



**УФИМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
НЕФТЯНОЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**  
ОПОРНЫЙ ВУЗ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Понятие теплоемкости идеального газа.  
Тепловые машины. Цикл Карно и его КПД.  
Энтропия. Второе начало термодинамики.

Лекция 5

Ст. преп., к. ф.-м. н. Бачурина Ольга  
Владимировна

# Темы для СРС

---

- Уравнение Пуассона

# Внутренняя энергия идеального газа

---

□ Внутренняя энергия – энергия хаотического (теплого) движения микрочастиц системы (молекул, атомов, электронов, ядер и т.д.) и энергия взаимодействия этих частиц

□ **Важнейшее свойство внутренней энергии:**

В каждом состоянии система обладает определенной энергией и не зависит от того как система перешла в данное состояние. Это означает, что при переходе системы из одного состояния в другое изменение внутренней энергии определяется только *разностью значений внутренней энергии этих состояний и не зависит от пути перехода*

# Внутренняя энергия идеального газа

▣ Для 1 моль газа :  $U = \frac{i}{2} k T N_a = \frac{i}{2} R T$  ,  $R = k \cdot N_a$

▶ Для массы  $m$  газа:  $U = \frac{m}{M} \frac{i}{2} R T = \nu \frac{i}{2} R T$

▶  $M$ - молярная масса

▶  $\nu$  – количество вещества

▶  $R$ - универсальная газовая постоянная

▶  $N_a$  - число Авогадро

▶  $k$ - постоянная Больцмана

$$R = 8.31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$$

*Универсальная газовая постоянная, которая показывает, как изменится кинетическая энергия одного моля газа при изменении температуры на 1 кельвин.*

$$R = k \cdot N_A = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 8,31 \text{ Дж/К моль}$$

# Число степеней свободы

---

- ▶ Число степеней свободы  $i$  — число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве.

Газ	Число степеней свободы		
	поступательных	вращательных	всего
Одноатомный	3	—	3
Двухатомный	3	2	5
Многоатомный	3	3	6

# 1. Теплоемкость идеальных газов

---

- ▶ **Теплоемкость** - количество тепла, которое надо сообщить телу для изменения его температуры на 1 К :  $C = \frac{dQ}{dT}$
- ▶ удельная теплоемкость - теплоемкость единицы массы вещества
  - ▶ молярная теплоемкость  $C_\mu$  - теплоемкость одного моля. Если  $\mu$  – молярная масса, то  $C_\mu = \mu C$
  - ▶ Для газов обычно пользуются молярными теплоемкостями при постоянном объеме  $C_{\mu V} \Rightarrow C_V$  и при постоянном давлении  $C_{\mu P} \Rightarrow C_P$
  - ▶ при  $V = \text{const}$ ,  $dV = 0$  и  $C_V = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT}$
  - ▶ Так как для одного моля газа  $U = \frac{i}{2}RT$  то  $C_V = \frac{i}{2}R$
  - ▶ При  $P = \text{const}$   $C_P = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{PdV}{dT}$
  - ▶ Так как для одного моля газа  $PV = RT \Rightarrow PdV = RdT$ , то  $C_P = C_V + R$

# 1. Теплоемкость идеальных газов

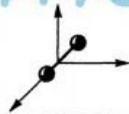
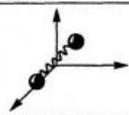
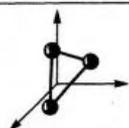
□ Уравнение Майера  $C_p = C_v + R$

□ Отношение  $\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{i+2}{i}$ , где  $i$  - число степеней свободы

## Число степеней свободы

Число независимых переменных, полностью определяющих положение системы в пространстве.

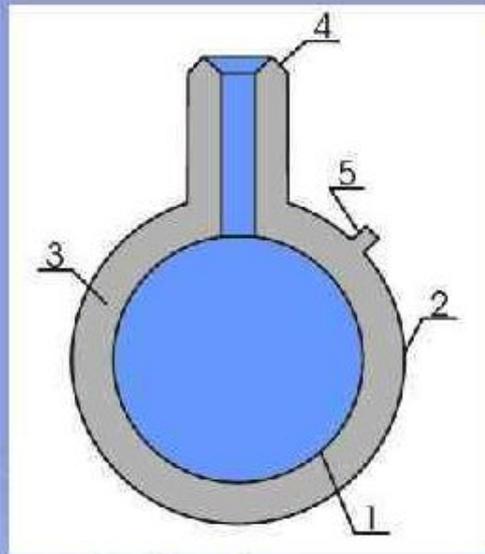
## Число степеней свободы для различных моделей молекул

