия может переходить в тепловую энергию и обратно.*

Например, если стучать **МОЛОТКОМ ПО НАКОВАЛЬНЕ**, то через некоторое время молоток и наковальня нагреются (*пример диссипации энергии*)



*Количество теплоты, сообщаемой телу, идёт на увеличение внутренней энергии и на совершение телом работы:*

$$Q = \Delta U + A$$



— ЭТО И ЕСТЬ **первое начало термодинамики** ИЛИ **закон сохранения энергии в термодинамике.**



**Правило знаков:**  $\Delta Q > 0$ , если тепло передаётся от окружающей среды *данной системе*, при этом

$$\Delta U > 0 \quad \Delta A > 0,$$

Если система производит работу над окружающими телами, то:  $U < 0$

Учитывая правило знаков, ***первое начало термодинамики*** можно записать в виде:

$$\Delta U = Q - A$$

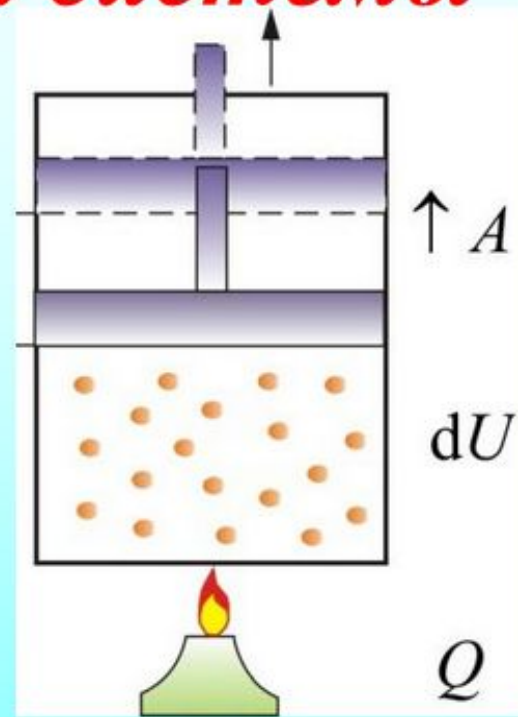
– ***изменение внутренней энергии тела равно разности сообщаемой телу теплоты и произведённой телом работы***

# Закон сохранения энергии *для*

*малого изменения состояния системы*

будет иметь вид:

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



$U$  – функция состояния системы;  
 $dU$  – её полный дифференциал, а  
 $\delta Q$  и  $\delta A$  не являются функциями  
состояния.





**В каждом состоянии система обладает определенным и только таким значением внутренней энергии, поэтому можно записать**

$$U = \int_{U_1}^{U_2} dU = U_2 - U_1$$

**Так как  $U$  – функция состояния, то**

$$\oint dU = 0.$$

**Это справедливо для любой функции состояния.**



*Теплота  $Q$  и работа  $A$  зависят от того, каким образом совершен переход из состояния 1 в состояние 2 (изохорически, адиабатически), а внутренняя энергия  $U$  не зависит.*

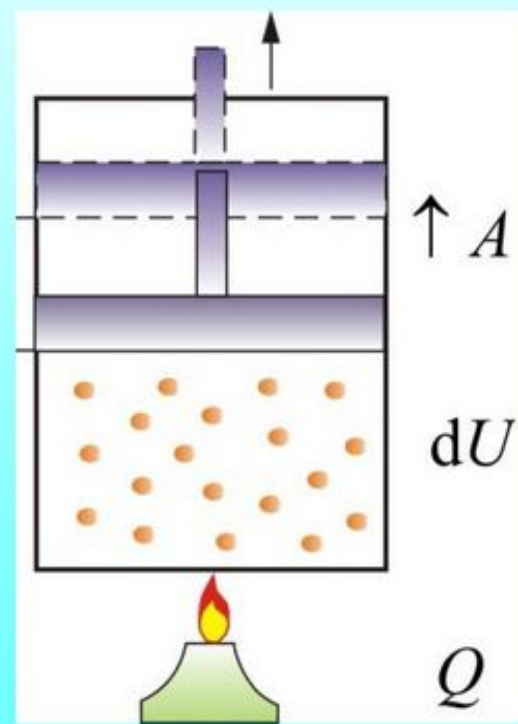
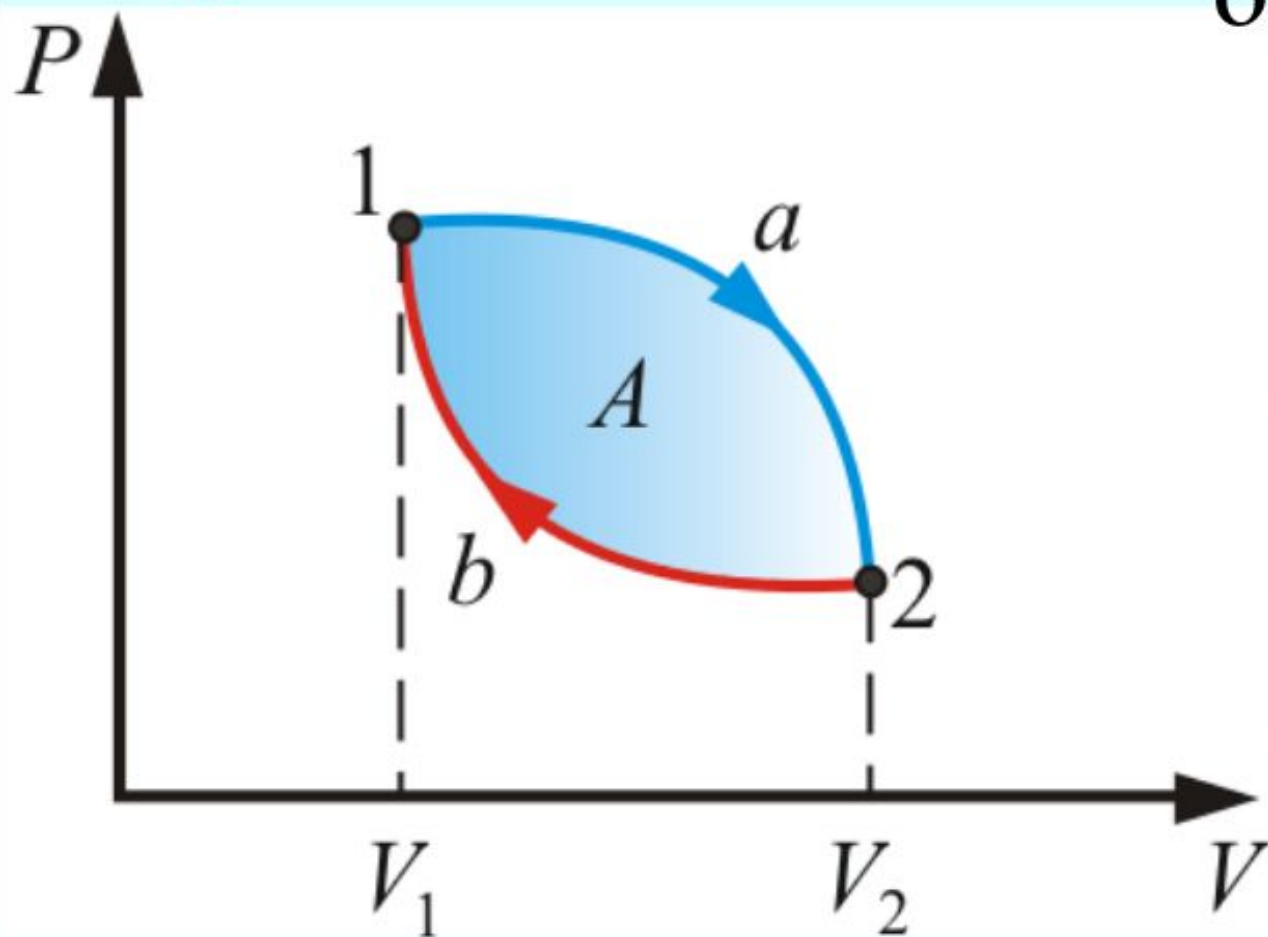
При этом нельзя сказать, что система, обладает определенным для данного состояния значением теплоты и работы.

