

---

***Лекция 14 (2 сем).***  
***1-е начало термодинамики. Адиабатический процесс***

1. Количество теплоты и работа. 1-е начало термодинамики.
2. Теплоёмкость вещества. Виды теплоемкостей.
3. Применение I начала термодинамики к изопроцессам идеальных газов.
4. Адиабатический процесс. Уравнение Пуассона в трёх видах.
5. Политропные процессы.

2017

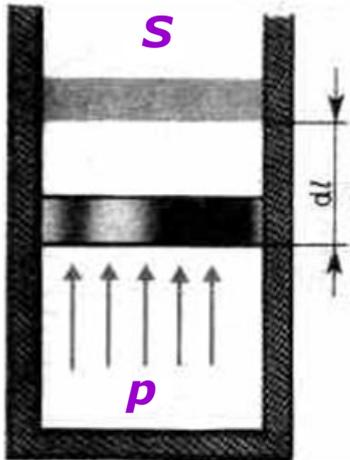
# 1. Количество теплоты и теплообмен

- **Теплообмен** - процесс передачи внутренней энергии от одного тела к другому **без совершения работы** (без изменения объема).
- **Количество теплоты  $Q$**  – это количество энергии, передаваемое системе внешними телами при теплообмене.
  - Сообщение системе теплоты  $Q$  не связано с макроскопическими перемещениями тел системы.
  - **Изменение внутренней энергии** при теплообмене состоит в том, что отдельные молекулы более нагретого тела в процессе неупругих столкновений **передают часть своей кинетической энергии** молекулам менее нагретого тела.
- Существует три вида **теплообмена**: теплопроводность, конвекция, излучение.
- **Теплопроводность** – это процесс теплообмена между телами при их непосредственном контакте, обусловленный хаотическим движением частиц тела.
- **Конвекция** - процесс переноса энергии, который осуществляется перемещением слоев жидкости и газа от места с более высокой температурой к месту с более низкой температурой. Конвекция наблюдается только в жидкостях и газах.
- **Излучение** - перенос энергии от одного тела к другому (а также между частями одного и того же тела) путем обмена электромагнитным излучением, т.е. теплообмен, обусловленный процессами испускания, распространения, рассеяния и поглощения электромагнитных волн.
  - **Передача энергии излучением** может осуществляться **при отсутствии** материальной среды, разделяющей поверхности теплообмена, т.е. в полном вакууме.

# Работа и внутренняя энергия

- Внутреннюю энергию можно также изменить путем **совершения работы**. Передача внешними телами энергии в форме работы сопровождается макроскопическими перемещениями внешних тел.
- Например:
  1. Если внешняя сила **вызывает деформацию тела**, то при этом изменяются расстояния между частицами, из которых оно состоит, а следовательно, **изменяется потенциальная энергия** взаимодействия частиц.
    - При неупругих деформациях, кроме того, изменяется температура тела, то есть изменяется кинетическая энергия теплового движения частиц.
    - Но при деформации тела совершается работа, которая и является **мерой изменения внутренней энергии тела**.
  2. Внутренняя энергия тела изменяется также при его **неупругом соударении** с другим телом.
    - При неупругом соударении тел их кинетическая энергия уменьшается, она превращается во внутреннюю.
    - **Мерой изменения кинетической энергии** тела, согласно теореме о кинетической энергии, является **работа действующих сил**.
  3. Изменение внутренней энергии тела происходит **под действием силы трения**, поскольку, как известно из опыта, трение всегда сопровождается изменением температуры трущихся тел.
    - Работа силы трения может служить **мерой изменения внутренней энергии**.