Газ	Модель молекулы	Число степеней свободы ( $i$ )			
		поступательные ( $i_{\text{пост}}$ )	вращательные ( $i_{\text{вращ}}$ )	колебательные ( $i_{\text{колеб}}$ )	всего
Одноатомный	Материальная точка 	3	—	—	3
Двухатомный	Две материальные точки, жесткая связь 	3	2	—	5
Двухатомный	Две материальные точки, нежесткая связь 	3	2	2	7
Трехатомный, многоатомный	Три (много) атома, жесткая связь 	3	3	—	6

## 2. Адиабатный процесс

- Адиабатический процесс - процесс, происходящий в газе без теплообмена с окружающей средой.
- Такой процесс можно осуществить, в теплоизолированном сосуде (сосуд Дьюара), при очень быстром процессе, когда газ не успевает обменяться теплом с окружающими телами.

### Сосуды Дьюара



**ДЬЮАРА СОСУД**, колба с двойными посеребренными изнутри стенками, из пространства между которыми выкачан воздух. Теплопроводность разреженного газа между стенками столь мала, что температура веществ, помещаемых в сосуд Дьюара, сохраняется постоянной долгое время. Предложен Дж. Дьюаром (1898). Небольшие сосуды Дьюара (в т. ч. бытовые термосы) изготавливают из стекла, больших объемов — из металла.

Для адиабатного процесса  $dQ = 0$  и первое начало термодинамики запишется:

$$dU + PdV = 0$$

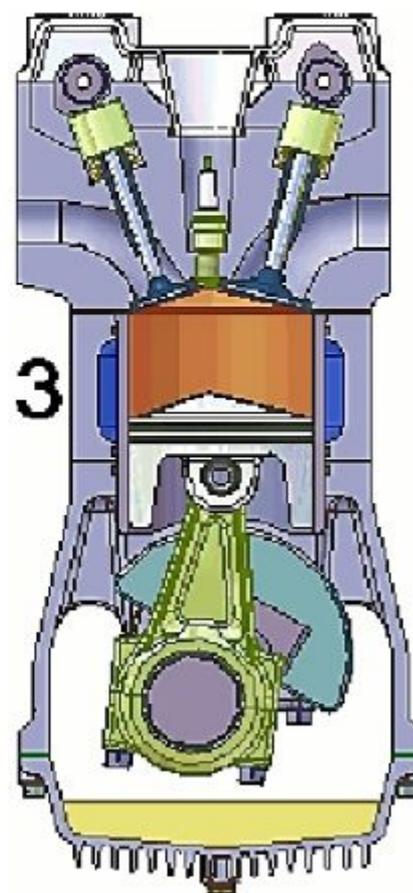
## 2. Адиабатный процесс

---

При закачивании воздуха в колбе увеличивается давление, до тех пор, пока не вылетит пробка. При вылете пробки давление резко становится равным атмосферному. Газ в колбе не успевает обменяться теплом с окружающей средой. Таким образом, мы наблюдаем адиабатный процесс. При резком расширении температура в колбе падает и образуется водяной пар, который мы и наблюдаем.

# Адиабатные процессы в технике

В двигателях Дизеля адиабатное сжатие воздуха приводит к такому повышению его температуры, что горючее, которое впрыскивается в рабочую камеру при помощи форсунки, воспламеняется без специального электроподжига.



# Образование Облаков

Примером адиабатного процесса в природе является процесс, происходящий в земной атмосфере в летнее время. В летний день земная поверхность имеет более высокую температуру, чем атмосферный воздух. Слой воздуха, находящийся вблизи земли, нагревается больше чем слой воздуха над ним. Около земли воздух нагревается неравномерно, вследствие неровной поверхности земли. Воздух который ближе находится к поверхности Земли имеет повышенную температуру по сравнению с другими участками, и в результате нагревания при постоянном давлении расширяется. Понижение плотности воздуха при расширении приводит к тому, что он «всплывает» вверх, а его место занимает более плотный и холодный воздух.