Количество теплоты  $Q$  выражается в тех же единицах, что работа и энергия, т.е. в джоулях  $[Q] = \text{Дж}$ .

Особое значение в термодинамике

имеют *круговые* или *циклические процессы*, при которых система, пройдя ряд состояний, возвращается в исходное.

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







Если  $\Delta U = 0$ , то согласно первому началу термодинамики  $A = Q$ , т.е. нельзя построить периодически действующий двигатель, который совершал бы бóльшую работу, чем количество сообщенной ему извне энергии. Иными словами, вечный двигатель первого рода невозможен.

Это одна из формулировок первого начала термодинамики.



## Недостатки первого начала :

*первое начало термодинамики не указывает, в каком направлении идут процессы изменения состояния.*

## 4.2. Теплоёмкость идеального газа.

*Теплоёмкость тела характеризуется количеством теплоты, необходимой для нагревания этого тела на один градус*

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (4.2.1)$$

**Размерность теплоемкости:  $[C] = \text{Дж/К}$ .**

Теплоёмкость – величина неопределённая, поэтому пользуются понятиями *удельной* и *молярной теплоёмкости*.



**Удельная теплоёмкость**  $C_{уд}$  или  $c$  – есть количество теплоты, необходимое для нагревания **1кг** вещества на **1 градус**:

$$C_{уд} = c = \frac{dQ}{m dT}$$

$[C_{уд}] = \text{Дж/кг К}$ .

Для газов удобно пользоваться **молярной теплоемкостью**  $C_{\mu}$  – количество теплоты, необходимое для нагревания **1 кмоль** газа на **1 градус**:

$$C_{\mu} = \frac{dQ}{\nu dT}$$

$$C_{\mu} = C_{уд} \mu$$

$[C_{\mu}] = \text{Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ .



Молярная масса – масса одного

моля: 
$$\mu = A m_{\text{ед}} N_A,$$

где  $A$  – атомная масса;  $m_{\text{ед}}$  – атомная единица массы;  $N_A$  – число Авогадро

Моль  $\mu$  – количество вещества, в котором содержится число молекул, равное числу атомов в 12 г изотопа углерода  $^{12}\text{C}$ .