# Работа термодинамической системы



- Рассмотрим термодинамическую систему, для которой механическая энергия **не изменяется**, а изменяется лишь её внутренняя энергия.
- Допустим, что некоторая система (газ, заключённый в цилиндр под поршнем), обладая внутренней энергией  $U_1$ , получила некоторое **количество теплоты**  $Q_1$ , и перейдя в новое состояние, которое характеризуется внутренней энергией  $U_2$  совершила работу  $A$  над внешней средой.
  - Количество теплоты  $Q_1$  считается **положительным**, когда оно **подводится** к системе,
  - а работа  $A$  – **положительной**, когда система совершает её **против** внешних сил.
- Определим в общем виде **внешнюю работу**, совершаемую газом при малом изменении его объёма.
- Пусть газ заключён в цилиндрический сосуд, закрытый плотно пригнанным легко скользящим поршнем. Если по каким – либо причинам газ **станет расширяться**, он будет перемещать поршень и **совершать над ним работу**.

Элементарная работа  $dA$ , совершаемая газом при перемещении поршня на отрезок  $dl$ :

$$dA = Fdl$$

где  $F = pS$  – сила давления, с которым газ действует на поршень

Произведем замену:

$$dA = pSdl = pdV$$

Тогда  
работа

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} dA = \int_{V_1}^{V_2} pdV$$

# Первое начало термодинамики

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} dA = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

Выражение справедливо при любых изменениях объёма твёрдых, жидких и газообразных тел.

- В соответствии с законом сохранения энергии **при любом способе перехода** системы из одного состояния в другое **изменение внутренней энергии  $\Delta U$  будет одинаковым.**
- Это изменение будет равно разности между количеством теплоты  $Q$ , полученной системой, и работой  $A$ , совершенной системой против внешних сил:

$$Q = \Delta U + A$$

- **Первое начало термодинамики:** теплота  $Q$ , сообщаемая системе, расходуется на изменение её внутренней энергии  $\Delta U$  и на совершение ею работы  $A$  против внешних сил.
- В дифференциальной форме первое начало термодинамики имеет вид:

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

- Если система периодически возвращается в первоначальное состояние, то изменение её внутренней энергии равно **нулю** ( $\Delta U=0$ ).
- Тогда согласно первому началу термодинамики  $A=Q$ , т.е. **невозможен вечный двигатель первого рода** – периодически действующий двигатель, **который совершал бы большую работу**, чем сообщённая ему извне энергия.

## 2. Теплоемкость. Виды теплоемкостей

- **Теплоёмкость тела** - величина, равная количеству теплоты  $Q$ , которое нужно сообщить телу, чтобы **повысить** его температуру **на один Кельвин**.
- Если при сообщении телу количества теплоты  $dQ$ , его температура повышается на  $dT$ , то **его теплоемкость** равна:
- Единица измерения теплоёмкости в СИ: [Дж/К]

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

- Из определения следует, что **теплоемкость тела будет зависеть** от химического состава, массы, температуры, а также **от вида процесса**, определяющего изменение состояния тела при сообщении ему теплоты  $dQ$ .
- **Теплоёмкость моля вещества = молярная теплоёмкость** – величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания **одного моля** вещества на один Кельвин:

$$C^M = \frac{dQ}{\nu dT} \quad \left[ \frac{\text{Дж}}{(\text{моль} \cdot \text{К})} \right]$$

- **Удельная теплоёмкость** – это теплоёмкость единицы массы вещества – величина, равная количеству теплоты, необходимому для нагревания **одного килограмма** вещества на один Кельвин:

$$c^{уд} = \frac{dQ}{m dT} \quad \left[ \frac{\text{Дж}}{(\text{кг} \cdot \text{К})} \right]$$

- Получим связь между молярной и удельной теплоёмкостями одного и того же вещества:

$$\frac{C^M}{c^{уд}} = \frac{m}{\nu}$$



$$C^M = c^{уд} M$$

где  $M$  – молярная масса вещества

# Теплоемкости при постоянных $V$ и $p$

- Величина теплоёмкости **зависит от условий**, при которых происходит нагревание тела.
- Если нагревание происходит при постоянном объёме ( $V=const$  – изохорный процесс), то **теплоёмкость** называется **теплоёмкостью при постоянном объёме** и обозначается:

$$C_V^M = \left( \frac{dQ}{\nu dT} \right)_{V=const}$$

**Молярная теплоёмкость** при постоянном **объёме**

и

$$c_V^{уд} = \left( \frac{dQ}{m dT} \right)_{V=const}$$

**Удельная теплоёмкость** при постоянном **объёме**

- Если нагревание происходит при постоянном давлении ( $p=const$  – изохорный процесс), то **теплоёмкость** называется **теплоёмкостью при постоянном давлении** и обозначается:

$$C_p^M = \left( \frac{dQ}{\nu dT} \right)_{p=const}$$

**Молярная теплоёмкость** при постоянном **давлении**

и

$$c_p^{уд} = \left( \frac{dQ}{m dT} \right)_{p=const}$$

**Удельная теплоёмкость** при постоянном **давлении**

### 3. Применение 1-го начала термодинамики в изопроцессах

#### 1. Изохорический процесс $V = const$



$$\frac{p}{T} = const$$



#### Изопроцесс

- Если газ нагревается или охлаждается при постоянном объёме, то  $dV=0$  и работа внешних сил **равна нулю**:

$$\delta A = p dV = 0 \quad \Rightarrow \quad A_{12} = \int_1^2 \delta A = 0$$

Сообщаемая газу извне теплота  $Q$  пойдёт только на увеличение его внутренней энергии  $U$ .

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

Но  $C_V^M = \left( \frac{dQ}{v dT} \right)_{V=const} \quad \Rightarrow \quad C_V^M = \frac{dU}{v dT} \quad \Rightarrow \quad dU = v C_V^M dT$

**Молярная теплоёмкость** при постоянном **объёме**

**Изменение** внутренней энергии газа:

$$\Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_V^M v dT$$

## Теплоемкости при изохорическом процессе

**Изопроцесс**

$$V = const$$

$$\frac{p}{T} = const$$

Если  $C_V^M = const$  (для идеального газа справедливо)

$$\Delta U = \nu C_V^M \int_{T_1}^{T_2} dT = C_V^M \nu (T_2 - T_1)$$

Получим выражения для молярной и удельной теплоемкостей идеального газа **при постоянном объеме**.

Вспомним, что для идеального газа изменение внутренней энергии **зависит от** количества степеней свободы  $i$ :

$$dU = \frac{i}{2} \nu R dT$$

Тогда **молярная теплоёмкость** при постоянном **объёме**

$$C_V^M = \frac{dU}{\nu dT} = \frac{i}{2} \frac{\nu R dT}{\nu dT} = \frac{i}{2} R$$

Удельная **теплоёмкость** при постоянном **объёме**

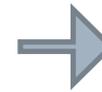
$$c_V^{\nu\delta} = \frac{C_V^M}{M} = \frac{i}{2} \frac{R}{M}$$

# Применение 1-го начала термодинамики в изопроцессах

## 2. Изобарический процесс

**Изопроцесс**

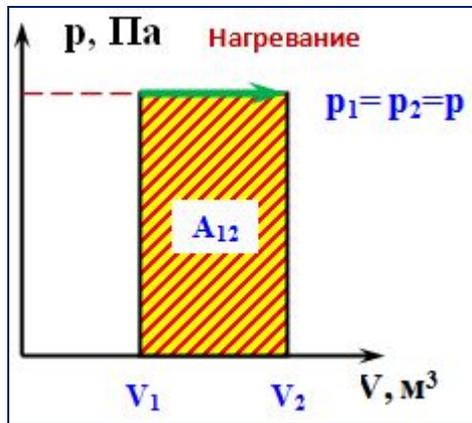
$$p = const$$



$$\frac{V}{T} = const$$

- Работа при **ПОСТОЯННОМ** давлении:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p \int_{V_1}^{V_2} dV = p(V_2 - V_1) = pV_2 - pV_1 = \nu RT_2 - \nu RT_1 = \nu R(T_2 - T_1)$$



1-е начало термодинамики в данном случае:

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



$$C_p^M \nu dT = dU + p dV$$

$$C_p^M = \left( \frac{dQ}{\nu dT} \right)_{p=const}$$

**Молярная теплоёмкость** при  
ПОСТОЯННОМ **давлении**

$$pV = \frac{m}{M} RT$$

Продифференцируем при **p=const**:

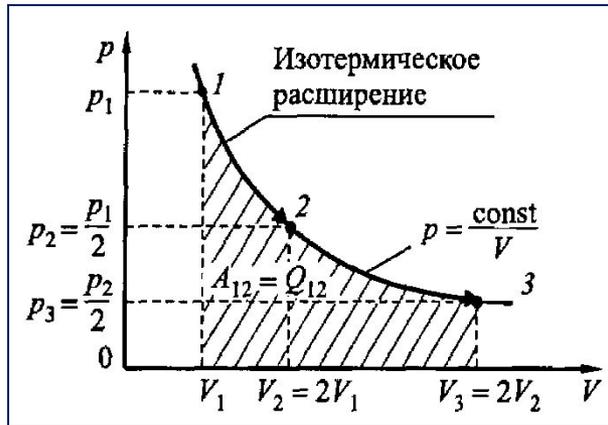
$$p dV = \nu R dT$$

уравнение состояния идеального газа или  
уравнение Менделеева – Клапейрона.

$$C_p^M \nu dT = \frac{i}{2} \nu R dT + \nu R dT$$

# Применение 1-го начала термодинамики в изопроцессах

## 3. Изотермический процесс $T = const \rightarrow pV = const$

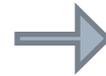


**Изопроцесс**

□ Работа равна:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV$$

$$pV = \frac{m}{M} RT$$



$$p = \frac{\nu RT}{V}$$

из уравнения Менделеева-Клапейрона

Работа при **постоянной** температуре:

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} \nu RT \frac{dV}{V} = \nu RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

где

$$p_1 V_1 = p_2 V_2$$

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}$$

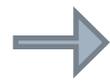
из уравнения Бойля-Мариотта

Тогда 
$$A_{12} = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

**1-е начало термодинамики** в данном случае:

$$\delta Q = dU + \delta A$$
 где  $dU = 0$  так как **температура не изменяется**

$$\delta Q = \delta A$$



$$Q_{12} = A_{12} = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1} = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

# Теплоемкости при изобарическом процессе

**Изопроцесс**

$$p = const$$

$$\frac{V}{T} = const$$

Получим выражения для молярной и удельной теплоемкостей идеального газа **при постоянном давлении**.

$$C_p^M \nu dT = \frac{i}{2} \nu R dT + \nu R dT$$

$$C_p^M = \frac{i\nu R dT + 2\nu R dT}{2\nu dT} = \frac{i+2}{2} R$$



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

Удельная **теплоёмкость** при **постоянном давлении**:

$$c_p^{уд} = \frac{C_p^M}{M} = \frac{i+2}{2} \frac{R}{M}$$

Тогда **молярная теплоёмкость** при постоянном **давлении**

$$C_p^M = \frac{i+2}{2} R = \frac{i}{2} R + R = C_V^M + R$$



$$C_p^M = C_V^M + R$$

**Вывод:** Молярная теплоемкость  $C_p$  газа в процессе с постоянным давлением **всегда больше** молярной теплоемкости  $C_V$  в процессе с постоянным объемом

Мы получили **формулу Майера для молярных теплоемкостей**

# Подготовим формулы для изопроеессов

1-е начало термодинамики $Q = \Delta U + A$	Изохорный процесс $V = \text{const}$	Изобарный процесс $p = \text{const}$	Изотермический процесс $T = \text{const}$
Работа $A$	ноль	$A = \nu R \Delta T$	$A = \nu R T \ln \frac{V_2}{V_1}$ $A = \nu R T \ln \frac{p_1}{p_2}$
Изменение внутренней энергии $\Delta U$	$\Delta U = \nu C_V^M \Delta T$	$\Delta U = \nu C_V^M \Delta T$	ноль
Теплота $Q$	$Q = \nu C_V^M \Delta T$ $Q = \nu \frac{i}{2} R \Delta T$	$Q = \nu C_p^M \Delta T$ $Q = \nu \frac{i+2}{2} R \Delta T$	$Q = \nu R T \ln \frac{V_2}{V_1}$ $Q = \nu R T \ln \frac{p_1}{p_2}$