# Вывод уравнения адиабатического процесса

- Получим уравнение адиабатического процесса, рассмотрев уравнение Менделеева – Клапейрона и уравнение первого начала термодинамики в дифференциальной форме для одного моля газа:

$$pV = RT;$$
$$C_V dT = -pdV$$

- Получим уравнение адиабаты в переменных  $pV$ . Для этого возьмем дифференциал от обеих частей уравнения Менделеева – Клапейрона:

$$\left. \begin{array}{l} pdV + Vdp = RdT; \\ dT = -\frac{pdV}{C_V}. \end{array} \right\} \Rightarrow pdV + Vdp = -\frac{R}{C_V} pdV \Leftrightarrow pdV + Vdp = (\gamma - 1)pdV$$

$$\frac{dp}{p} = -\gamma \frac{dV}{V} \Leftrightarrow \ln p = \ln V^{-\gamma} + \ln \text{const}$$

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

---

## Уравнение Пуассона

- В термодинамике выводится уравнение адиабатического процесса для идеального газа. В координатах  $(p, V)$  это уравнение имеет вид
  - $pV^\gamma = \text{const.}$
- Это соотношение называют уравнением Пуассона. Здесь  $\gamma = C_p / C_v$  – показатель адиабаты,  $C_p$  и  $C_v$  – теплоемкости газа в процессах с постоянным давлением и с постоянным объемом.

---

Используя уравнение состояния идеального газа, преобразуем уравнение Пуассона к виду

$$pV = \nu RT \rightarrow \nu RTV^{(\gamma-1)} = \text{const}$$

Значит

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

или

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

При адиабатическом расширении идеальный газ охлаждается, а при сжатии – нагревается.

## 2. Второе начало термодинамики.

### Характеристики тепловых процессов

□ Процесс - переход тела из одного состояния в другое.

□ Изопроцессы в газах (изотермический, изобарический, изохорический, адиабатический)

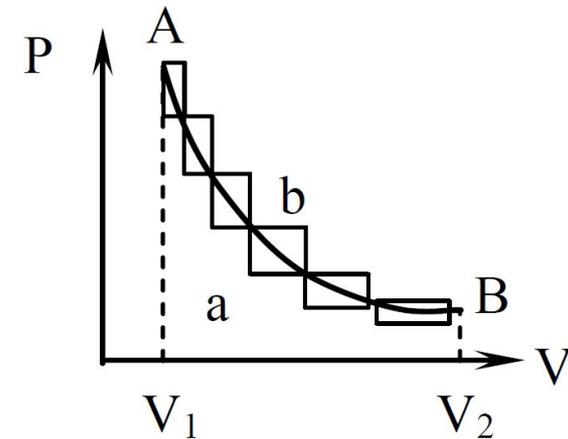
характерны тем, что при их осуществлении в окружающих телах никаких изменений не происходит, энергия системы не передается другим телам.

Поэтому возможно и осуществление обратного перехода через последовательность тех же промежуточных состояний. Такие процессы называют обратимыми

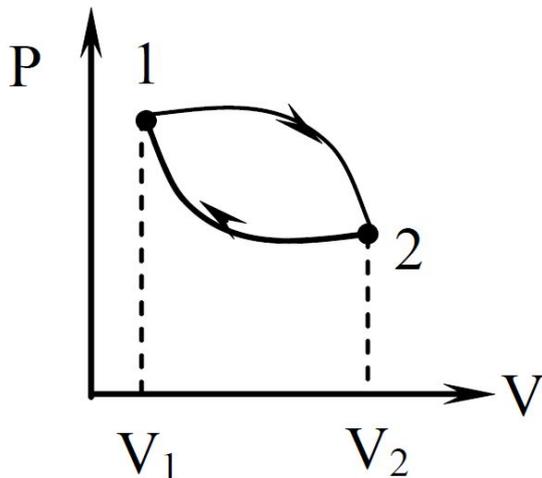
□ Обратимые тепловые процессы всегда являются **идеализацией**

□ Они возможны при **условии**, что изменение параметров состояния происходит очень медленно и сама система каждый раз находится в состоянии равновесия, т.е. **когда параметры всюду одинаковы.**

□ Лишь при этом возможен обратный процесс, когда система проходит ту же последовательность промежуточных состояний, что и в прямом процессе. Процесс, состоящий из ряда равновесных состояний, называют равновесным. Таким образом, все обратимые процессы – равновесные. Они изображаются графически плавной линией (АВ, рис.)



## 2. Второе начало термодинамики. Характеристики тепловых процессов

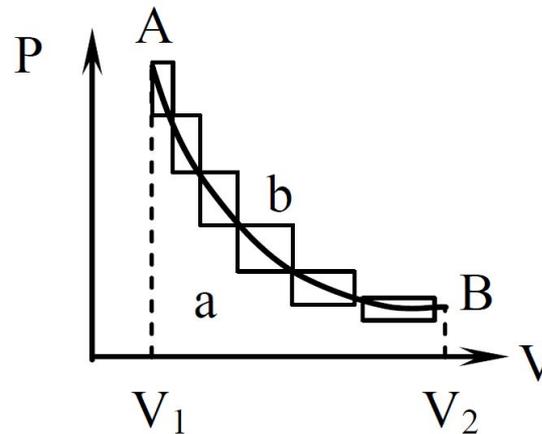


Рассмотрим работу расширения и сжатия при обратимом и необратимом процессах. При быстром расширении процесс не будет обратимым и изобразится ступенчатой линией АаВ, аналогично при быстром сжатии ВbА.