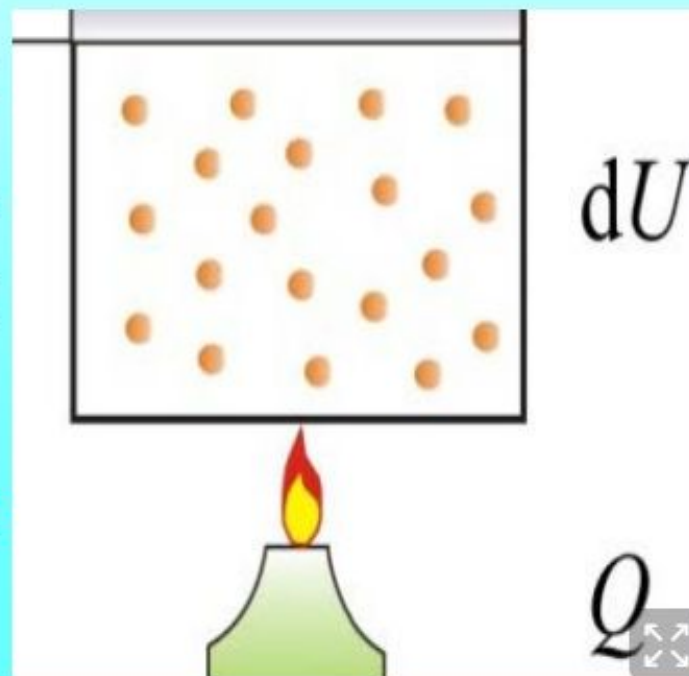


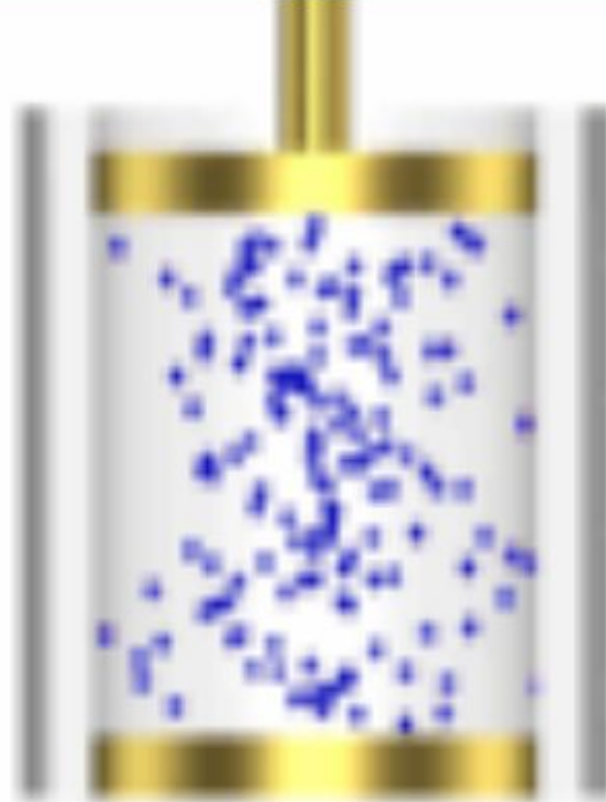
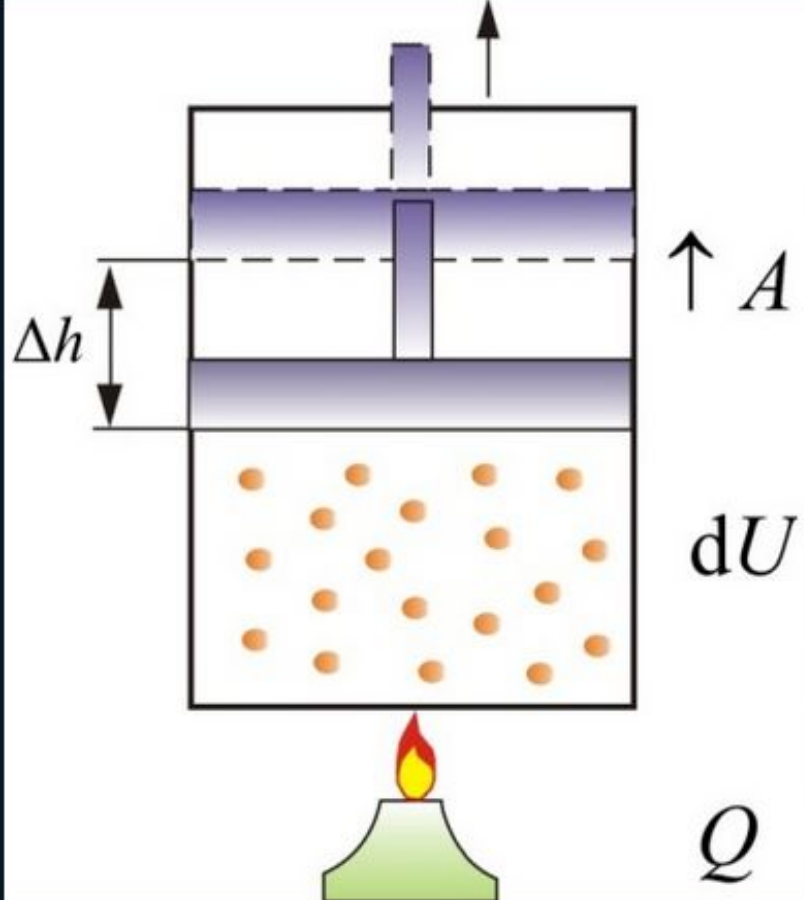
# Теплоёмкость

термодинамической системы зависит от того, как изменяется состояние системы при нагревании.

Если газ нагревать *при постоянном объёме*, то всё подводимое тепло идёт на нагревание газа, то есть изменение его внутренней энергии.

*Теплоёмкость при постоянном объёме*  $C_V$





**$C_P$  – теплоемкость при постоянном давлении**

Если нагревать газ при постоянном давлении  $P$  в сосуде с поршнем, то поршень поднимется на некоторую высоту  $h$ , то есть **газ совершит работу.**

$$C_P > C_V.$$



Следовательно, проводимое тепло затрачивается и на нагревание и на совершение работы. **Отсюда ясно, почему**

$$C_P > C_V.$$

Итак, проводимое тепло и теплоёмкость зависят от того, каким путём осуществляется передача тепла. Следовательно

**$Q$  и  $C$  не являются функциями состояния.**

Величины  $C_P$  и  $C_V$  оказываются связанными простыми соотношениями. Найдём их.