## 4. Адиабатический процесс

- **Адиабатический процесс** - процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой. Подведённое к телу количество теплоты:  $Q=0$  или  $\delta Q=0$ .
- Определим **уравнение состояния** - уравнение, связывающее параметры идеального газа при адиабатическом процессе.
- Первое начало термодинамики можно записать в следующем виде:

$$\delta Q = dU + \delta A \rightarrow \delta A = -dU \quad \text{где} \quad \delta A = pdV$$

**Вывод:** Работа газа при адиабатическом процессе происходит за счёт убыли внутренней энергии.

Учтем, что:  $dU = \nu C_V^M dT \rightarrow pdV = -\nu C_V^M dT$

давление из уравнения Менделеева-Клапейрона

$$p = \frac{\nu RT}{V} \rightarrow -\nu C_V^M dT = \nu RT \frac{dV}{V}$$

$$-C_V^M dT = RT \frac{dV}{V}$$

Разделим переменные  $T$  и  $V$ :  $\frac{dT}{T} = -\frac{R}{C_V^M} \frac{dV}{V}$

Возьмем определенный интеграл:

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = -\frac{R}{C_V^M} \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} \rightarrow \ln \frac{T_2}{T_1} = -\frac{R}{C_V^M} \ln \frac{V_2}{V_1}$$

## 4. Адиабатический процесс -2

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = -\frac{R}{C_V^M} \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$C_p^M = C_V^M + R$$

формула  
Майера

□ Зная формулу Майера, преобразуем отношение:

$$\frac{R}{C_V^M} = \frac{C_p^M - C_V^M}{C_V^M} = \frac{C_p^M}{C_V^M} - 1 = \gamma - 1$$

где  $\gamma$  - адиабатическая постоянная

$$\gamma = \frac{C_p^M}{C_V^M} = \frac{\frac{i+2}{2}R}{\frac{i}{2}R} = \frac{i+2}{i}$$

Тогда

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = -(\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1}$$

Избавимся от логарифмов – то, что перед логарифмом есть показатель степени логарифма:

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \ln \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1}$$

$$T_2 V_2^{\gamma-1} = T_1 V_1^{\gamma-1} \Rightarrow TV^{\gamma-1} = const$$

Один из видов записи уравнения Пуассона

## 2. Уравнение Пуассона – формула адиабатического процесса

$$T_2 V_2^{\gamma-1} = T_1 V_1^{\gamma-1} \rightarrow \boxed{TV^{\gamma-1} = const}$$

- Перейдём от этого уравнения к уравнению в переменных  $p, V$

Из уравнения Менделеева-Клапейрона температура  $T$ :

$$\boxed{pV = \frac{m}{M} RT} \rightarrow T = \frac{pV}{\nu R} \quad \text{где в знаменателе константы}$$

Тогда  $\frac{pV}{\nu R} V^{\gamma-1} = const \rightarrow \frac{pV^\gamma}{\nu R} = const \rightarrow \boxed{pV^\gamma = const}$

Основной вид записи уравнения Пуассона

- Перейдём от этого уравнения к уравнению в переменных  $p, T$

Из уравнения Менделеева-Клапейрона объем  $V$ :  $V = \frac{\nu RT}{p}$

$$\boxed{pV^\gamma = const} \rightarrow p \left( \frac{\nu RT}{p} \right)^\gamma = const \rightarrow p \left( \frac{T}{p} \right)^\gamma = const$$

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

Третий из видов записи уравнения Пуассона

# Работа газа при адиабатическом процессе

- **Адиабатический процесс** - процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой. Подведённое к телу количество теплоты:  $Q=0$  или  $\delta Q=0$ :  $\delta A = -dU$