$$A_{\text{РАСШ}}^{\text{ОБР}} > A_{\text{РАСШ}}^{\text{НЕОБР}}$$

$$A_{\text{СЖ}}^{\text{ОБР}} < A_{\text{СЖ}}^{\text{НЕОБР}}$$

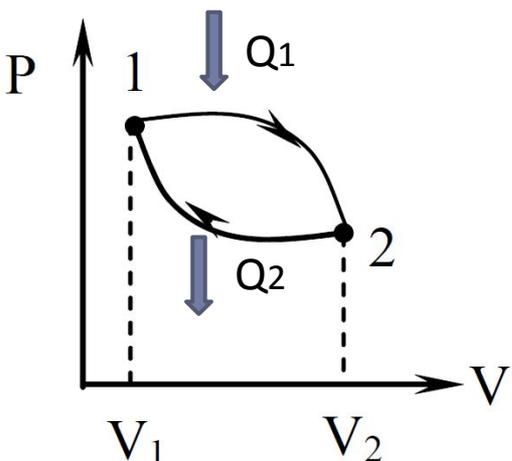
В равновесном состоянии в системе самопроизвольно никакие процессы не возникают. Если же ее вывести из этого состояния, то она в течение некоторого времени будет возвращаться в равновесное состояние.



Из-за хаотичного движения молекул такой процесс будет необратимым.

Таким образом, **все самопроизвольные процессы протекают в направлении приближения системы к равновесному состоянию.** Количественная формулировка этого положения составляет содержание второго начала термодинамики.

## 2.1 Принцип действия тепловой машины



□ **Тепловая машина** - устройство, преобразующее тепловую энергию в механическую. Для этого используют рабочее тело – вещество, способное воспринимать тепло и совершать работу. В качестве него может быть использован идеальный газ, водяной пар и т.д. С рабочим телом в тепловой машине осуществляют круговой процесс или цикл, при котором система после ряда изменений возвращается в исходное состояние (рис.).

□ Работа цикла:  $A = A_{расш} - A_{сж} = A_{12} - A_{21}$ . Для этого на участке  $1 \rightarrow 2$  рабочее тело нагревается, подводится тепло от нагревателя  $Q_1$ , а на участке  $2 \rightarrow 1$  – охлаждается, отдает холодильнику тепло  $Q_2$ .

□ по первому началу термодинамики  $Q_1 = U_2 - U_1 + A_{12}$ ,  $Q_2 = U_1 - U_2 - A_{21}$

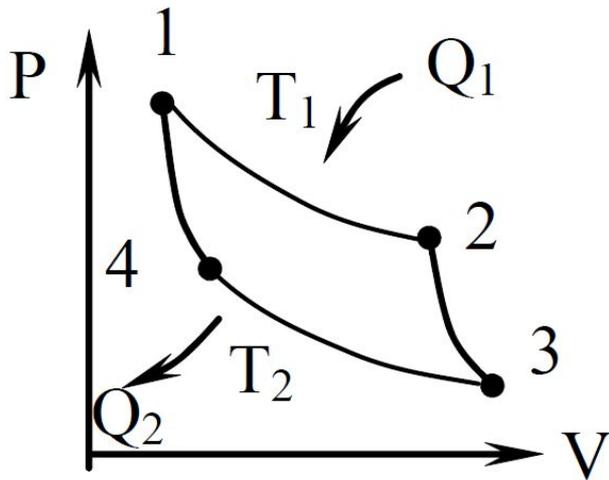
□ откуда  $A = A_{12} - A_{21} = Q_1 - Q_2$

□ Коэффициент полезного действия (КПД)  $\eta$  равен  $\eta = \frac{A_{П}}{A_3} = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$

**Под КПД** понимают отношение работы, совершенной за один цикл, или теплоты,

▶ преобразованной в полезную работу, ко всему подведенному количеству теплоты

## 2.2 Цикл Карно



- Для получения  $\eta_{\max}$   $A = A_{\max}$  или цикл должен быть составлен из обратимых процессов. Такой цикл будет включать **два изотермических** (1-2, 3-4) и **два адиабатических** (2-3, 4-1) процесса (цикл Карно, 1824 г.)

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

- КПД цикла:

- Таким образом,  $\eta$  тепловой машины не зависит от рабочего тела и тем выше, чем ниже температура холодильника.