## Найдем связь между $C_p$ и $C_v$

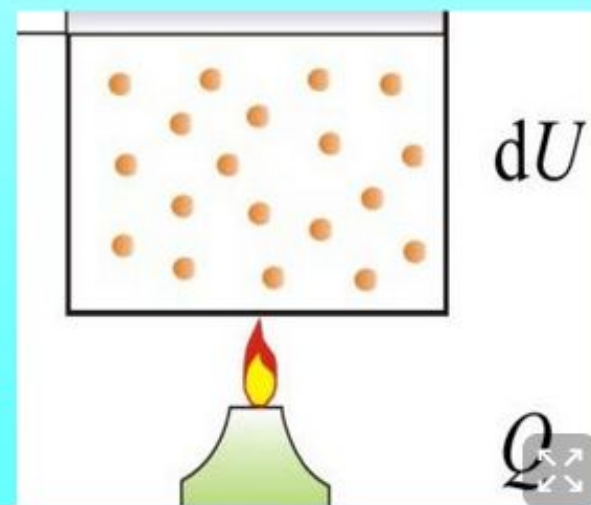
Пусть мы нагреваем один моль идеального газа **при постоянном объёме**. Тогда, из первого начала термодинамики  $\delta Q = dU + \delta A$ . получим:

$$dQ = dU, \text{ т.к. } dA = 0 \quad (4.2.3)$$

т.е. бесконечно малое приращение количества теплоты  $dQ$ , равно приращению внутренней энергии  $dU$ .

**Теплоемкость при постоянном объёме** будет равна:

$$C_v = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU_\mu}{dT}.$$



В общем случае

$$C_V = \left( \frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \quad (4.2.4)$$

так как  $U$  может зависеть не только от температуры.

В случае идеального газа справедлива формула

$$dU_\mu = C_V dT$$

Из этого следует, что

$$U_\mu = \int_0^T C_V dT = C_V T$$

$$U_\mu = C_V T$$

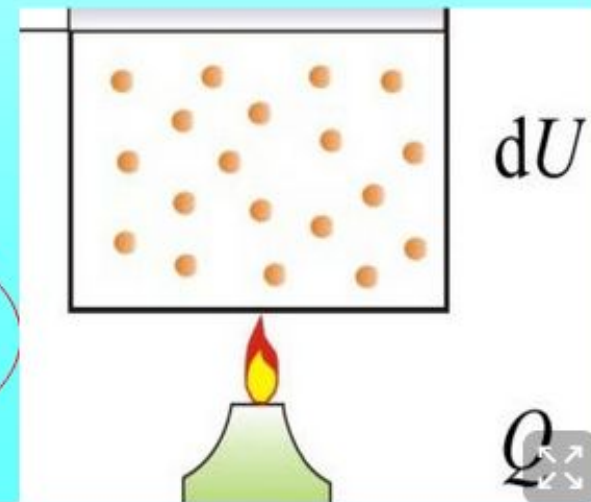


Внутренняя энергия идеального газа является только функцией температуры (и не зависит от  $V$ ,  $P$  и тому подобным), поэтому формула  $U_{\mu} = C_V T$  справедлива для любого процесса.

И так,

**при изохорическом процессе** для произвольной массы идеального газа:

$$U = \frac{m}{\mu} C_V T.$$



*При изобарическом процессе* кроме

увеличения внутренней энергии **происходит**

**совершение работы газом:**  $\delta Q = dU + \delta A$ . ●

или  $dQ_P = dU_\mu + PdV_\mu$  **тогда:**

$$C_P = \frac{dQ_P}{dT} = \frac{dU_\mu}{dT} + P \frac{dV_\mu}{dT}$$

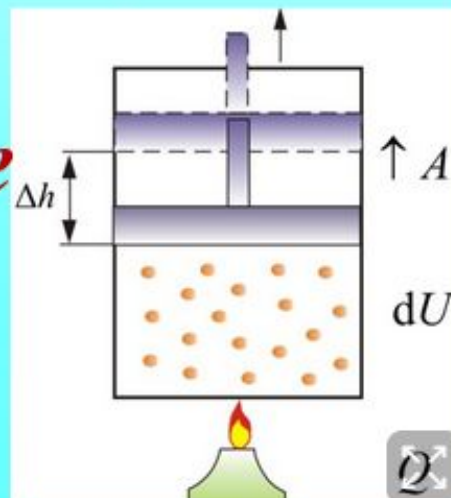
Из основного уравнения молекулярно-

кинетической теории  $PV_\mu = RT$ ,

тогда *при изобарическом процессе*

получим:

$$C_P = C_V + R.$$





$$C_P = C_V + R.$$

*Это уравнение Майера для одного моля газа.*

Из него следует, что физический смысл универсальной газовой постоянной в том, что  $R$  – численно равна работе, совершаемой одним молем газа при нагревании на один градус при изобарическом процессе.

Используя это соотношение, Роберт Майер в 1842 г. вычислил механический эквивалент теплоты: **1 кал = 4,19 Дж.**

Т.к.

$$\frac{C_P}{\mu} = \frac{C_V}{\mu} + \frac{R}{\mu}$$

Отсюда получим **формулу Майера для удельных теплоёмкостей:**

$$C_{P_{\text{уд}}} = C_{V_{\text{уд}}} + \frac{R}{\mu}.$$

(4.2.9)



## 4.3. Теплоёмкости одноатомных и многоатомных газов

### 1. Теплоёмкости одноатомных газов

Т.к. внутренняя энергия одного моля идеального газа равна  $U_{\mu} = \frac{3}{2}RT$ , а  $C_V = \frac{dU}{dT}$ , то

$$C_V = \frac{3}{2}R = 12,5 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}},$$

*теплоемкость при постоянном объеме  $C_V$  – величина постоянная, от температуры не зависит.*



$dQ = dU + dA$  Учитывая физический смысл  $dA$  для *изобарических процессов* можно •

*записать:*  $dQ_P = dU_{\mu} + R dT$

$$C_P = \frac{dQ_P}{dT} = \frac{dU}{dT} + R \frac{dT}{dT}$$

$$C_P = \frac{3}{2}R + R$$

*Теплоемкость при постоянном давлении для одноатомных газов:*

$$C_P = \frac{5}{2}R = 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

$$\frac{C_P}{C_V} = \gamma,$$

***- постоянная адиабаты  
(коэффициент Пуассона)***

$$\gamma = \frac{20,8}{12,5} = 1,67.$$

Так как  $\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V} = 1 + \frac{R}{C_V}$ .