Учтем, что:  $dU = \nu C_V^M dT \rightarrow \delta A = -\nu C_V^M dT$

Возьмем  
определенный  
интеграл:

$$A_{12} = \int_{T_1}^{T_2} -\nu C_V^M dT \rightarrow A_{12} = -\nu C_V^M \int_{T_1}^{T_2} dT$$

$$A_{12} = -\nu C_V^M (T_2 - T_1) = \frac{m}{M} C_V^M (T_1 - T_2) \quad \text{где} \quad C_V^M = \frac{R}{\gamma - 1}$$

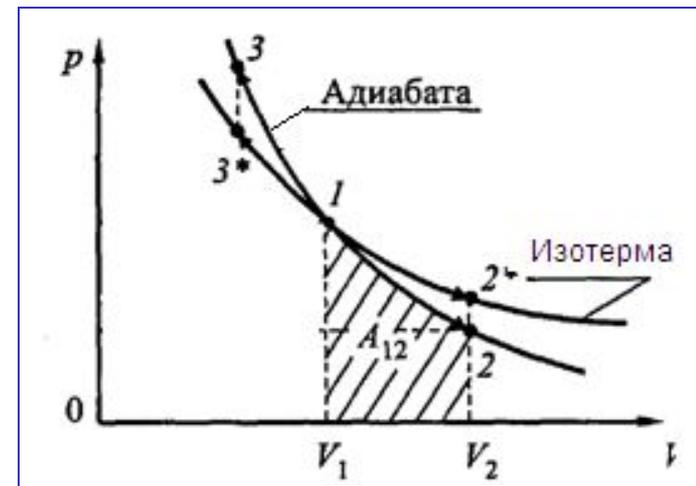
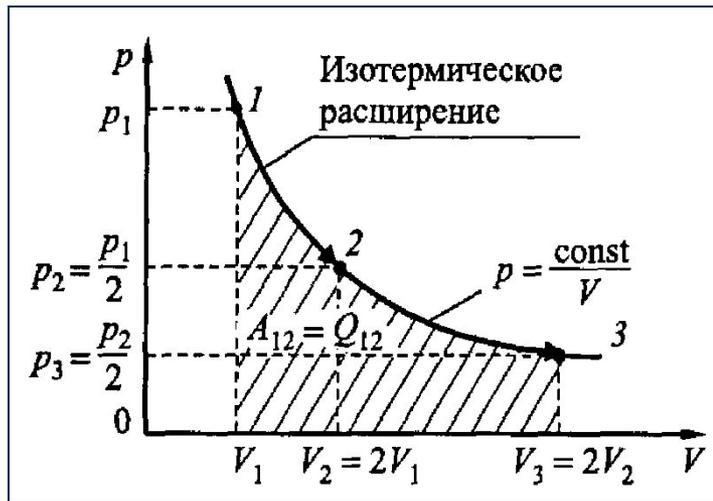
Учтем, что:  $TV^{\gamma-1} = const \rightarrow T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_2^{\gamma-1} \rightarrow T_2 = \frac{T_1 V_1^{\gamma-1}}{V_2^{\gamma-1}}$

$$A = \nu \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right] \rightarrow A = \frac{p_1 V_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$$

Из уравнения Менделеева-Клапейрона температура  $T_1$ :