- Примеры тепловых машин:

Двигатель внутреннего сгорания (ДВС)

а) карбюраторный двигатель

б) дизельный двигатель

в) реактивный двигатель

Паровые и газовые турбины.



Газовая турбина



Двигатель внутреннего сгорания



Паровая турбина



Реактивный двигатель



Паровая машина



# Значение тепловых двигателей



На всех основных видах современного транспорта преимущественно используются тепловые двигатели: на автомобильном - поршневые двигатели внутреннего сгорания; двигатели.

Наибольшее значение имеет использование тепловых двигателей на тепловых электростанциях, где они приводят в движение роторы генераторов электрического тока.

Тепловые двигатели - паровые турбины - устанавливают также на всех АЭС для получения пара высокой температуры.

**Без тепловых двигателей современная цивилизация немыслима. Мы не имели бы в изобилии дешевую электроэнергию и были бы лишены всех двигателей скоростного транспорта.**

## 2.3 Второе начало термодинамики (II НТД)

---

□ Не все количество тепла, получаемое рабочим телом от нагревателя, можно превратить в работу, часть его  $Q_2$  остается неиспользованной. Следовательно, существуют определенные ограничения при превращении тепла в работу для круговых процессов. Эти ограничения не регламентированы первым началом, которое допускает любое превращение теплоты в работу и обратно лишь в эквивалентных соотношениях.

□ Таким образом, если бы не было указанных ограничений, то можно было бы построить тепловую машину, которая путем охлаждения окружающих тел, могла бы превращать взятую теплоту в работу ( $\eta = 1$ ). Так как запасы тепловой энергии, содержащейся в земле, воде и атмосфере практически не ограничены, то такая машина для практики была бы эквивалентна вечному двигателю. Такую гипотетическую машину называют вечным двигателем 2-го рода, и **второе начало термодинамики формулируют как невозможность построения вечного двигателя второго рода.**

□ Второе начало термодинамики накладывает ограничения на направлениях возможных тепловых процессов: невозможны такие тепловые процессы, единственным конечным результатом которых будет превращение в работу тепла, извлеченного из источника с постоянной температурой (отсутствие холодильника).

□ Второе начало термодинамики не имеет такого всеобщего действия как первое начало. Но вместе с ним оно управляет всеми тепловыми процессами.

## 2.3 Энтропия

---

- Математическая формулировка второго начала термодинамики. Для обратимого цикла Карно

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}, \quad \text{откуда} \quad A = Q_1 - T_2 \frac{Q_1}{T_1}$$

- Эта формула определяет максимальную работу, получаемую при превращении тепла в работу.
- Часть тепла, равная  $\frac{T_2 Q_1}{T_1}$  при этом не может быть превращена в работу, она передается окружающим телам.

- Отношение  $Q/T$  как раз и характеризует ту часть тепла, которую нельзя превратить в работу. Это отношение является мерой неиспользованного тепла. Р.Э. Клаузиус назвал эту величину энтропией  $S$  (от греч. – превращение)

- $$S = \frac{Q}{T}$$

## 2.3 Энтропия

---

- ▶ Смысл процессов происходящих в цикле Карно теперь можно выразить так: **энтропия остается постоянной**

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0$$

- ▶ Для необратимых циклов КПД всегда меньше, поэтому

$$\frac{Q_2}{Q_1} > \frac{T_2}{T_1} \quad \text{откуда получим} \quad \frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_1}{T_1} > 0$$

- ▶ Т.О. в этом случае энтропия возрастает. Итак, с помощью энтропии можно однозначно различать обратимые и необратимые процессы

## 2.3 Второе начало термодинамики

---

### Формулировка второго начала термодинамики

**В изолированной системе все процессы протекают так, что энтропия не убывает.**

$$\Delta S \geq 0$$

То есть изолированная система стремится перейти в равновесное состояние, вероятность такого состояния максимальна.

*в изолированной системе*

*самопроизвольно протекают процессы с увеличением энтропии ( $dS > 0$ )*

*При равновесии -  $S$  максимальна ( $dS = 0$ )*

## ▣ **Итак, можно сделать окончательные выводы:**

---

1) абсолютно обратимых процессов не существует, и поэтому при всех физических процессах энтропия должна возрастать. В этом заключается суть второго начала термодинамики: при всех процессах суммарная энтропия системы возрастает. Этот закон определяет направление физических процессов как тепловых, так и других, например, химических реакций.

2) Все физические процессы, происходящие в природе, обязательно подчиняются двум законам: Первому закону термодинамики- закон сохранения энергии и второму закону, определяющему возможность данного процесса