Тогда  $\gamma - 1 = \frac{R}{C_V}$  Из этого следует, что

$$C_V = \frac{R}{\gamma - 1}. \quad (4.3.5)$$

Кроме того  $\gamma = \frac{i + 2}{i}$ ,  
где  $i$  – число степеней свободы молекул.



Подставив  $C_V$  в выражение для внутренней энергии, получим:  $U = \frac{m}{\mu} C_V T = \frac{m}{\mu} \frac{R}{\gamma - 1} T$ ,

а так как  $PV = \frac{m}{\mu} RT$ , то

*внутреннюю энергию можно найти по формуле:*

$$U = \frac{PV}{\gamma - 1}. \quad (4.3.6)$$



# Теплоемкости многоатомных газов

Опыты с **двухатомными газами** такими как азот, кислород и др. показали, что

$$C_V \approx 20,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

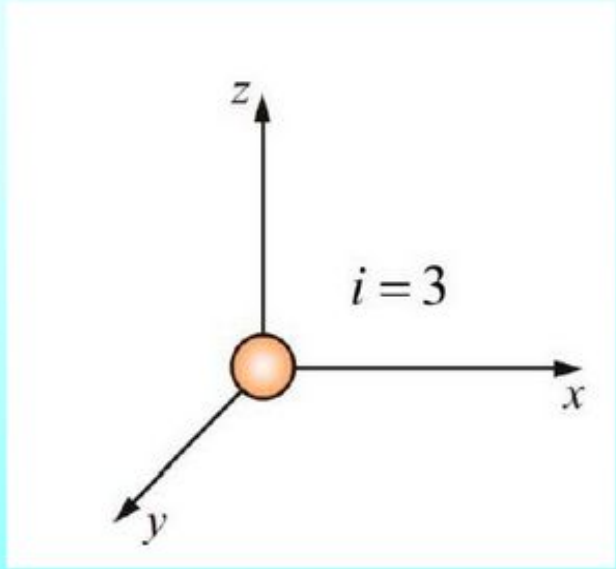
**Для** водяного пара и других **многоатомных газов** ( $\text{CH}_3$ ,  $\text{CH}_4$ , и так далее)

$$C_V \approx 25 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

То есть **молекулы многоатомных газов нельзя рассматривать как материальные точки**  
**Необходимо учитывать вращательное движение молекул и число степеней свободы этих молекул.**



**Число степени свободы** называется число независимых переменных, определяющих положение тела в пространстве и обозначается  **$i$**



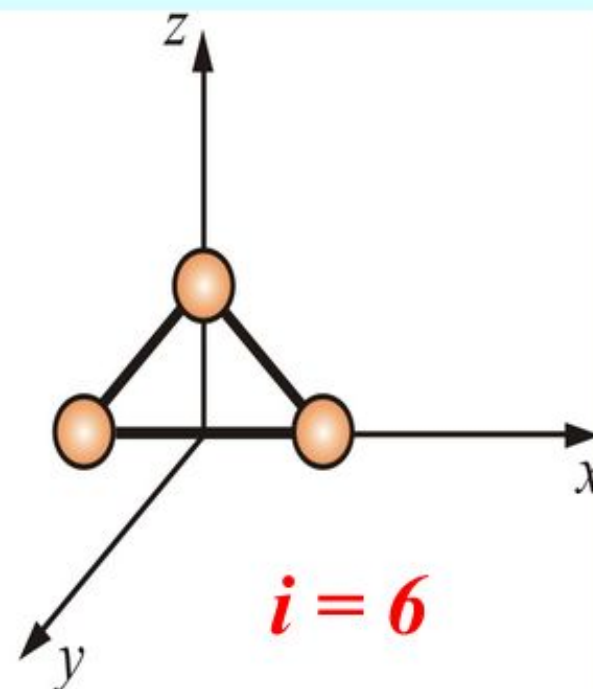
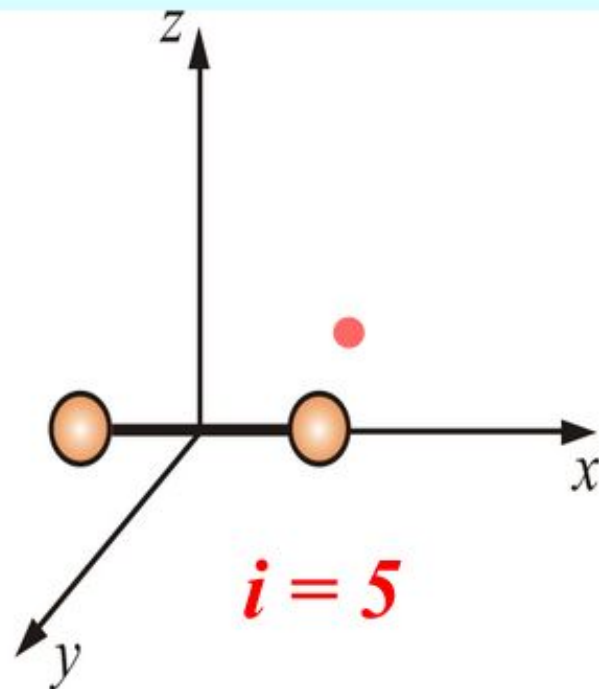
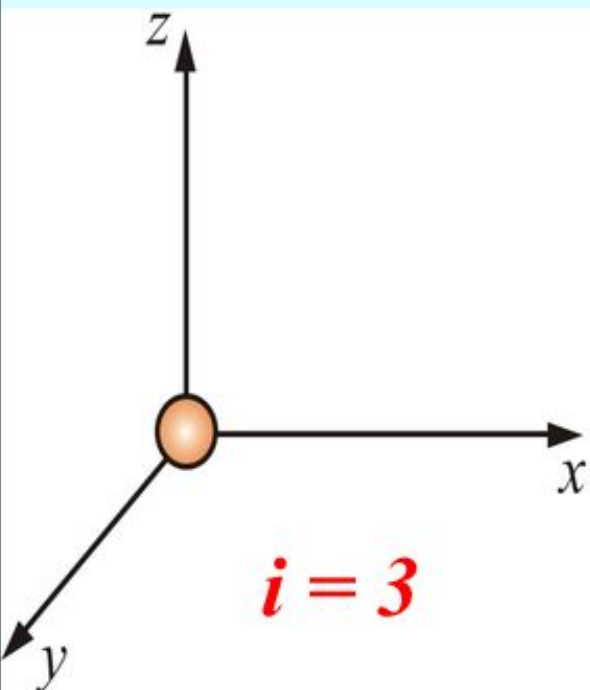
$$i = 3$$