$$\nu RT_1 = p_1 V_1$$

# Сравнение изотермического и адиабатического процессов



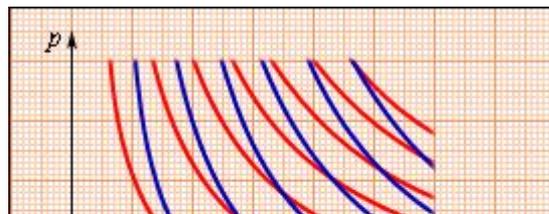
## Изотермический процесс

$$T = const$$

Изопроцесс

$$pV = const$$

Закон Бойля-  
Мариотта



## Адиабатический процесс

$$Q=0$$

Квазистационарный процесс

$$pV^\gamma = const$$

Уравнение  
Пуассона



График адиабаты более крутой, чем изотермы

# Подитожим для всех процессов

1-е начало термодинамики $Q = \Delta U + A$	Изохорный процесс $V = \text{const}$	Изобарный процесс $p = \text{const}$	Изотермический процесс $T = \text{const}$	Адиабатический процесс $Q = 0$
Работа $A$	ноль	$A = \nu R \Delta T$	$A = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ $A = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}$	$A = \nu \frac{RT_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$ $A = \frac{pV_1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$
Изменение внутренней энергии $\Delta U$	$\Delta U = \nu C_V^M \Delta T$	$\Delta U = \nu C_V^M \Delta T$	ноль	$\Delta U = \nu \frac{RT_1}{1 - \gamma} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$ $\Delta U = \frac{pV_1}{1 - \gamma} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma - 1} \right]$
Теплота $Q$	$Q = \nu C_V^M \Delta T$ $Q = \nu \frac{i}{2} R \Delta T$	$Q = \nu C_p^M \Delta T$ $Q = \nu \frac{i + 2}{2} R \Delta T$	$Q = \nu RT \ln \frac{V_2}{V_1}$ $Q = \nu RT \ln \frac{p_1}{p_2}$	ноль

### 3. Политропические (политропные) процессы

- Рассмотренные изохорный, изобарный, изотермический и адиабатический процессы происходят **при постоянной теплоёмкости**.

**Политропический процесс** - процесс, при котором теплоёмкость тела остаётся постоянной:  $C = const$ .

Уравнение политропы для идеального газа:

$$pV^n = const \quad \text{где}$$

$$n = \frac{C - C_p}{C - C_v}$$

Показатель политропы

При  $n = \gamma$  уравнение переходит в **уравнение адиабаты**:

$$pV^\gamma = const$$

При  $n = 0$  ( $C^M = C_p^M$ ) - в уравнение **изобары**:

$$p = const$$



$$\frac{V}{T} = const$$

При  $n = 1$  ( $C^M = \infty$ ) - в уравнение **изотермы**:

$$pV = const$$

При  $n = \infty$  ( $C^M = C_v^M$ ) - в уравнение **изохоры**:

$$V = const$$



$$\frac{p}{T} = const$$

# Работа при политропическом (политропном) процессе

- Выразим давление  $p$  через объем  $V$ :

$$pV^n = \text{const} \rightarrow pV^n = p_1V_1^n = p_2V_2^n \quad \text{где } p \text{ и } V \text{ – давление и объем в любом промежуточном состоянии}$$

$p_1, V_1$  и  $p_2, V_2$  – значения давления и объема газа соответственно в начальном и конечном состояниях

Отсюда

$$p = \frac{p_1V_1^n}{V^n}$$

Тогда работа:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p_1V_1^n \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^n}$$

- Для случая, когда  $n \neq 1$ , интеграл равен:

$$A = p_1V_1^n \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^n} = \frac{p_1V_1^n}{n-1} \left( \frac{1}{V_1^{n-1}} - \frac{1}{V_2^{n-1}} \right) = \frac{p_1V_1}{n-1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right]$$