Как видно, **положение материальной точки (одноатомной молекулы)** задаётся **тремя координатами**, поэтому **она имеет три степени свободы:  $i = 3$**



*У двухатомных молекул пять степеней свободы*  
 $i = 5,$

*у трёхатомных шесть степеней свободы*  $i = 6.$



При взаимных столкновениях молекул возможен обмен их энергиями и превращение энергии вращательного движения в энергию поступательного движения и обратно. Таким путём установили равновесие между значениями средних энергий поступательного и вращательного движения молекул.



## 4.4. Закон о равномерном распределении энергии по степеням свободы

*Больцман доказал, что, средняя энергия*

$$\langle K \rangle$$

*приходящаяся на одну степень*

*свободы равна*  $\frac{1}{2}kT.$





Итак, *средняя энергия приходящаяся на одну степень свободы:*

$$\bullet \langle K \rangle = \frac{1}{2} kT. \quad (4.4.1)$$



***У одноатомной молекулы***  $i = 3$ , тогда

$$\langle K \rangle = \frac{3}{2} kT,$$

***для двухатомных молекул***  $i = 5$

$$\langle K \rangle = \frac{5}{2} kT,$$

***для трёхатомных молекул***  $i = 6$

$$\langle K \rangle = \frac{6}{2} kT.$$

На среднюю кинетическую энергию молекулы, имеющей  $i$ -степеней свободы приходится

$$\langle K \rangle = \frac{i}{2} kT$$

(4.4.5)

Это и есть закон Больцмана о равномерном распределении средней кинетической энергии по степеням свободы.

Здесь

$$i = i_{\text{п}} + i_{\text{вр}} + 2i_{\text{кол}}$$

(4.4.6)



# Распределение энергии по степеням свободы. Внутренняя энергия идеального газа

Модель молекулы		Газ		
		одноатомный	двухатомный	трехатомный
<b>Число степеней свободы</b> – число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве	Поступательных	3	3	3
	вращательных	-	2	3
	всего	3	5	6

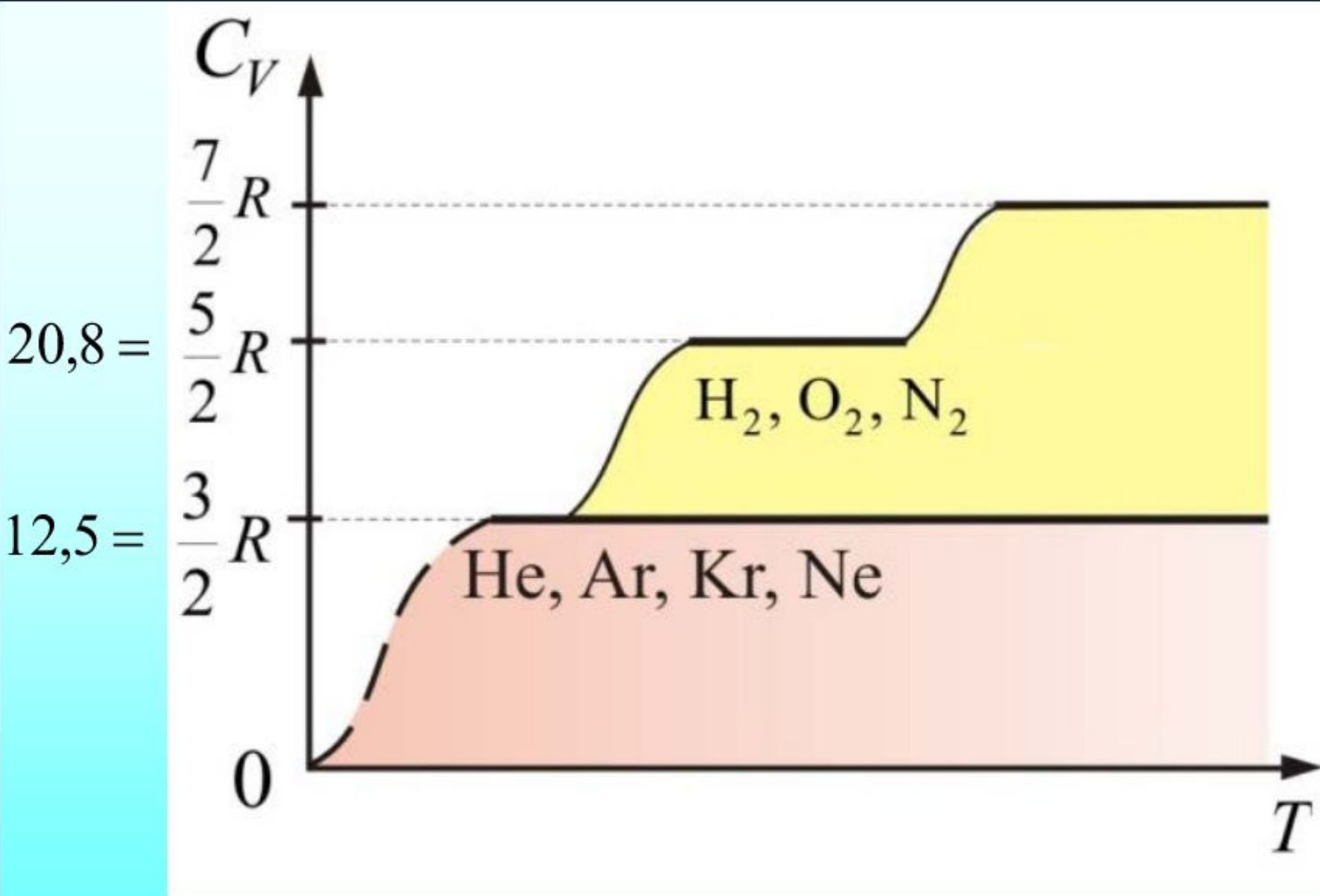
*Для произвольного количества газов:*

$$C_V = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R \quad , \quad (4.4.9)$$

$$C_P = \frac{m}{\mu} \frac{i + 2}{2} R. \quad (4.4.10)$$

Из теории также следует, что  $C_V$  не зависит от температуры (рис.).





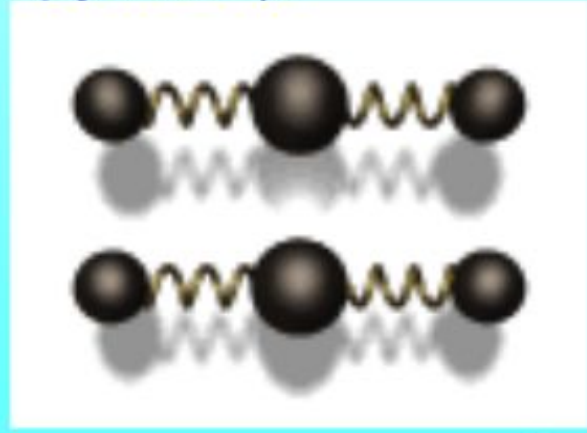
Экспериментальная  
зависимость молярной теплоемкости газов от температуры



Для одноатомных газов это выполняется в очень широких пределах, а для двухатомных газов только в интервале от 100 ÷ 1000 К. Отличие связано с проявлением квантовых законов. При низких температурах вращательное движение как бы «вымерзает» и двухатомные молекулы движутся поступательно, как одноатомные; равны их теплоёмкости.

При увеличении температуры, когда  $T > 1000$  К, начинают сказываться колебания атомов молекулы вдоль оси z (атомы в молекуле связаны не жёстко, а как бы на пружине).

$$i = i_{\text{пост}} + i_{\text{вращ}} + 2i_{\text{колеб}}$$



Одна колебательная степень свободы несет  $\frac{1}{2}kT$  энергии, так как при этом есть и кинетическая и потенциальная энергия, то есть появляется шестая степень свободы – колебательная. При температуре равной 2500 К, молекулы диссоциируют. На диссоциацию молекул тратится энергия раз в десять превышающая среднюю энергию поступательного движения. Это объясняет сравнительно низкую температуру пламени. Кроме того, атом – сложная система, и при высоких температурах начинает сказываться движение электронов внутри него.



# Молярные теплоемкости идеальных газов различных типов (вычисленные теоретически)

Тип газа	$C_V$	$C_P$	$C_P/C_V = \gamma$
Одноатомный	$(3/2)R$	$(5/2)R$	$5/3$
Двухатомный с вращательной степенью свободы	$(5/2)R$	$(7/2)R$	$7/5$
Двухатомный с вращательной и колебательной степенями свободы	$(7/2)R$	$(9/2)R$	$9/7$



## 4.5. Применение первого начала термодинамики к изопроцессам идеальных газов

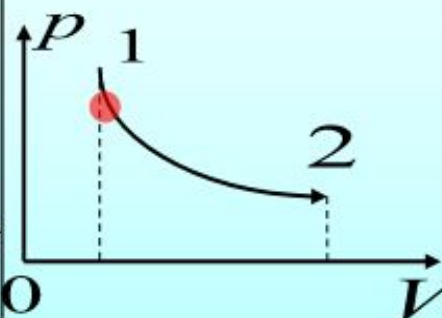
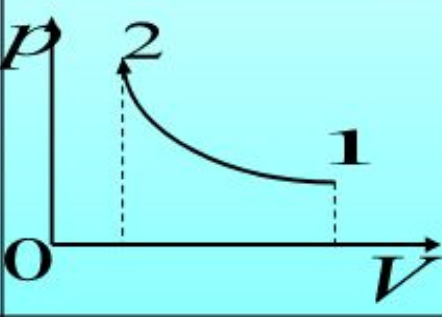
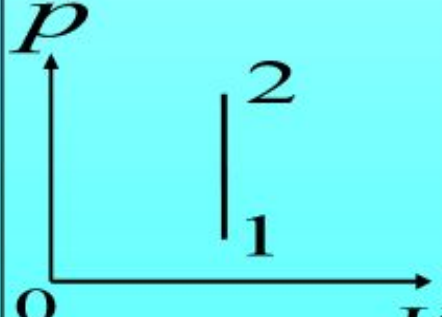
В таблице приводятся сводные данные о характеристиках изопроцессов в газах.