Для адиабаты

Для политропы

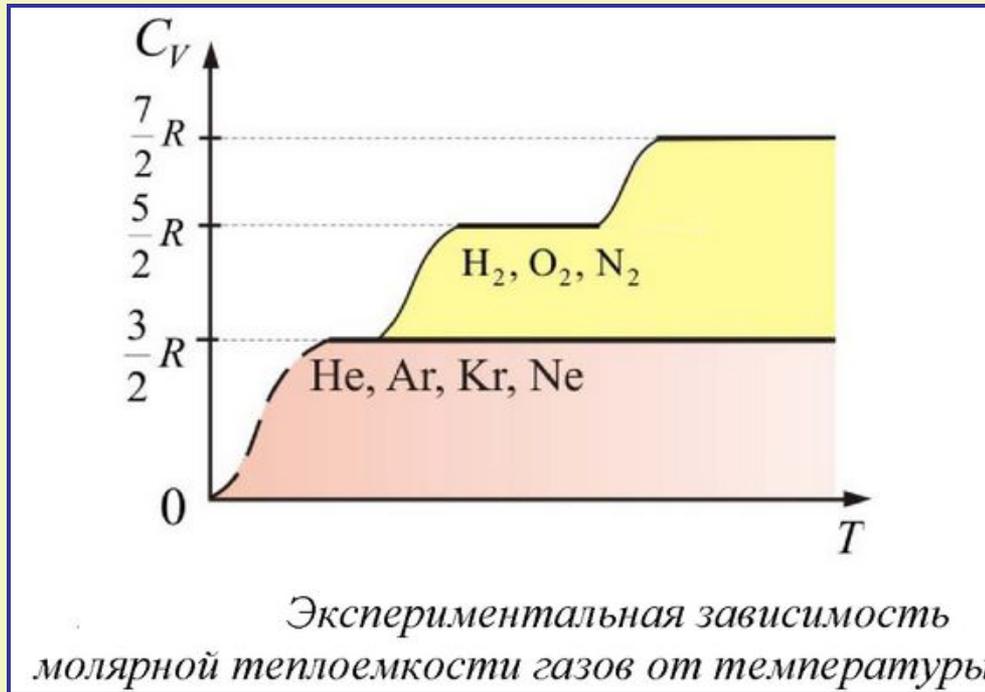
По зако

$$A = \frac{p_1V_1}{\gamma-1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]$$

$RT_1 \rightarrow$

$$A = \nu \frac{RT_1}{n-1} \left[ 1 - \left( \frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right]$$

# Объяснение зависимости молярной теплоемкости от температуры

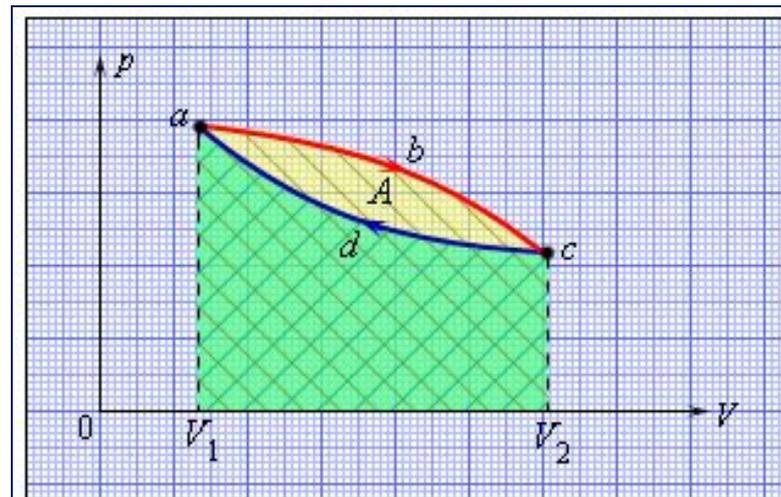


- Но энергия колебаний молекулы водорода велика, поэтому **при комнатной температуре** молекулы находятся в подавляющем большинстве на нижнем колебательном уровне, и колебательная степень свободы оказывается "**вымороженной**".
- Из-за этого теплоемкость водорода при комнатной температуре близка к  $5R/2$ , и лишь при температурах **свыше 5000 К** все степени свободы эффективно возбуждены и теплоемкость подходит к теоретической  $7R/2$ .
- При понижении температуры до **80 К** вымораживаются и вращательные степени свободы, и теплоемкость водорода падает до  $3R/2$ .
- ~~Аналогичные явления наблюдаются также в жидкостях и твердых телах.~~

# Спасибо за внимание!

- Графическое представление 1-го начала термодинамики:

$$A = Q_1 - Q_2$$



Круговой процесс на диаграмме  
( $p, V$ ).

$abc$  – кривая расширения,

$cda$  – кривая сжатия.

Работа  $A$  в круговом процессе равна площади  
фигуры  $abcd$