*Изопроцессы* – процессы, при которых один из термодинамических параметров остается постоянным

Здесь используются известные нам формулы:

$\delta Q = dU + \delta A$  – I начало термодинамики или закон сохранения энергии в термодинамике:

# Сводные данные о характеристиках изопроцессов в газе

Процесс	Условие протекания	Первое начало	$\Delta U$	A
Изотермическое расширение $T = const$		$Q = A$ $(Q > 0)$	0	$A > 0$
Изотермическое сжатие $T = const$		$Q = A$ $(Q < 0)$	0	$A < 0$
Изохорное нагревание $V = const$		$Q = \Delta U$ $(Q > 0)$	$\Delta U = Q$ $(\Delta U > 0)$	0



Процесс	Условие протекания	Первое начало	$\Delta U$	A
Изохорное охлаждение	<p><math>V = const</math></p>	$Q = \Delta U$ $(Q < 0)$	$\Delta U = Q$ $(\Delta U < 0)$	0
Изобарное расширение	<p><math>p = const</math></p>	$Q = \Delta U + A$ $(Q > 0)$	$\Delta U = Q - A$ $(\Delta U > 0)$	$p(V_2 - V_1) =$ $= \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1)$ $(A > 0)$
Изобарное сжатие	<p><math>p = const</math></p>	$Q = \Delta U + A$ $(Q > 0)$	$\Delta U = Q - A$ $(\Delta U < 0)$	$p(V_2 - V_1) =$ $= \frac{m}{\mu} R(T_2 - T_1)$ $(A < 0)$



**Адиабатный процесс** - процесс, при котором отсутствует теплообмен с окружающей средой.  $\Delta Q = 0$

**1 начало термодинамики**

$$A = -\Delta U$$

В случае адиабатного процесса система совершает работу за счет убыли внутренней энергии

**Уравнение Пуассона:**

$$PV^\gamma = const$$

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$$

**показатель адиабаты**

Адиабатные процессы применяются в двигателях внутреннего сгорания (расширение и сжатие горючей смеси в цилиндрах), в холодильных установках.

# Работа газа в адиабатном процессе

$$A = P dV \quad dQ = 0 \quad dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$$

$$A = -\frac{m}{\mu} C_V dT$$

$$A = -\frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R dT$$

$$A = \frac{m}{\mu} \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$$

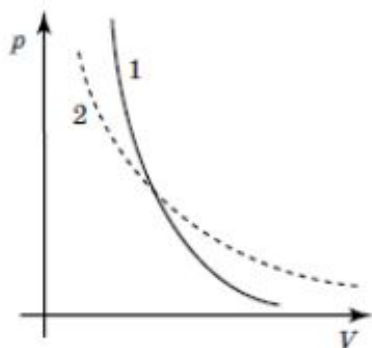


Рис. 8.1. Адиабата (1); изотерма (2)

Работа при адиабатном расширении, меньше, чем при изотермическом: при адиабатном процессе происходит охлаждение газа, тогда как при изотермическом  $T = const$  за счет притока извне эквивалентного количества теплоты.

	Название процесса			
	Изохорический	Изобарический	Изотермический	Адиабатический
Условие протекания процесса	$V = \text{const}$ Закон Шарля	$P = \text{const}$ Закон Гей-Люссака	$T = \text{const}$ Закон Бойля – Мариотта	$\delta Q = 0$ $\gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{i+2}{i}$
Связь между параметрами состояния	$\frac{P}{T} = \text{const}$	$\frac{V}{T} = \text{const}$ $PdV = \frac{m}{\mu} RdT$	$PV = \text{const}$	$PV^\gamma = \text{const}$ $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ $T^\gamma P^{\gamma-1} = \text{const}$
Первое начало ТД	$\delta Q = dU$	$\delta Q = dU + \delta A$	$\delta Q = \delta A$	$dU = -\delta A$
Работа в процессе	$\delta A = 0$ $A = 0$	$\delta A = PdV$ $A = \frac{m}{\mu} R\Delta T$ $A = \int_{V_1}^{V_2} PdV$ $A = P(V_2 - V_1)$	$\delta A = PdV$ $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ $A = \frac{m}{\mu} RT \ln \frac{P_1}{P_2}$	$\delta A = PdV = -dU$ $A = -\Delta U = -C_V \Delta T$ $\delta A = -\frac{m}{\mu} \frac{i}{2} RdT$ $A = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$



Количество теплоты, сообщённое в процессе	$\delta Q = dU$ $\delta Q = C_V dT$ $Q = C_V \Delta T$	$\delta Q = C_P dT$ $Q = C_P (T_2 - T_1)$ $Q = \frac{m}{\mu} \left( \frac{i}{2} + 1 \right) R \Delta T$	$\delta Q = \delta A$ $Q = A$	$\delta Q = 0$ $Q = 0$
Изменение внутренней энергии	$dU = \delta Q$ $\Delta U = \frac{i}{2} V \Delta P$ $\Delta U = \frac{V}{\gamma - 1} \Delta P$	$dU = C_V dT$ $U = C_V (T_2 - T_1)$ $\Delta U = \frac{i}{2} P \Delta V$ $\Delta U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R \Delta T$	$dU = 0$	$dU = -\delta A$ $U = -A = -C_V \Delta T$ $\Delta U = \frac{P_1 V_1}{T_1 (\gamma - 1)}$
Теплоёмкость	$C_V = \frac{dU}{dT} = \frac{i}{2} R$ $C_V = \frac{m}{\mu} \frac{R}{\gamma - 1}$	$C_P = \frac{m}{\mu} \frac{\gamma R}{\gamma - 1}$ $C_P = \frac{dQ}{dT} = \left( \frac{i}{2} + 1 \right) R$	$C_T = \pm \infty$	$C_{ад} = 0$

Здесь уместно рассмотреть еще и **политропный процесс** – такой процесс, при котором изменяются все основные параметры системы, кроме теплоемкости, т.е.  $C = \text{const}$ .

**Уравнение политропы**

$$PV^n = \text{const} \quad (4.5.1)$$

ИЛИ

- $$TV^{n-1} = \text{const} \quad (4.5.2)$$

Здесь  $n$  – **показатель политропы**.